



N° d'ordre : 04 / 2003 – E / PH.

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE
FACULTE DE PHYSIQUE

THESE

Présentée :

pour l'obtention du grade de Docteur d'Etat en Physique
Spécialité : Sciences Nucléaires

Par

M^{me} Ghania MEDKOUR éps Ishak-Boushaki

Sujet

*Etude de la dynamique de la fission
à basse énergie.*

Soutenue le : Dimanche 12 octobre 2003 devant la commission d'examen :

M ^r A.AMOKRANE	Professeur, (USTHB)	Président
M ^r M.ASGHAR	Professeur, LSPC, (Grenoble, France)	Directeur de thèse
M ^{me} M.ALLAB	Professeur, (USTHB)	Examineur
M ^r G.BARREAU	Directeur de recherche, (CENBG, France)	Examineur
M ^r M.DJEBARA	Maître de conférences, (USTHB)	Examineur
M ^r S.HASSANI	Directeur de recherche, (COMENA)	Examineur

*A mes parents,
A Mustapha, A Hadjer.*

Remerciements

Ce travail a été réalisé grâce à une étroite collaboration entre la faculté de Physique de L'U.S.T.H.B. d'Alger, le centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux - Gradignan, l'Institut Laue – Langevin de Grenoble et l'Université de Tübingen. Je remercie Les autorités concernées pour avoir contribué chacune à sa manière au bon déroulement de cette étude.

J'exprime ma profonde gratitude au Professeur M.Asghar, actuellement chercheur au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble, qui a suivi et dirigé ce travail malgré les nombreux obstacles.

Mr. G. Barreau, Directeur de recherche au centre d'études Nucléaires de Bordeaux, m'a accueilli à maintes reprises au sein de son équipe, et m'a aide à mener à terme ce travail qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude. Sa présence au sein de la commission d'Examen m'a beaucoup honorée.

Je remercie vivement Madame M. Allab, Professeur à l'USTHB, pour ses encouragements et conseils et pour avoir mis à ma disposition tous les moyens de calcul nécessaires pour réaliser ce travail et d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je remercie Mr. A. Amokrane, Professeur à l'U.S.T.H.B, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider ce Jury .

J'aimerais également remercier :

Mr. M. Djebara maître de Conférences à L'U.S.T.H.B et Mr. S. Hassani, Directeur de recherche au COMENA, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté en voulant examiner ce travail.

Melle N. Boucheneb, avec laquelle j'ai commencé cette étude et Mr. M. Aïche, chargé de recherche au centre d'études Nucléaires de Bordeaux, pour son aide inestimable en informatique.

Melle Z. Meliani, professeur à l'U.S.T.H.B et Madame M. Haddad, maître de Conférences à l'U.S.T.H.B pour leur aide et soutien amical.

Enfin, mes amis, chez qui j'ai toujours trouvé soutien et courage, sauront se reconnaître.

Table des matières.

Introduction	1
Chapitre I : Approches théoriques du mécanisme de fission	3
I.1 Approche macroscopique – Modèle de la goutte liquide.	3
I.2 Approche macro – microscopique de la fission : la méthode de Strutinsky.	6
I.3 Approche microscopique de la fission : Calcul de Hartree Fock – Bogolyubov.	8
I.4 Après le point de scission .	11
I.4.1 Modèle thermodynamique de Wilkins et al..	12
I.4.2 Modèle statistique de Fong	15
I.4.3 Théorie unifiée de Nörenberg	16
Chapitre II : Le spectomètre Cosi fan tutte	19
II.1 Dispositif de temps de vol	19
II.2 Chambre d'ionisation	22
II.3 Electronique et acquisition des données expérimentales.	27
Chapitre III : Traitement des données expérimentales	28
III.1 Etalonnage du dispositif de temps de vol et mesure de la vitesse des fragments	28
III.2 Obtention de la masse	30
III.3 Obtention de l'énergie cinétique	33
III.4 Obtention de la charge nucléaire	33
Chapitre IV : Résultats expérimentaux	43
IV.1 Distribution en énergie cinétique	43
IV.2 Distribution en masse globale	44
IV.3 Etude des corrélations masse – énergie	46
IV.3.1 Les distributions en masse pour différentes fenêtres en énergie cinétique	46
IV.4 Etude des corrélations charge – énergie	46
IV.4.1 Les distributions en charge pour différentes fenêtres en énergie cinétique.	46
IV.4.2 Effet pair – impair en proton	53

IV.4.3 Effet de parité en charge local	54
IV.4.4 Energie cinétique moyenne en fonction de la charge	56
IV.4.5 La variance des distributions isobariques	60
IV.4.6 L'effet de parité en charge tend t-il vraiment vers zéro à basse énergie cinétique?.	62
IV.4.7 Choix du paramètre d'analyse pour l'étude de l'effet de parité en charge	65
IV.5 Distributions isotoniques	70
 Chapitre V : Discussions	 74
V.1 Distributions en masse	74
V.2 Dynamique de la fission à basse énergie	75
V.2.1 Modèles de fission	75
V.2.1.1 Modèle adiabatique	75
V.2.1.2 Modèle statistique	75
V.2.1.3 Modèle des bandes de fission de Nörenberg	76
V.2.2 Cavité de potentiel	76
V.2.3 Etude des distributions en énergie cinétique et de la dispersion en énergie d'excitation des deux fragments de fission	77
V.2.3.1 Modèle de Fong	78
V.2.3.2 Modèle de Nörenberg	79
V.2.4 Modèles de fission et origine de l'effet de parité en charge	80
V.2.4.1 Modèle statistique	80
V.2.4.2 Modèle superfluide de Rejmund	81
V.2.4.3 Modèle de Nörenberg	84
V.2.5 Brisure de paires au point selle	84
V.2.6 Source d'énergie pour briser les paires de protons	84
V.3 Etude de la dynamique de la rupture du col	86
V.3.1 Etude quantique de la variance en charge	86
V.3.2 Etude de l'effet de parité en charge en fonction de la vitesse de rupture du col	91
V.3.3 Emission ternaire	93
V.4 Répartition de l'énergie collective entre les deux fragments naissants et dynamique de la rupture du col	94
 Conclusions	 95
Références	98
Annexe	101

Introduction

L'étude du comportement dynamique de la matière nucléaire reste un thème d'actualité en physique nucléaire. La fission à basse énergie ou fission induite par des neutrons thermiques, est une source privilégiée d'informations sur ce sujet. Elle permet d'étudier la matière nucléaire peu excitée sous la contrainte des grandes déformations.

Le noyau composé, formé après absorption d'un neutron thermique par un noyau cible, subit de grandes déformations sous l'effet des forces de répulsion Coulombienne et de la tension superficielle. En se déformant, le noyau crée sa propre barrière de potentiel, et s'il atteint un point critique de déformation, appelé point selle, son mouvement vers la scission devient irréversible. Au point de scission, le noyau se scinde en deux fragments, dans le cas de la fission binaire. Parfois, les deux fragments sont accompagnés d'une particule légère chargée (alpha, triton,...), on parle alors de fission ternaire.

Actuellement, il est bien établi que c'est les effets de couches des nucléons qui déterminent l'allure de la barrière de potentiel et qui, dans la région des actinides, donnent naissance à un second puits déformé (double barrière de potentiel). La traversée des barrières de potentiel est un processus très lent (environ 10^{-16} s), gouverné par des effets purement statiques. Quant à la transition du point selle au point de scission, elle est beaucoup plus rapide (environ 10^{-20} s). C'est au cours de cette étape que se manifeste la nature de la dynamique de la matière nucléaire.

L'énergie libérée lors de la descente du point selle au point de scission est d'environ 30 MeV. Selon l'importance de la viscosité nucléaire ou bien de la nature de la dynamique de la matière nucléaire, cette énergie se répartit entre les différents degrés de liberté collectifs tels que l'élongation, la vibration, la rotation et les degrés de liberté intrinsèques (brisure de paires de nucléons ou excitation de quasi - particules). Deux situations extrêmes peuvent être envisagées :

Dans le cas d'un processus purement adiabatique, les fragments de fission au point de scission sont dans leurs états fondamentaux mais présentent une configuration très déformée.

Pour une transition du point selle au point de scission de nature statistique, les fragments naissants sont très excités et peu déformés.

Après le point de scission, les fragments convertissent leurs énergies de déformation en énergie d'excitation intrinsèque (cette conversion se fait par amortissement des vibrations collectives). Les fragments excités se désexcitent en émettant des neutrons prompts puis des gammas, mais ils restent instables car trop riches en neutrons. Ils rejoignent la ligne de stabilité par des désintégration β^- successives et par l'émission de neutrons retardés.

Avec les dispositifs de détection les plus récents (comme le spectromètre Lohengrin et Cosi fan tutte), le temps de détection d'un fragment de fission a été réduit à environ 100ns. Les fragments détectés conservent leurs états de charges primaires.

L'approche de la nature de la dynamique de la transition du point selle au point de scission peut s'effectuer de deux manières :

Soit par une étude des caractéristiques des particules ternaires de tripartition (énergie cinétique, distribution angulaire...), ou par une étude de l'effet de parité en charge.

Dans ce travail, nous avons opté pour une étude détaillée de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique des fragments de fission.

L'effet de parité en charge est défini comme étant l'écart entre les rendements des charges paires et impaires, c'est une mesure de la probabilité de brisure de paires de protons. Lorsque un noyau de charge paire fissionne, selon la nature de la viscosité de la matière nucléaire et de l'énergie d'excitation disponible au niveau du dernier point selle, cette brisure de paires (ou excitation de quasi - particules) peut avoir lieu soit au niveau du dernier point selle, soit durant la descente du point selle au point de scission ou alors au moment de la rupture du col joignant les pré - fragments.

Pour effectuer cette étude, nous avons choisi la fission induite par neutrons thermiques de ^{235}U . Ce noyau a fait l'objet de plusieurs études donnant des résultats essentiellement à haute énergie cinétique (Gerard simon. Thèse d'Etat Unité de Paris Sud 1990), ou il est bien établi que les fragments sont émis dans un état proche de leur état fondamental (fission froide). Les seuls résultats existants à très basse énergie cinétique sont ceux de Mollenkopf et al.(J.Phys.G : Nucl Part.18(1992)L203-L210). Ce dernier affirme que l'effet de parité en charge augmente de nouveau à très basse énergie cinétique. Il arrive à la conclusion que la dynamique qui se manifeste lors de la transition du dernier point selle au point de scission est de nature statistique et que les fragments de fission de faible énergie cinétique sont émis dans un état froid et très déformé.

Notre contribution consiste à compléter cette étude à très basse énergie cinétique et à confirmer les résultats obtenus à haute énergie cinétique.

Dans un premier chapitre, nous avons rappelé et comparé les différents modèles théoriques décrivant le processus de fission.

Nous avons effectué nos mesures auprès du spectromètre Cosisan installé auprès du réacteur à haut flux de neutrons de l'Institut Laue Langevin de Grenoble. Nous avons donc consacré le chapitre II à la description de ce dispositif expérimental.

Dans le chapitre III, nous décrivons les méthodes utilisées pour identifier la masse, l'énergie cinétique et la charge nucléaire des fragments de fission.

Nous avons rencontré beaucoup de difficultés lors de l'analyse des spectres en charge à basse énergie cinétique. La cause étant la mauvaise résolution en charge, la faible statistique et la présence des événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation. Nous avons introduit une nouvelle méthode pour éliminer ces événements. Que nous présentons dans le chapitre IV.

Enfin, nous présentons nos résultats expérimentaux dans le chapitre IV, et les discutons dans le chapitre V.

Chapitre I : Approches théoriques du mécanisme de fission

I.1 Approche macroscopique - Modèle de la goutte liquide :

Dés 1939 et grâce aux premiers travaux de Bohr et Wheeler [1] le modèle de la goutte liquide (MGL) sert de cadre théorique pour décrire le phénomène de fission. Malgré ses lacunes, ce modèle contient l'essentiel de ce qu'il faut savoir pour comprendre le mécanisme de fission.

Dans ce modèle, le noyau est assimilé à une goutte liquide incompressible, uniformément chargée. Les forces mises en jeu au sein du noyau sont les forces nucléaires à courte portée et attractives auxquelles s'ajoutent les forces coulombiennes répulsives entre les protons. La stabilité du noyau est gouvernée par la compétition entre ces deux forces. L'énergie totale d'un noyau de masse A , de charge Z est calculée en utilisant la formule semi-empirique des masses, de Bethe et Weizsäcker (1935) :

$$E(A, Z) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N - Z)^2}{A}, \quad (1)$$

où a_V, a_S, a_C et a_A sont des paramètres, en principe indépendants de A et de Z , dont la valeur numérique doit être ajustée pour reproduire le plus fidèlement possible les résultats expérimentaux.

Lorsqu'un noyau est excité, certaines distorsions de sa surface peuvent apparaître. Les forces de tension superficielles tendent à lui redonner sa forme initiale sphérique tandis que les forces de répulsion coulombienne tendent au contraire à augmenter la distorsion. Si ces forces répulsives l'emportent sur les forces attractives, la déformation de la goutte liquide augmente et le noyau fissionne.

*Comportement du noyau pour les petites déformations: Paramètre de fissilité :

La surface du noyau fissionnant peut être correctement représentée depuis l'état sphérique jusqu'à un stade tardif du processus de fission par un développement du rayon nucléaire en harmoniques sphériques [2] :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (2)$$

R_0 : rayon du noyau sphérique.

On montre que l'énergie de surface E_S et l'énergie coulombienne E_C [2] sont données par :

$$E_S = E_{S0} \left[1 + \frac{1}{8\pi} \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} (\lambda - 1)(\lambda + 2) |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right] \quad (3)$$

$$E_C = E_{C0} \left[1 - \frac{5}{4\pi} \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \frac{(\lambda - 1)}{(2\lambda + 1)} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right] \quad (4)$$

E_{S0} et E_{C0} représentent respectivement l'énergie de surface et l'énergie Coulombienne correspondant à l'état sphérique du noyau. Soient :

$$E_{S0} = \tau \times \text{surface nucléaire} = a_S A^{2/3} \quad (5)$$

$$E_{C0} = \frac{3 (Ze)^2}{5 R_0} = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (6)$$

où τ , Z , A et R_0 représentent respectivement, l'énergie de surface par unité de surface, le numéro atomique, le nombre de masse et le rayon du noyau sphérique.

La variation de l'énergie potentielle ΔE_p exprimée en unité d'énergie de surface E_{S0} est donnée par :

$$\Delta E_p = \frac{E_S + E_C - E_{S0} - E_{C0}}{E_{S0}} = \frac{1}{2\pi} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} \left[\frac{(\lambda - 1)(\lambda + 2)}{4} - \chi \frac{5(\lambda - 1)}{(2\lambda + 1)} \right] |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (7)$$

$$\text{où } \chi = \frac{E_{C0}}{2E_{S0}} \cong \frac{Z^2 / A}{(Z^2 / A)_{\text{Critique}}}, \quad (8)$$

est appelé paramètre de fissilité, avec $(Z^2 / A)_{\text{Critique}} \approx 50$. (9)

Pour de faibles déformations ellipsoïdales ($\lambda = 2$) la goutte nucléaire est stable seulement pour $\chi < 1$. Tous les noyaux stables connus ont un paramètre de fissilité inférieur à un.

* Cartographie de l'énergie potentielle :

Dans le cas des déformations à symétrie, les paramètres α_{20} et α_{40} qui représentent respectivement l'élongation et la striction (formation du col entre les deux fragments) du noyau sont les plus utilisés. La figure(I-1) représente la surface de l'énergie potentielle $E_p(\alpha)$ en fonction de ces deux paramètres. Les lignes de niveaux reportés sur cette surface font apparaître :

- Un puits profond sphérique qui correspond au noyau dans son état fondamental.
- La vallée de la fission binaire qui débouche elle-même dans la vallée de la fusion .
- la vallée de la fission ternaire où le noyau se divise en trois fragments symétriques.

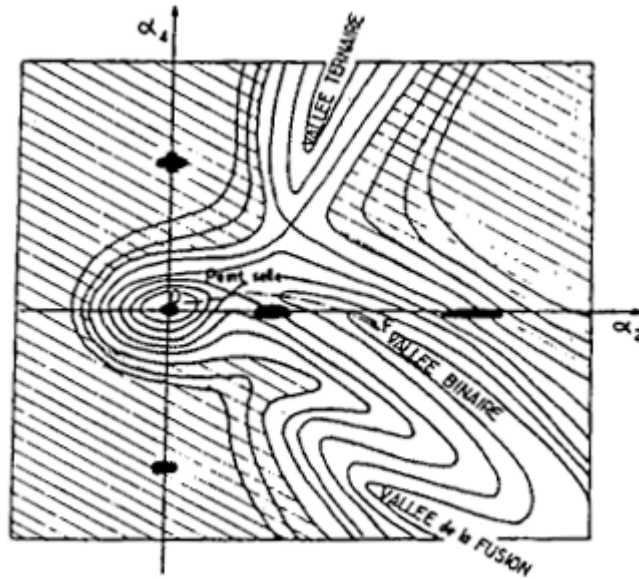


Fig I.1 : Surface d'énergie potentielle calculée dans le cadre du MGL.

Ces deux vallées sont séparées de l'état fondamental par des cols dont la hauteur par rapport à ce fondamental est caractéristique d'un seuil de fission, la valeur la plus faible étant atteinte pour la fission binaire. L'évolution du système fissionnant entre l'état initial et la scission peut être représentée par une ligne de cette surface que l'on appelle le chemin de la fission. En tout points α_2 de ce chemin, l'énergie potentielle est minimale par rapport à α_4 :

$$\left. \frac{dE_P}{d\alpha_4} \right|_{\alpha_2} = 0$$

l'énergie potentielle de la goutte nucléaire le long de ce chemin s'apparente à celle d'une barrière appelée barrière de fission figure (I-2).

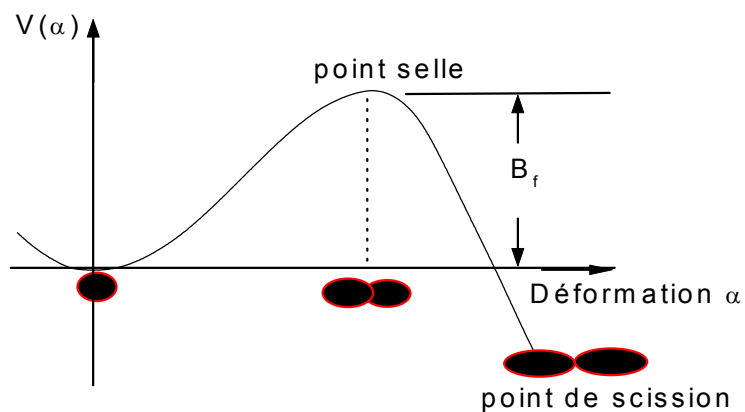


Fig I.2 : Barrière de fission calculée dans le cadre du MGL.

Les calculs ont été effectués pour des configurations symétriques et asymétriques et pour toutes les valeurs de χ entre zéro et un. De ces études systématiques émergent plusieurs résultats intéressants que nous rappellerons brièvement.

*** Confrontation avec l'expérience :**

Le modèle de la goutte liquide, malgré sa simplicité, a permis d'expliquer les grandes caractéristiques de la fission:

- La probabilité de fission des noyaux croît avec le facteur Z^2 / A , ceci apparaît clairement dans la fission spontanée dont les demi-vies sont de plus en plus courtes, au fur et à mesure que l'on atteint les transuraniens les plus lointains.
- L'évolution générale des hauteurs de barrières de fission avec le paramètre de fissilité, est globalement bien reproduite avec néanmoins des écarts importants dans la région du Pb ($Z=82$), et dans la région des actinides où la variation des barrières calculées s'avère beaucoup plus importante que celles mesurées par expérience.

L'échec le plus évident du MGL est certainement son incapacité à reproduire, à faible énergie d'excitation, la fission asymétrique des noyaux lourds entre le Th et le ^{257}Fm - ^{258}Fm .

I.2 Approche macro-microscopique de la fission: La méthode de Strutinsky [3, 4, 5]:

La méthode proposée par Strutinsky consiste à :

- Choisir un ensemble de paramètres $\{\alpha\}$ permettant de décrire les différentes formes du noyau au cours de son évolution vers la fission.
- Calculer l'énergie potentielle goutte liquide $E_{GL}(\alpha)$ pour les différentes formes du noyau.
- Choisir un potentiel moyen pour tenir compte de l'interaction nucléon-nucléon . Pour le puits de potentiel choisi on détermine les états de particules (neutrons et protons) par résolution de l'équation de Schrödinger.

L'évolution de l'énergie potentielle du noyau avec sa déformation s'écrit :

$$E_p(\alpha) = E_{GL}(\alpha) + \sum_{P,N} [\delta_s(\alpha) + \delta_p(\alpha)] \tag{10}$$

$\delta_s(\alpha)$ est la correction de couche pour les neutrons et les protons, calculée comme la différence de niveaux d'énergie de deux modèles à particules indépendantes :

i/ un modèle en couches réaliste, caractérisé par une distribution non uniforme des niveaux d'énergie et une dégénérescence , qui donne une distribution de niveaux d'énergie réaliste.

ii/ un modèle de Fermi qui donne une distribution uniforme des niveaux d'énergie.

$\delta_p(\alpha)$ sont les corrections d'appariement, déterminées dans le cadre de la théorie BCS [6]. Elles oscillent en opposition de phase avec les corrections de couches et elles sont beaucoup moins importantes que ces dernières.

Ces deux types de corrections sont effectuées indépendamment pour les protons et les neutrons. On aboutit ainsi à une barrière de fission à deux bosses dont l'allure générale est représentée sur la figure (I-3).

Les hauteurs relatives des deux barrières et la profondeur du second puits qu'elle encadrent varient de façon importante avec le numéro atomique Z du noyau. Dans la région des Thorium la seconde barrière est plus élevée que la première alors que l'effet inverse est observé pour les noyaux de Z plus élevé. La barrière la plus élevée atteint une valeur située entre 5 et 6 MeV de hauteur. C'est dans la région Uranium – Plutonium que les deux barrières atteignent des hauteurs voisines et c'est dans cette région que le second minimum est le plus prononcé ($\sim 3\text{MeV}$). L'apparition de ce second puits apporte la réponse à plusieurs questions

- i/ l'existence de noyaux déformés dans leurs états fondamentaux
- ii/ l'existence d'isomères de forme qui correspondent aux noyaux piégés dans le deuxième puits.
- iii/ Les structures intermédiaires et les résonances de vibrations qui apparaissent dans la section efficace de fission, trouvent leur explication dans le couplage entre les états du premier puits et les états du deuxième puits (états de classe I et états de classe II).

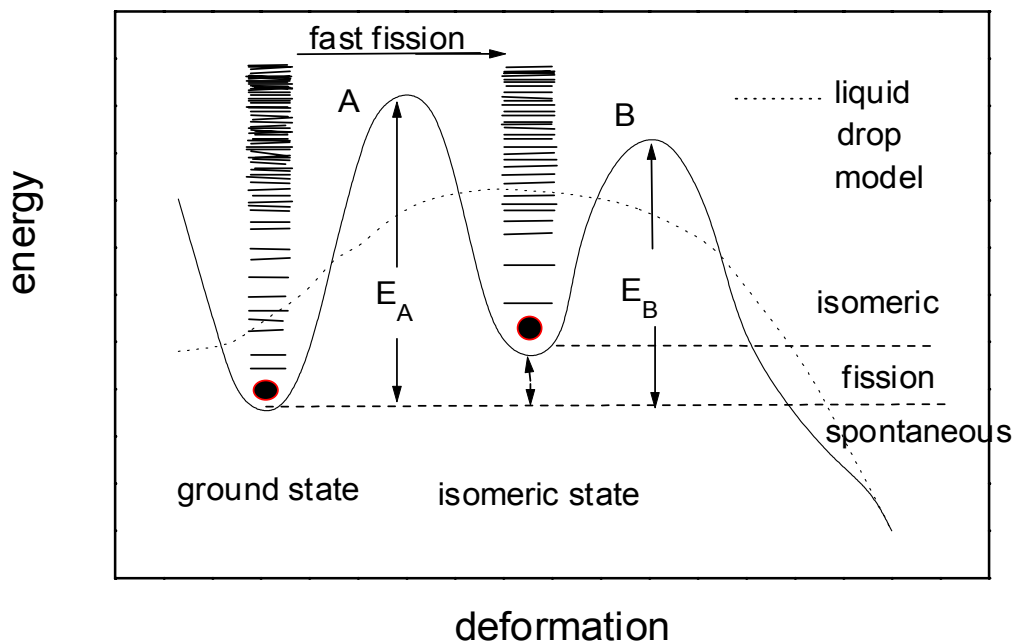


Fig I.3 : Barrière de fission calculée selon la prescription de Strutinsky comparée à celle prédite par le MGL.

Dés la fin des années 70 la méthode de Strutinsky s'est imposée très rapidement dans l'étude du phénomène de fission, néanmoins elle fut dès l'origine qualifiée d'approche phénoménologique ou encore semi-classique puisqu'elle combine sans expliquer les aspects classiques et quantiques du noyau.

I.3 Approche microscopique de la fission: Calcul de Hartree Fock – Bogolyubov[7] :

L'objectif de Berger, Girod et Gogny [7] a été de proposer une approche complètement microscopique et quantique des phénomènes collectifs de grande amplitude et de basse énergie. Leur approche suppose que l'on a pu trouver la forme de l'hamiltonien nucléaire effectif qui permet de décrire le noyau en termes de quasi-particules indépendantes.

L'état fondamental du système est alors déterminé en cherchant la fonction d'onde de quasi-particules indépendantes qui minimise l'énergie totale. Avec cette méthode, la dynamique des nucléons est régie par des équations auto-consistantes du type Hartree-Fock – Bogolyubov (HFB). Par conséquent les corrections d'appariement entre les nucléons sont incluses microscopiquement. Cette procédure, développée par Gogny dans les années 70, a conduit celui-ci à définir une paramétrisation de la force nucléaire effective – l'interaction D1 – à la fois relativement générale et bien adaptée aux techniques de calculs auto-consistants [8], sa caractéristique principale est d'être de portée finie, ce qui est essentiel pour décrire l'appariement.

De nombreuses applications ont montré que les calculs microscopiques réalisés avec cette interaction sont capables de reproduire quantitativement aussi bien les propriétés des noyaux dans leur état fondamental (énergies de liaison, rayons, déformations [8,9,10, 11,12], que leurs excitations de basse énergie. De plus, la souplesse de sa paramétrisation a permis d'ajuster ses propriétés de surface, de façon à retrouver les hauteurs des barrières de fission compatibles avec les valeurs déduites de l'expérience.

Cette interaction apparaît donc particulièrement bien placée pour décrire les processus nucléaires de grande amplitude où les effets d'appariement et de surface jouent un rôle important.

Les aspects purement collectifs du phénomène étudié et sa dynamique sont introduits dans leur approche par l'intermédiaire de champs extérieurs auxiliaires. Cette technique consiste à plonger le noyau dans des champs d'intensité variable, capables de le déformer de différentes façons, et à déterminer l'état du système lorsqu'il est en équilibre avec ces champs extérieurs.

Cette façon de faire se justifie bien du fait que les temps caractéristiques d'évolution collective, sont beaucoup plus longs que ceux du mouvement des nucléons à l'intérieur du champ nucléaire moyen (100 à 1000 fois dans la fission, par exemple). La structure interne du système a donc le temps de se réarranger au cours du mouvement collectif, et peut être considérée à tous les instants comme équilibrée. En d'autres termes, la dynamique collective s'effectue adiabatiquement avec une très bonne approximation. Le but de la démarche HFB avec des champs extérieurs (ou contraintes) est de reproduire l'ensemble des configurations que le système peut adopter au cours de son évolution dynamique. Les champs extérieurs sont ajoutés à l'hamiltonien microscopique sous forme de contraintes proportionnelles aux opérateurs multipolaires habituels \hat{Q}_{lm} .

Dans la fission à basse énergie, quatre types d'opérateurs sont généralement utilisés :

- \hat{Q}_{20} pour définir l'élongation totale du système :

$$\hat{Q}_{20} = \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \sum_i (r_i)^2 Y_2^0 ,$$

- \hat{Q}_{30} pour imposer l'asymétrie droite –gauche au système, ou asymétrie de masse dans le cas de deux noyaux séparés :

$$\hat{Q}_{30} = \left(\frac{4\pi}{7} \right)^{1/2} \sum_i (r_i)^3 Y_3^0 ,$$

- \hat{Q}_{22} pour contraindre l'asymétrie axiale au noyau :

$$\hat{Q}_{22} = \left(\frac{8\pi}{15} \right)^{1/2} \sum_i (r_i)^2 (Y_2^2 + Y_2^{-2}),$$

- \hat{Q}_{40} pour décrire la scission du noyau dans le processus de fission:

$$\hat{Q}_{40} = \left(\frac{4\pi}{9} \right)^{1/2} \sum_i (r_i)^2 Y_4^0 ,$$

Les paramètres collectifs $\{q\}$ utilisés dans ce traitement sont les valeurs moyennes des opérateurs multipolaires correspondants.

Pour trouver l'état d'équilibre stable d'un système de nucléons, on impose aux états de particules indépendantes ϕ de satisfaire le principe variationnel :

$$\delta \left[\langle \phi | \hat{H} - \lambda_Z \hat{Z} - \lambda_N \hat{N} - \sum_j \lambda_j \hat{Q}_j | \phi \rangle \right] = 0 \quad (11)$$

dans l'approximation HFB, cette équation est résolue sous les contraintes :

$$\langle \phi | \hat{Q}_j | \phi \rangle = q_j$$

dans l'expression (11) H est le hamiltonien nucléaire effectif à A corps supposé de la forme :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \hat{V}_{ij}^{eff} .$$

Où T_i est l'énergie cinétique du i^{eme} nucléon .

\hat{V}_{ij}^{eff} le potentiel effectif entre les nucléons i et j à l'intérieure du noyau A.

les contraintes $-\lambda_N \hat{N}$ et $-\lambda_Z \hat{Z}$ assurent respectivement la conservation du nombre de neutrons et de protons dans le noyau.

les contraintes $-\lambda_j \hat{Q}_j$ permettent d'imposer les déformations : $\langle \hat{Q}_j \rangle = q_j$ au système

Le principe variationnel conduit aux équations HF+BCS ou HFB qui donnent les états de quasi-particules ϕ_q à partir desquelles l'énergie potentielle peut être calculée

$$E(q) = \frac{\langle \phi_q | \hat{H} | \phi_q \rangle}{\langle \phi_q | \phi_q \rangle}$$

et les paramètres de Lagrange mesurent la pente de la surface d'énergie potentielle (SEP) dans la direction q_j :

$$\lambda_j = \frac{\partial E(q)}{\partial q_j} ,$$

la résolution des équations autoconsistantes avec contraintes permet alors d'obtenir chaque point de cette surface .

*** Analyse qualitative de la surface d' énergie potentielle.**

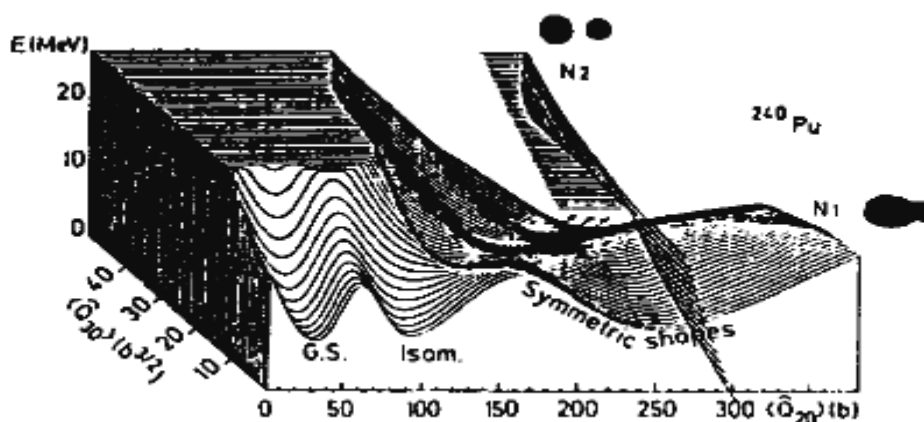


Fig I.4 : représentation du paysage de l'énergie potentielle obtenu en contraignant le moment quadrupolaire $\langle Q_{20} \rangle$ (élongation) et le moment octupolaire $\langle Q_{30} \rangle$ (asymétrie en masse).

Sur la figure (I-4) est représentée la surface d'énergie potentielle du ^{240}Pu en fonction de deux variables collectives ; l'élongation totale q_2 et l'asymétrie en masse q_3 . Vers les grandes déformations $\langle \hat{Q}_{20} \rangle > 230\text{b}$, cette surface présente deux nappes (N_1) et (N_2) bien distinctes. Cette particularité de la SEP indique une coexistence de forme déjà observée dans les calculs MGL (micro-macroscopiques) [13]. L'intersection de ces deux nappes correspond à des solutions dégénérées. En ces endroits le système peut exister sous la forme d'un noyau unique très déformé (N_1) mais aussi sous la forme de deux fragments bien séparés (N_2). cette situation est observée quelque soit l'asymétrie de masse du noyau . La transition de la nappe N_1 vers la nappe N_2 traduit le mode de striction.

Pour décrire cette transition, Berger et al. [7] introduisent la contrainte supplémentaire $\langle \hat{Q}_{40} \rangle$. La surface d'énergie potentielle au voisinage de la scission est alors obtenue en contraignant les variables collectives $\langle \hat{Q}_{20} \rangle$ et $\langle \hat{Q}_{40} \rangle$ (figure (I-5)). Les vallées V_1 et V_2 qui apparaissent, appartiennent respectivement aux nappes N_1 et N_2 représentées sur la figure (I-4). Il y'a apparition d'une barrière (barrière de scission) entre les deux vallées (celle de la fusion et de la fission), qui disparaît autour de $Q_{20} \approx 370\text{b}$. En partant du second point selle, la scission peut s'effectuer, soit à faible déformation par franchissement de la barrière, soit à déformation plus grande quand cette barrière a disparu. La première éventualité, relativement rare, correspond au processus de fission froide où les fragments de fission sont formés avec une faible énergie d'excitation (quelques MeV) et une grande énergie cinétique. C'est le processus de fission sans émission de neutrons observé expérimentalement. Le second type de scission correspond à la fission dite normale associée à des fragments excités (≈ 20 MeV) avec une énergie cinétique plus faible.

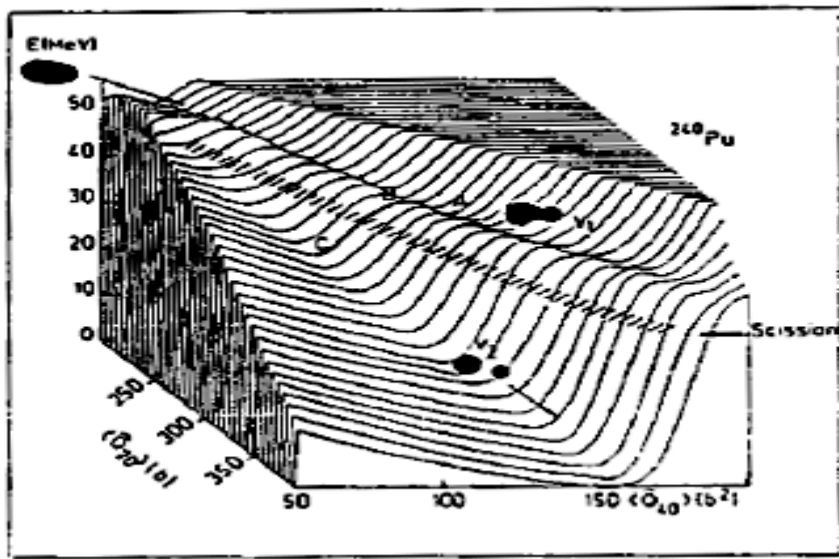


Fig I.5 : représentation du paysage de l'énergie potentielle au voisinage de la scission obtenue en contraignant le moment quadrupolaire $\langle \hat{Q}_{20} \rangle$ (élongation) et le moment hexadécapolaire $\langle \hat{Q}_{40} \rangle$ (striction).

Ce modèle microscopique établi par Berger et al., basé sur des calculs self-consistants de type Hartree-Fock, n'a apporté aucun élément vraiment nouveau en ce qui concerne le paysage de l'énergie potentielle. Cependant, il est considéré comme une justification et un renforcement du modèle macro-microscopique. Dans le cadre de ce modèle, la dynamique entre le dernier point selle et le point de scission semble être essentiellement superfluide. La dissipation d'énergie résulterait principalement de l'excitation des modes collectifs transverses et l'excitation de quasi-particules ne pourrait intervenir qu'aux dernières phases de la descente. Notons toutefois que ce calcul n'a été effectué que pour le cas de la fragmentation en masse (106/134) dans le cas de la fission du ^{240}Pu et pour une énergie dans la voie d'entrée de 4 MeV. Par ailleurs ce modèle ne fournit aucune information directe sur les distributions en masse, en charge et en énergie des fragments de fission.

I.4 Après le point de scission :

Après le passage des barrières, le noyau fissionnant évolue irréversiblement vers la scission. Cette transition se fait en quelques 10^{-21} s et le noyau (figure (I.6)) récupère aux dépens de son énergie potentielle, une quantité importante d'énergie (de 20 à 30 MeV) que l'on retrouve essentiellement sous forme d'énergie de déformation des fragments juste après la scission. Les fragments convertissent aussi leur énergie de répulsion coulombienne en énergie cinétique de translation. Dès que la distance entre les deux fragments dépasse la portée des forces nucléaires ($\sim 2.5 \cdot 10^{-13}$ cm), ils convertissent leur énergie de déformation en énergie d'excitation intrinsèque (cette conversion se fait par amortissement des vibrations collectives). Les fragments vont se désexciter tout d'abord en évaporant des neutrons puis en émettant des gammas. L'émission des neutrons prompts se fait en 10^{-14} s, l'émission des γ s'effectue sur une plage en temps beaucoup plus large qui peut atteindre quelques μ s.

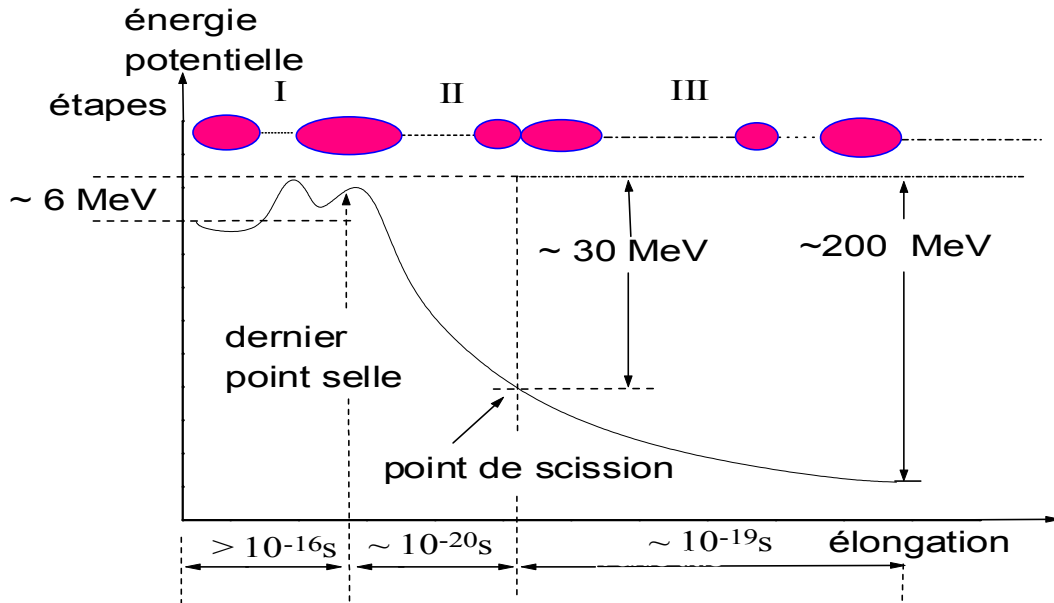


Fig I.6 : représentation schématique des différentes formes de l'énergie libérée lors de la transition du point selle au point de scission.

Les fragments de fission ainsi formés sont instables car trop riches en neutrons, ils rejoignent la ligne de stabilité par désintégration β^- successives et par émission de neutrons retardés.

Les méthodes physiques (détecteurs à barrière de surface ou spectromètre de masse en ligne) ont permis de ramener le temps de mesure des observables de fission (masse, charge et énergie) à quelques μs après la scission donc avant la désintégration β^- mais toujours après l'émission de neutrons prompts.

Les distributions en masse, en énergie des fragments avant cette émission de neutrons sont en général inaccessibles expérimentalement à l'exception toutefois des événements rares associés au phénomène de fission froide (sans émission de neutrons).

Plusieurs modèles ont tenté de reproduire les distributions en masse, en énergie et en charge expérimentales, les plus connus sont les modèles statiques du point de scission. Ces derniers supposent que les modes de fission sont déterminés à un stade tardif du processus de fission.

Nous décrirons brièvement les modèles les plus utilisés :

I.4.1 Modèle thermodynamique de Wilkins et al.[14]

L'hypothèse fondamentale de ce modèle est de considérer un état d'équilibre entre tous les degrés de liberté collectifs du système à un instant très proche de la scission. Cet équilibre est caractérisé par une température T_{Coll} . Les degrés de liberté intrinsèques sont décrits par une température effective τ_{Int} qui détermine la population des niveaux de particules indépendantes. Le couplage entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques est supposé intermédiaire entre la situation extrême des modèles statistiques tel que celui de Fong [15] et les modèles purement adiabatiques [16,17], où il y a absence de ce couplage. La configuration du système au point de scission est représentée comme deux sphéroïdes

coaxiaux séparées par un col de longueur d . Cette longueur est fixée à $d=1.4\text{fm}$. Pour une division (N_1, N_2, Z_1, Z_2) et des déformations (β_1, β_2) , qui sont fonction des demi-axes des sphéroïdes, l'énergie potentielle du système est donnée par :

$$\begin{aligned}
V_P(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, \tau, d) = & V_{GL1}(N_1, Z_1, \beta_1) + V_{GL2}(N_2, Z_2, \beta_2) + S_1(N_1, \beta_1, \tau) + S_1(Z_1, \beta_1, \tau) \\
& + S_2(N_2, \beta_2, \tau) + S_2(Z_2, \beta_2, \tau) + P_1(N_1, \beta_1, \tau) + P_1(Z_1, \beta_1, \tau) \\
& + P_2(N_2, \beta_2, \tau) + P_2(Z_2, \beta_2, \tau) + V_{Coul}(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d) \\
& + V_{Nucl}(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, d)
\end{aligned} \tag{12}$$

où N et Z sont les nombres de neutrons et de protons des fragments complémentaires 1 et 2. le terme GL_i représente l'énergie «goutte liquide », cette énergie qui dépend de la forme des noyaux, est tabulée par Hasse [18].

Les corrections de couches pour les neutrons et les protons, sont calculées selon la prescription de Strutinsky[5] en tenant compte de leur variation avec la température intrinsèque τ_{int} (figure(I-7.a) et figure(I-7.b)).

Les corrections d'appariement, P_i , sont dérivées du formalisme standard de la théorie BCS[6]. Le gap en énergie moyen est pris égal à $\bar{\Delta} = \frac{11}{\sqrt{A}}$, à température nulle. Il est

considéré être le même pour les protons et les neutrons.

La dépendance en température du paramètre de gap Δ est celle donnée par Moretto[19].

L'interaction Coulombienne V_{coul} est donnée par :

$V_{coul} = F \frac{Z_1 Z_2}{D} e^2$, D est la distance séparant les deux centres de charges. La différence entre cette représentation est celle correspondant à deux sphéroïdes uniformément chargés est traduite par le facteur de forme F .

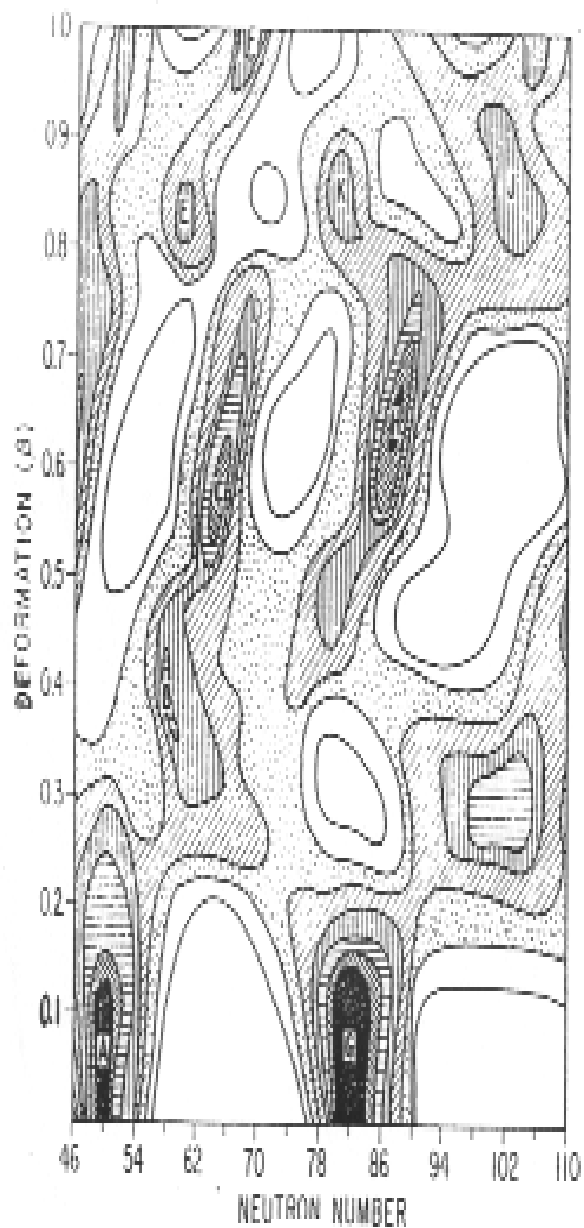
L'interaction nucléaire V_{nucl} est évaluée d'après le formalisme de Krappe et Nix[20]. Elle est considérée du même ordre de grandeur que l'énergie de liaison. Ceci justifie la distance $d=1.4\text{fm}$.

L'énergie potentielle ainsi déterminée permet d'évaluer la probabilité relative de former une paire de fragments dans une configuration $((Z_1, N_1, \beta_1), (Z_2, N_2, \beta_2))$. Cette probabilité est donnée par la relation suivante :

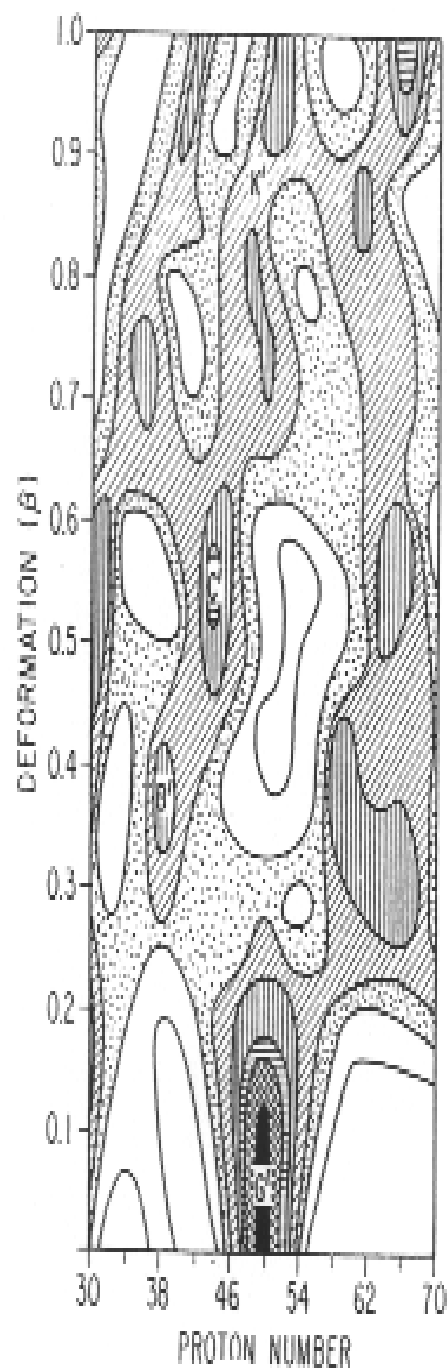
$$\begin{aligned}
P(N_1, Z_1, N_2, Z_2, \tau, d) = \\
\int_{\beta_1=0}^{\beta_{max}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{max}} \exp[-V_P(N_1, Z_1, \beta_1, N_2, Z_2, \beta_2, \tau, d)/T_{coll}] d\beta_1 d\beta_2
\end{aligned} \tag{13}$$

où β_{max} est limité à 1 car au – delà l'incertitude sur les corrections de couches est importante. L'équation (13) est l'équation de base du modèle de Wilkins et al. pour la détermination des caractéristiques essentielles des produits de fission : les distributions en masse, en charge et en énergie cinétique.

Wilkins choisit les valeurs des trois paramètres (T_{coll} , τ_{int} et d) de manière à reproduire au mieux les distributions en masse des fragments de fission dans la région allant du Po au Fm. Un choix unique est fait pour ces paramètres ($T_{coll} = 1\text{MeV}$, $\tau_{int} = 0.75\text{ MeV}$, $d=1.4\text{fm}$) et ceci pour tous les systèmes fissionnant.



(a)



(b)

Fig I-7.a : Corrections de couches de neutrons calculées en fonction de la déformation du noyau et du nombre de neutrons N . Les contours sont à 1MeV d'intervalle des régions noires qui représentent les plus fortes corrections[3,4,5].

Fig I-7.b : Corrections de couches de protons calculées en fonction de la déformation du noyau et du nombre de protons Z . Les contours sont à 1MeV d'intervalle des régions noires qui représentent les plus fortes corrections[3,4,5].

I.4.2 Modèle statistique de Fong[15] :

C'est le premier modèle à reproduire des distributions en masse à deux bosses(caractéristique de la fission à basse énergie) alors que les calculs de GL indiquaient un maximum pour la fission symétrique.

L'hypothèse fondamentale de ce modèle est de nature statistique. L'évolution du noyau fissionnant est supposée lente, si lente qu'un équilibre thermique s'établit à chaque instant du processus qui conduit le noyau vers la scission. La probabilité de fission dans une configuration donnée est alors directement proportionnelle à la densité d'états qui lui est associée juste avant la scission c.à.d. celle de deux fragments accolés. La configuration du noyau à l'instant qui précède la scission, est composée de deux noyaux déformés en contact. La densité d'états excités des fragments en fonction de l'énergie d'excitation E^* est donnée par la formule statistique classique :

$$\rho(E^*) = C \exp[2(aE^*)^{1/2}] ,$$

où a et C sont des paramètres qui dépendent de la masse du fragment.

L'énergie libérée E_{lib} au cours du processus de fission est composée d'une partie potentielle qui est la somme de l'énergie coulombienne E_C et de l'énergie de déformation des noyaux ($E_{D1} + E_{D2}$) (qui peut être calculée par le modèle de la goutte liquide), de l'énergie d'excitation intrinsèque totale des fragments E^* et de leur énergie cinétique de translation à la scission ε :

$$E_{lib} = \underbrace{M^*(A, Z)}_{\substack{\text{masse du noyau} \\ \text{fissionnant}}} - \underbrace{M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2)}_{\substack{\text{masse des fragments} \\ \text{primaires dans leurs états} \\ \text{fondamentaux}}} = \underbrace{E_C + (E_{D1} + E_{D2})}_{E_p} + E^* + \varepsilon$$

La valeur maximale E_{max} de l'énergie d'excitation E^* est atteinte dans le cas où $\varepsilon = 0$ et est égale à l'énergie totale utilisable par le système : $E_{max} = E_{lib} - E_p$.

La probabilité relative de chaque mode de fission est supposée proportionnelle à la densité des états quantiques. L'énergie d'excitation crée un certain nombre d'états excités et l'énergie de translation crée un certain nombre d'états d'impulsion différents. La densité des états quantiques est donc le produit des deux densités.

A l'équilibre statistique on considère l'excitation et le mouvement de translation comme deux composantes d'une interaction entre lesquelles de l'énergie peut être échangée ; l'énergie totale dont dispose le système étant la somme de l'énergie d'excitation et de translation des fragments. La probabilité d'avoir une fragmentation $((A_1, Z_1), (A_2, Z_2))$ est donc proportionnelle à la densité totale d'états quantiques du système :

$$Y((A_1, Z_1), (A_2, Z_2)) \propto \int_0^{E_{max}} \omega(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^{E_{max} - \varepsilon} \rho_1(E^*) \rho_2(E_{max} - \varepsilon - E^*) dE^*$$

où $\omega(\varepsilon)$ est la densité des états de translation (à la scission, les moments des deux fragments sont égaux et de direction opposée). $\rho_1(E^*)$ et $\rho_2(E^*)$ sont, respectivement, les densités de niveaux des fragments à l'énergie d'excitation intrinsèque E^* .

Le modèle de Fong reproduit l'asymétrie des distributions en masse caractéristique de la fission à basse énergie, mais pas la masse la plus probable des fragments du groupe lourd. Le calcul de Fong donne $M_H \approx 132$ alors que la valeur expérimentale est de $M_H \approx 140-142$.

I.4.3 Théorie unifiée de Nörenberg[21,22] :

Le modèle de Nörenberg fait la synthèse de deux modèles : le modèle statistique et le modèle adiabatique. Nörenberg établit une hiérarchie des états adiabatiques $|\alpha, \rho\rangle$ qui sont les états propres de l'hamiltonien total contraint par la déformation (α représente les nombres quantiques des états de particule, ρ est une coordonnée qui représente la déformation du potentiel moyen auquel sont soumis les nucléons du noyau). L'énergie de l'état fondamental $V_0(\rho)$ en fonction de la déformation est calculée par la méthode de Strutinsky. Des états excités peuvent être construits sur cet état fondamental en introduisant des états de particules-trous ou des états de quasi-particules.

Soient ε_1 et ε_2 les niveaux d'énergie des états adiabatiques $|\alpha_1, \rho\rangle$ et $|\alpha_2, \rho\rangle$, en l'absence de toute interaction, et soient E_{up} et E_{low} les énergies propres de l'hamiltonien prenant en compte l'interaction V_{12} entre les deux niveaux :

$$E_{low} = \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{2} + \left(\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{4} + |V_{12}|^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$E_{up} = \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{2} - \left(\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{4} + |V_{12}|^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Le couplage entre les états adiabatiques est décrit par un modèle de croisement de niveaux tel que celui traité par Landau et Zener[23,24], Hill et Wheeler[25] et représenté schématiquement sur la figure(I.8).

Si à $t = -\infty$ le système est dans l'état E_{Low} , la probabilité que le système se retrouve à $t = +\infty$ dans l'état E_{up} est égale à :

$$J = \exp\left(-\frac{2\pi|V_{12}|^2}{\hbar|\dot{\rho}\gamma|}\right)$$

où V_{12} est l'interaction résiduelle entre les deux états considérés $|\alpha_1, \rho\rangle$ et $|\alpha_2, \rho\rangle$.

$\dot{\rho}$ est la vitesse de déformation.

$|\gamma| = \left| \frac{\partial}{\partial \rho} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right|$ est la différence de pente en énergie des deux états non perturbés.

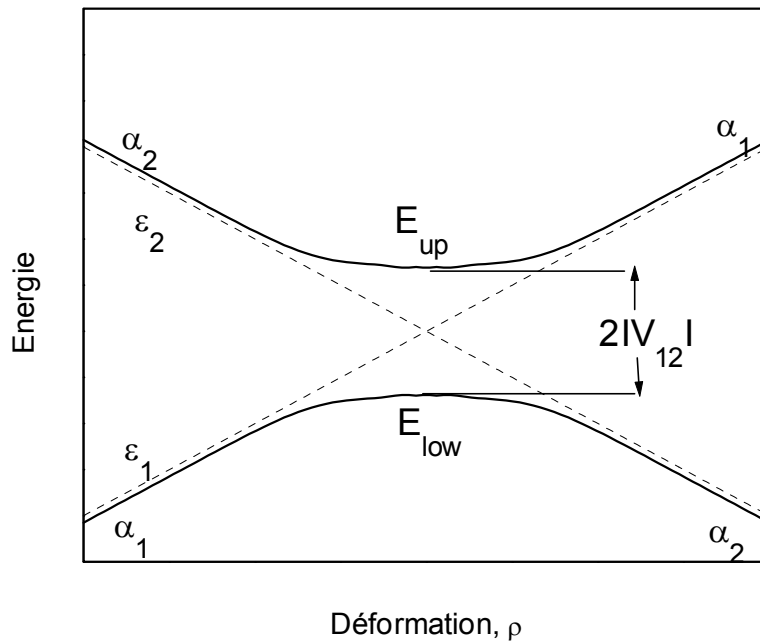


Fig I.8: Deux niveaux d'énergie en fonction de la déformation dans une région de croisement de niveaux. L'interaction résiduelle sépare les niveaux.

Dans le cas où :

- l'interaction V_{12} entre les niveaux est très faible ou lorsque la vitesse de déformation $\dot{\rho}$ est très rapide ou les deux. Le système qui est à l'origine dans l'état α_1 a une très grande probabilité de se retrouver dans le même état α_1 pour des déformations au-delà du croisement de niveaux. En d'autres termes le système a une forte probabilité de transition du niveau E_{low} au niveau supérieur E_{up} : on est alors dans le cas d'excitation non adiabatique.
- $J \ll 1$: dans ce cas soit l'interaction V_{12} est forte soit la déformation du système est très lente, le chemin adiabatique est alors favorisé. Au cours de la déformation le système va rester sur le niveau le plus bas E_{low} .

Compte tenu des probabilités relatives Norenberg suppose un couplage fort entre les états collectifs et un couplage considérablement plus faible entre états collectifs et non collectifs. Il introduit une hiérarchie des états adiabatiques : chaque état $|\alpha, \rho\rangle$ consiste à la fois en des excitations collectives vibrationnelles, caractérisées par le nombre quantique k , et des excitations non collectives ou intrinsèques, caractérisées par le nombre quantique n ; $\alpha \equiv (n, k)$.

Dans le cas de la transition du point selle au point de scission, l'état initial (n_0, k_0) au point selle définit la première bande de fission qui contient tous les états adiabatiques (n_0, k) qui ne diffèrent entre eux que par l'excitation collective k . A des énergies d'excitation plus

grandes correspondent d'autres bandes (n, k) avec $n \neq n_0$. Il en résulte que le couplage se fait essentiellement entre états d'une même bande plutôt qu'entre états de bandes différentes.

Sur ces bases Nörenberg a développé un modèle thermodynamique qui suppose :

- un équilibre statistique caractérisé par une température collective T_{coll} entre tous les états collectifs vibrationnels de la bande de fission au point de scission et ceci du fait d'un fort couplage entre états d'une même bande.

- Un couplage négligeable avec les autres bandes $n \neq n_0$.

Chapitre II : Le spectromètre Cosi fan tutte

La mise en place de ce spectromètre (figure II-1) sur un canal à neutrons du réacteur à haut flux de neutrons de l'institut Laue Langevin de Grenoble (le flux de neutrons au niveau du spectromètre est de $5 \cdot 10^9$ n_{th}/cm².s) a donné une impulsion nouvelle aux diverses recherches entreprises dans le domaine de la fission nucléaire.

Un dispositif de temps de vol et une chambre d'ionisation axiale sont installés sur le parcours des fragments. Ils mesurent respectivement la vitesse v et l'énergie cinétique E de chaque fragment, la chambre d'ionisation permet aussi une identification de la charge nucléaire des fragments par la mesure de leurs parcours dans la chambre. La masse M d'un fragment (après émission de ses neutrons prompts) est alors donnée par :

$$M = 2E / v^2$$

La résolution en masse du spectromètre s'écrit :

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2$$

où T est le temps que met le fragment pour parcourir la base de vol de longueur L .

L'ensemble de détection a été optimisé de manière à obtenir la meilleure résolution en énergie et en temps de vol, donc pour une meilleure résolution en masse. Grâce à ce spectromètre, l'étude des corrélations masse-charge-énergie des fragments de fission, devient tout à fait possible.

Nous commencerons par décrire brièvement les différents éléments qui composent cet instrument avant de détailler la méthode d'analyse des données.

II-1. Le dispositif de temps de vol.

Un fragment émis de la cible rencontre sur sa trajectoire deux détecteurs de prise de temps identiques séparés d'une distance $L \approx 107$ cm. Cette base de vol a été déterminée par une optimisation des performances du spectromètre. La mesure du temps mis par le fragment pour parcourir la base de vol nous permet de déterminer sa vitesse. Les détecteurs utilisés pour marquer les temps de passage des fragments : "start" et "stop" dont le principe est basé sur le phénomène d'émission d'électrons secondaires qui accompagnent la traversée d'une feuille mince par une particule chargée.

La figure (II-2), présente le montage mécanique et le schéma électronique de ces détecteurs[26]. L'originalité du dispositif réside dans le fait que les fragments de fission traversent complètement le montage mécanique grâce à la structure annulaire de ses composantes : électrodes d'accélération et galettes à micro-canaux.

La feuille émettrice d'électrons est constituée d'Alumine (Al₂O₃) de 1000 Å d'épaisseur, rendue conductrice par un dépôt de 100 Å d'Al.

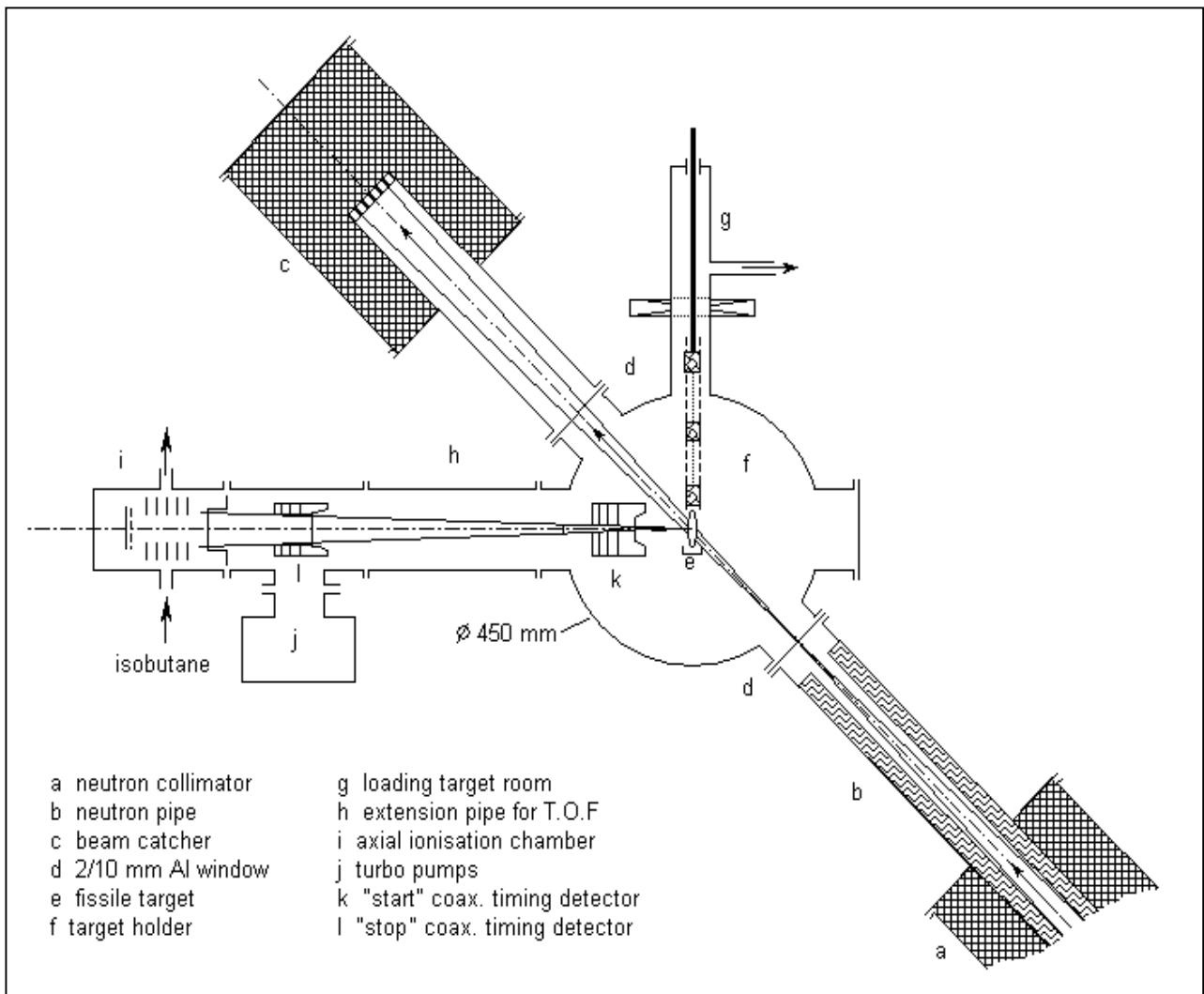


Fig II.1 : Vue d'ensemble du spectromètre Cosi fan tutte.

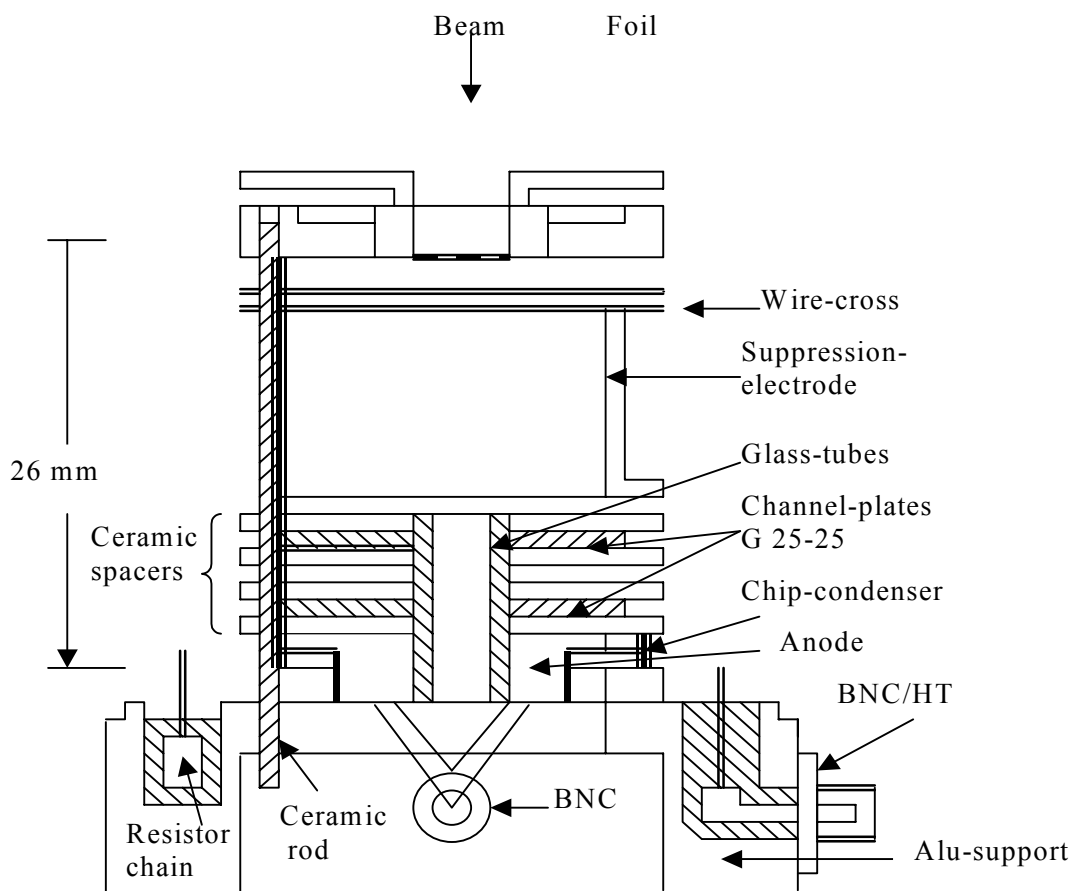
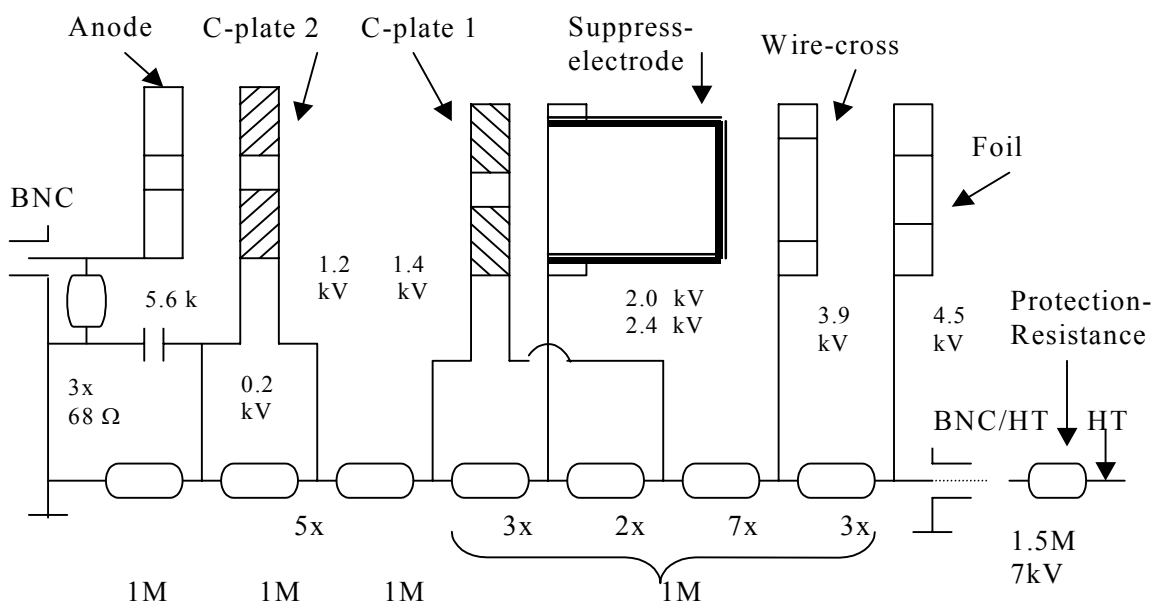


Fig II-2 a) Montage mécanique du dispositif de prise de temps .
 b) Schéma électronique du dispositif de prise de temps.



Les électrons éjectés sont légèrement déviés de la trajectoire du faisceau incident grâce à un fin réticule chargé placé dans l'axe du système. Le gradient du champ électrique induit par ce réticule communique aux électrons une légère impulsion transverse, ils sont ensuite accélérés sous une différence de potentiel de 2.5 kv à travers une cavité dite "électrode de suppression" vers des galettes à micro-canaux, où ils seront multipliés. Ces galettes sont constituées d'un grand nombre de fibres de verre semi-conducteur arrangées en réseau. Chaque élément simple de ce réseau fonctionne comme un photomultiplicateur. Les galettes utilisées du type G25-25, ont leurs canaux inclinés de 13° par rapport à la normale à leurs faces d'entrée. A chacune est appliquée une différence de potentiel de 1 kv. Leur assemblage est réalisé de telle sorte que leurs canaux forment un chevron pour limiter les remontées d'ions positifs. Ces remontées résultent de l'ionisation par les électrons des gaz résiduels présents à l'état de trace dans les micro canaux des galettes.

La cascade d'électrons obtenus à la sortie du système multiplicateur est recueillie sur une anode coaxiale d'impédance 50 ohms. Cette électrode délivre un signal électronique de montée rapide ($\tau = 0.7$ ns et σ (FWHM) ~ 1.2 ns) et de forte amplitude ($\approx 5V$) pour les fragments de fission.

La résolution intrinsèque de ce dispositif de temps de vol dépend essentiellement de deux facteurs : le "straggling" dans la feuille émettrice et le diamètre d'ouverture des détecteurs. Le "straggling" dépend de l'épaisseur et de l'homogénéité de la feuille émettrice donc, un choix s'impose sur les caractéristiques de la fenêtre d'entrée. Le deuxième facteur intervenant sur la résolution intrinsèque est dû aux fluctuations du temps de transit des électrons entre leur point d'émission et leur collection sur la première galette. Ces fluctuations sont très sensibles au diamètre d'ouverture des deux prises de temps.

Dans le but d'étudier la résolution intrinsèque de cet ensemble, différents tests ont été réalisés auprès du spectromètre Lohengrin [27], ces tests ont été effectués pour différents jeux de diamètres et d'épaisseurs de la fenêtre d'entrée. Ainsi une résolution de 95 ps a été obtenue avec la feuille d' Al_2O_3 les diamètres d'ouverture étaient respectivement de 5 mm et de 10 mm pour le "start" et le "stop".

II-2. La chambre d'ionisation.

Les chambres d'ionisation sont actuellement très utilisées pour la détection des fragments de fission et l'identification des ions lourds. Ils présentent une grande surface active, ne subissent aucune détérioration radiative s'ils fonctionnent sous des pressions et des débits de gaz choisis de façon appropriée.

La résolution en énergie atteinte avec ce type de détecteur est nettement meilleure que celle obtenue habituellement avec les détecteurs à barrière de surface. Cette résolution est essentiellement limitée par l'épaisseur de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation. Installée sur le bras du spectromètre Cosis (figure (II-3) [28]), c'est une chambre d'ionisation axiale : les lignes du champ électrique qui règne à l'intérieur sont parallèles à la direction du faisceau d'ions incident. L'homogénéité de ce champ électrique est primordiale à l'efficacité et à la résolution de la chambre. Le fragment de fission entre dans la chambre en traversant une fine feuille (fenêtre) de polypropylène de $20 \mu g/cm^2$ d'épaisseur et de 17 mm de diamètre, maintenue par une grille de nickel, présentant une transmission de 85 % lui permettant de supporter les différences de pression entre l'enceinte du spectromètre et la chambre.

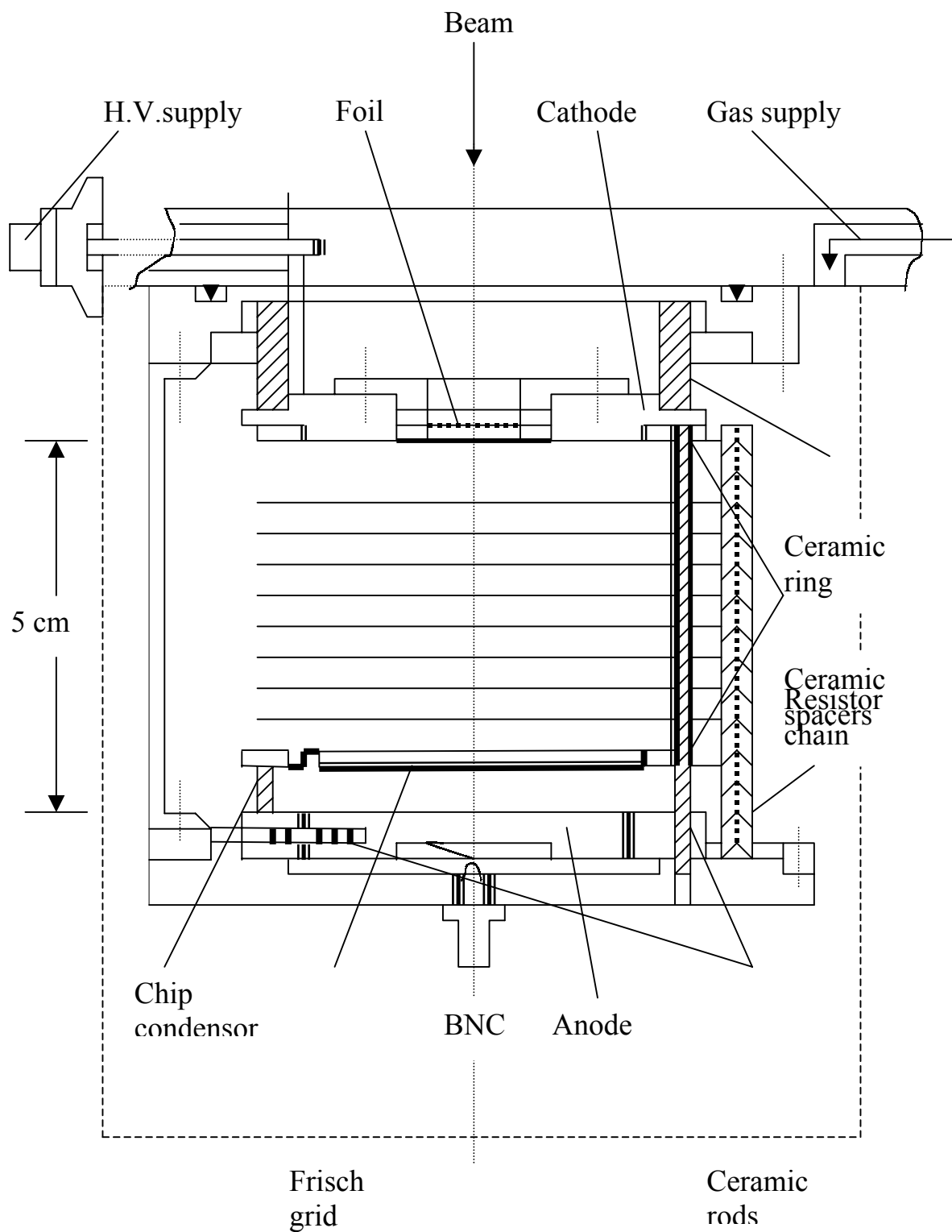


Fig II.3: Coupe horizontale de la chambre d'ionisation.

Cette grille forme en même temps la cathode de la chambre. La deuxième électrode de la chambre (Anode) est à 5 cm de la première. Pour maintenir un champ électrique uniforme entre à l'intérieur de la chambre neuf électrodes circulaires sont montées en série parallèlement à la fenêtre d'entrée.

Ces électrodes sont équidistantes et sont maintenues sous des potentiels appropriés grâce à une chaîne de 25 résistances de $1M\Omega$.

La neuvième électrode sert de support à une grille de Frisch placée à 5mm de l'anode. Cette grille a été introduite pour minimiser l'influence des ions positifs créés par l'ionisation du gaz le long de la trajectoire des fragments, et rendre ainsi la mesure de l'énergie indépendante du lieu d'ionisation.

La grille de Frisch est constituée de fils conducteurs de tungstène parallèles à l'anode et perpendiculaires à la direction des fragments. Elle présente une transmission de 92%.

La chambre fonctionne sous une circulation continue d'Isobutane(C_4H_{10}) avec un débit constant de 2 standard cm^3/mn , assurant ainsi la pureté du gaz. La pression du gaz a été ajustée à environ 136 Torr pour pouvoir arrêter les fragments dans le volume actif de la chambre, c'est à dire entre la cathode et la grille de Frisch.

Les fragments de fission perdent leur énergie en ionisant le gaz de la chambre. Les charges électroniques collectées forment le signal d'anode dont la hauteur d'impulsion(Ph) reflète l'énergie cinétique des fragments. Ce détecteur est également utilisé pour extraire l'information sur la charge nucléaire des fragments de fission qui le traversent[29]. Le signal d'anode est une image inversée du profil d'ionisation(courbe de Bragg) du fragment incident. Cette courbe ne présente pas de maximum pour les fragments de fission mais reste tout de même très sensible à leur charge nucléaire. Ceci est illustré sur la figure(II.4) où nous avons présenté les profils d'ionisation de trois isobares $(M,Z_1),(M,Z_2),(M,Z_3)$ ($Z_1>Z_2>Z_3$) de même énergie cinétique : les ions dont la charge nucléaire est la plus élevée sont arrêtés les premiers dans la chambre; le parcours correspondant est le plus petit. La séparation des charges est effectuée en mesurant la distribution des temps de collection des électrons créés en fin de parcours. Le temps de transit de ces électrons n'est autre que le temps mis par le signal d'anode pour atteindre un seuil fixé, le plus bas possible(compatible avec le bruit de fond).

La mesure du temps de transit des électrons créés en fin de parcours ou encore la mesure des parcours est effectuée par rapport à un temps de référence T_0 , pris au niveau du détecteur de prise de temps le plus proche de la chambre "STOP". Ce temps sera le "START" qui marquera l'entrée du fragment dans la chambre et le début de l'ionisation.

Le "STOP" de cette mesure est déclenché quand l'impulsion de l'anode atteint un seuil bas fixé généralement entre 50 et 100mV. C'est cette différence de temps qu'on appelle paramètre de Bragg ou de charge (Q_z) et qui est prise comme paramètre de mesure de la charge nucléaire des fragments de fission dans la chambre.

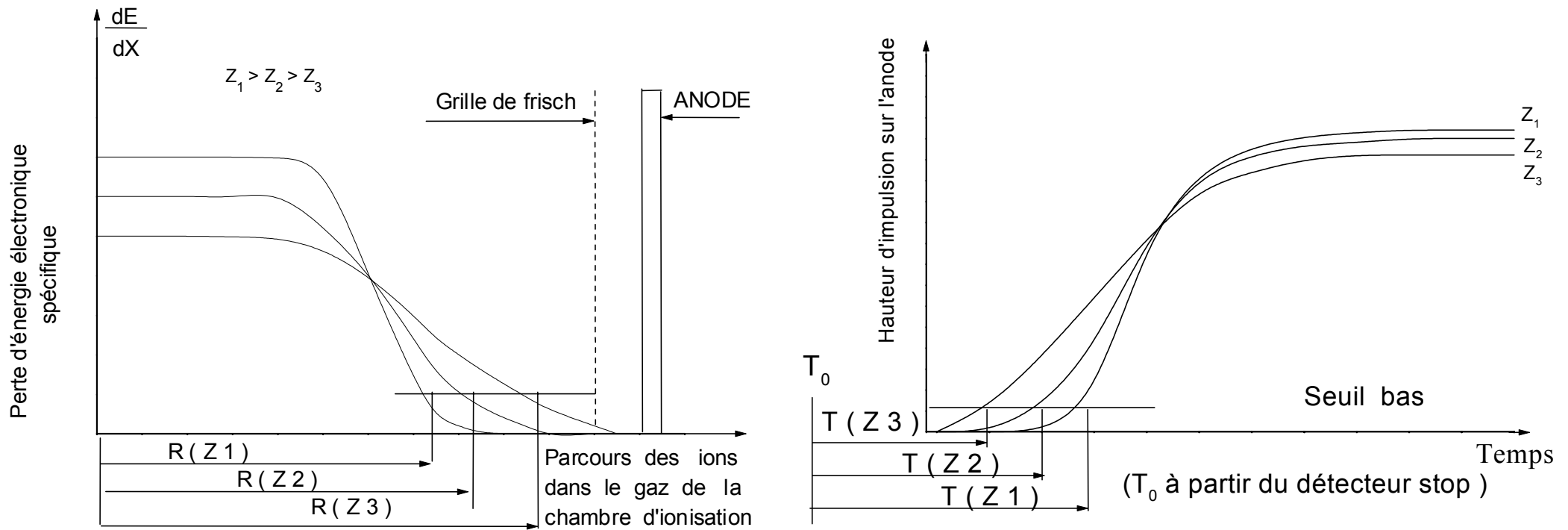


Fig. II.4 Principe de mesure des charges nucléaires à l'aide de la chambre d'ionisation.

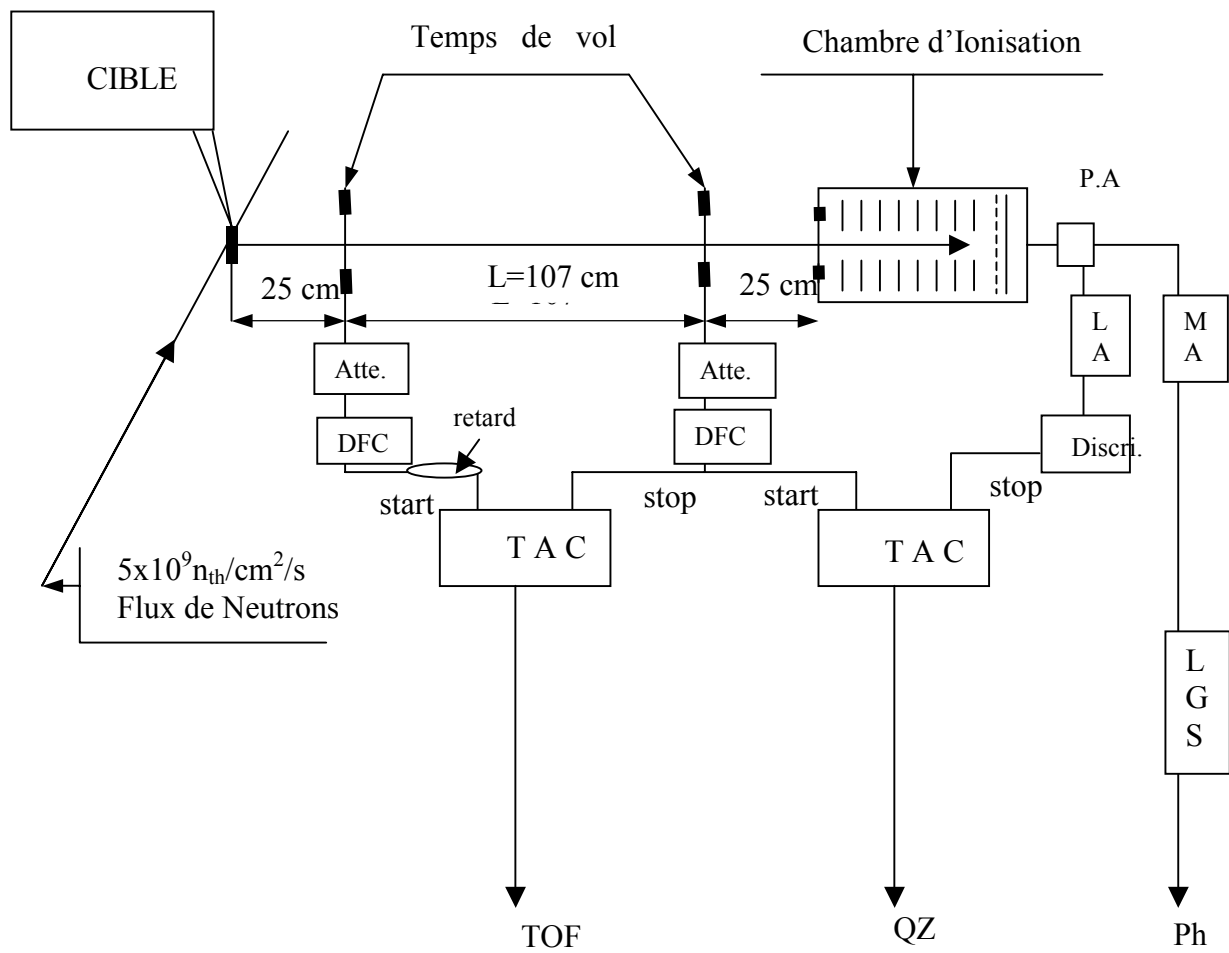


Fig II.5 Schéma simplifié de la configuration de Cosi fan tutte, utilisé dans cette étude.

La résolution en charge de ce dispositif dépend intrinsèquement de la résolution en énergie de la chambre d'ionisation. Des précautions sont à prendre concernant la stabilité de la pression, la température et la pureté du gaz afin d'optimiser les capacités de la chambre pour la mesure de l'énergie et de la charge nucléaire.

II-3 Electronique et acquisition des données expérimentales :

Sur la figure(II.5) est représenté d'une façon schématique le dispositif électronique que nous avons utilisé. Il est constitué :

- d'une voie lente permettant la mise en forme du signal associé à l'énergie, délivré par la chambre et dont l'amplitude Ph. Le signal à la sortie de la chambre d'ionisation est envoyé sur un préamplificateur de charge (PA) pour être ensuite amplifié par un amplificateur linéaire (MA). Il passe après par un gate(porte) linéaire(LGS :linear gate stretcher) pour assurer la coïncidence il est ensuite adressé à un convertisseur analogique digital(ADC)qui lui attribue un numéro de canal compris entre 0 et 2048.
- de deux voies rapides :

La première permet la mesure du temps de vol (TOF) que met un fragment pour parcourir la base de vol L(temps de vol) grâce à un convertisseur temps amplitude (CTA) dont l'entrée "START" est déclenchée par l'arrivée du premier signal délivré par le premier détecteur de prise de temps.

Le "STOP" du CTA est déclenché par le signal délivré par le deuxième détecteur de prise de temps. Ce module (CTA) est relié aux deux prises de temps à travers deux discriminateurs à fraction constante (CFD) et deux atténuateurs de 50Ω .

Sur la ligne "START" un câble de 6m de long (delay) permet de retarder l'information afin d'assurer la coïncidence avec la ligne "STOP". A la sortie du CTA le signal est envoyé sur un ADC pour être codé sur 2048 canaux. C'est ce premier signal qui déclenche le système d'acquisition.

La deuxième voie rapide permet la mesure du paramètre de Bragg Q_Z . A la sortie du préamplificateur le signal de la chambre d'ionisation est adressé à un amplificateur linéaire rapide (LA). Il est ensuite adressé à un discriminateur (LED) dont le seuil est fixé le plus bas possible(au-dessus du bruit de fond).C'est ce signal qui déclenche l'entrée "STOP" du CTA dont l'entrée "START" est déclenché par le signal du détecteur de prise de temps le plus proche de la chambre d'ionisation(deuxième détecteur du dispositif de temps de vol).

La différence de temps mesuré Q_Z est une mesure du temps de transit des électrons d'ionisation depuis leur création en fin de parcours des fragments jusqu'à leur arrivée sur l'anode ; c'est aussi une mesure du parcours des fragments et donc de leur charge nucléaire. Les trois paramètres mesurés Ph, TOF, Q_Z (les trois en coïncidence constituent un événement physique) sont codés sur 2048 canaux par des ADC. Ils sont stockés dans une mémoire temporaire d'un analyseur multiparamétrique dans l'attente d'être transférés sur une bande magnétique. Cet analyseur permet également de visualiser les spectres monodimensionnels associés à chaque paramètre. Il assure ainsi le contrôle du déroulement de l'expérience et de l'acquisition des données.

Chapitre III : Traitement des données expérimentales

L'objectif de ce traitement est de déterminer les caractéristiques des fragments de fission : masse, énergie cinétique, charge nucléaire et étudier par la suite leurs corrélations.

La cible utilisée est une cible de $^{235}\text{UF}_4$ enrichie à 97.6%(l'uranium naturel est formé de 0.71% de ^{235}U et de 99.29% de ^{238}U qui ne fissionne qu'avec des neutrons rapides) de $13\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, montée sur un support de polyamide et d'or. La section efficace de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ est $\sigma_f \approx 582\text{barns}$ ($\sigma_{\text{capture}} \approx 101\text{barns}$, $\sigma_{\text{diffusion}} \approx 10\text{barns}$).

Pour chaque fragment issu de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ nous avons mesuré un ensemble de trois paramètres :

TOF : associé au temps de vol du fragment.

Ph : hauteur du signal associé à l'énergie cinétique.

Qz : paramètre de Bragg associé à la charge nucléaire du fragment.

Nous avons commencé par trier les événements c'ad éliminer les "Time – Markers" et les "événements non convertis", puis sélectionner les événements corrélés :TOF, Ph et Qz ensemble.

Nous avons en tout enregistré environ $5 \cdot 10^6$ événements correspondant aux fragments légers et lourds. Les paramètres(TOF, PH, Qz) exprimés en numéro de canal, compris entre 0 et 2048 sont inscrits sur des fichiers sous forme de triplets d'information les uns à la suite des autres.

Nous avons commencé par visualiser les spectres bruts de chaque fichier(figure(III.1)). On peut distinguer les événements des fragments légers de ceux des lourds. Nous avons restreint notre analyse à l'étude des caractéristiques associées aux fragments légers. Les lourds ne peuvent pas être séparés un par un par le spectromètre Cosi.

III.1 Etalonnage du dispositif du temps de vol et mesure de la vitesse des fragments :

Pour étalonner le dispositif de prise de temps, nous avons placé dans les mêmes conditions expérimentales une cible mince de ^6Li .

Les alphas et les tritons issus de la réaction $^6\text{Li}(n_{\text{th}}, \alpha)t$ ont des énergies bien définies : on connaît la valeur du bilan de la réaction Q, donc on peut déduire les valeurs des énergies cinétiques E_α , E_t associées respectivement aux alphas et aux tritons, et par suite celles des vitesses. On trouve : $v_\alpha = 0.995\text{cm/ns}$ et $v_t = 1.32 \text{ cm/ns}$. Ces vitesses sont respectivement comparables aux vitesses moyennes des fragments lourd et léger.

La mesure des hauteurs d'impulsion délivrées par le convertisseur temps – amplitude (CTA) , T_α et T_t relatives aux temps de vol des alphas et des tritons permet une calibration absolue des vitesses et une détermination précise de la longueur de la base de vol. En effet le temps mis par une particule pour traverser une base de vol de longueur L est donnée par :

$$t_i(\text{ns}) = \frac{L(\text{cm})}{V_i(\text{cm/ns})} \quad i=\text{alpha, triton, fragment de fission}$$

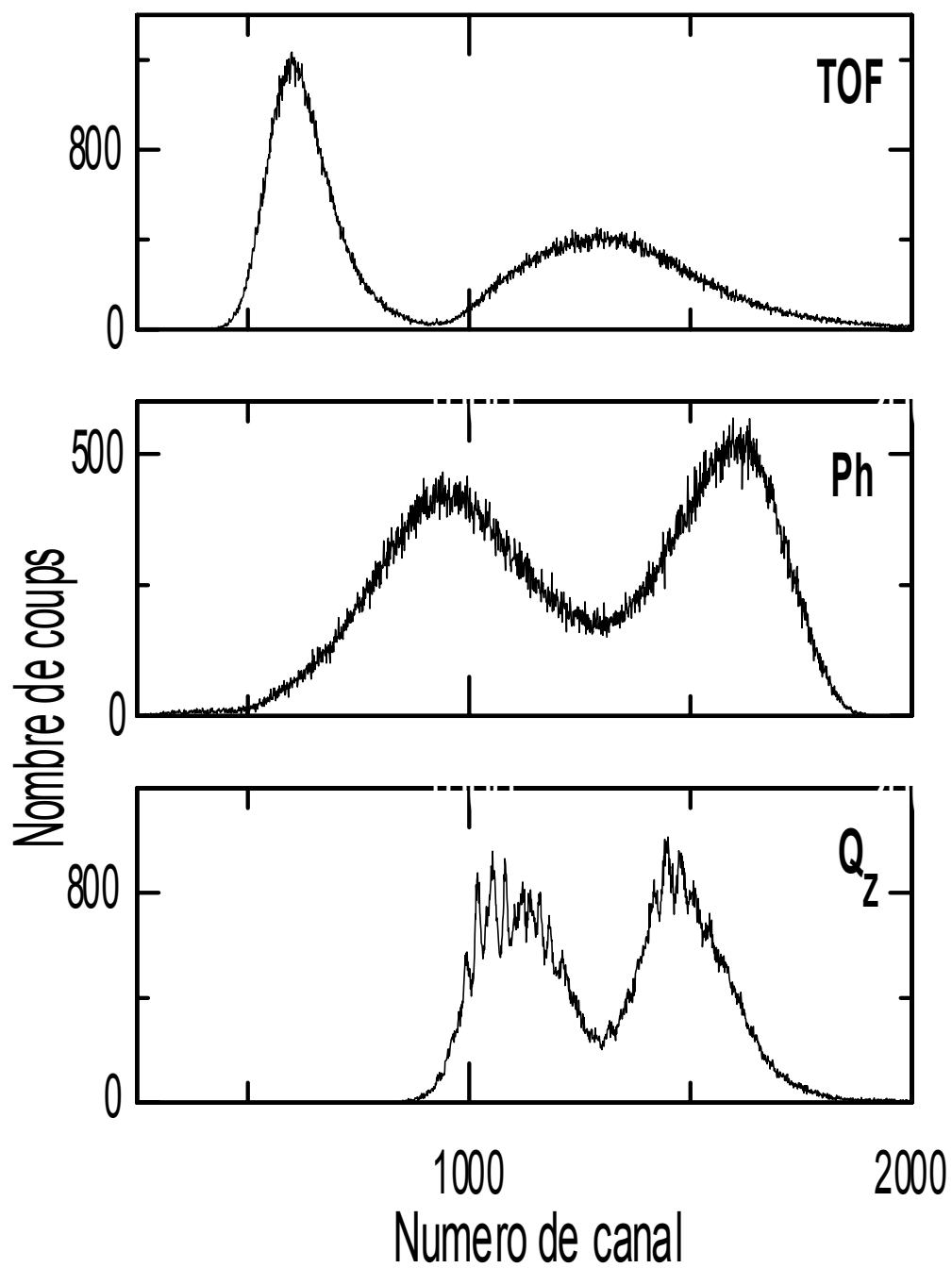


Fig III.1 : Spectres bruts en temps de vol (TOF), en hauteur d'impulsion (Ph) et en paramètre de charge Q_z .

Ce temps est directement proportionnel à l'amplitude de l'impulsion correspondante T_i délivré par le convertisseur temps amplitude(CTA) :

$$t(ns)=C(T_i-T_0)$$

C est la pente de conversion du CTA. Elle est déterminée expérimentalement à l'aide d'un générateur d'impulsions. Dans nos expériences cette constante valait $C \approx 0.05ns/canal$. T_0 représente l'origine de la mesure du temps de vol exprimée en canaux. Cette valeur dépend des réglages de l'électronique de mesure, du retard relatif des voies de déclenchement "START" et "STOP" du CTA. Nous pouvons l'exprimer en fonction des grandeurs mesurables comme :

$$T_0 = \frac{V_\alpha T_\alpha - V_t T_t}{V_\alpha - V_t}$$

sa valeur calculée ainsi est de l'ordre de $T_0 = -916$ canaux. La longueur de la base de vol a été estimée à $L \approx 107.29cm$.

Connaissant C et T_0 , la vitesse d'un fragment de fission est donnée par :

$$v_f = \frac{L(cm)}{C(T_f - T_0)(ns)} (cm/ns)$$

où T_f est le temps de vol d'un fragment exprimé en numéro de canal.

III.2 Obtention de la masse :

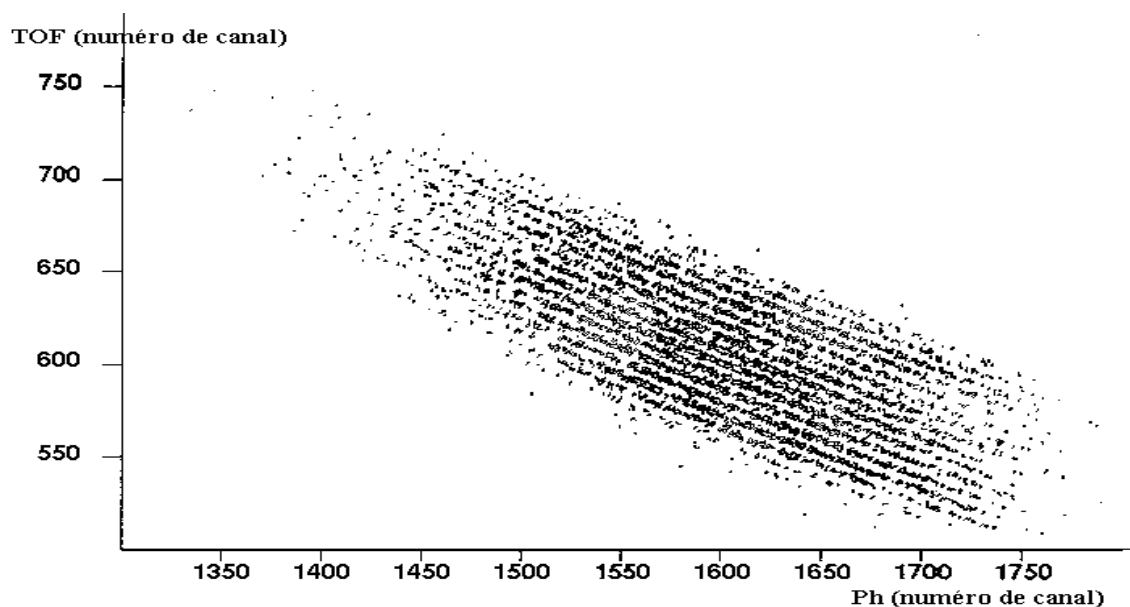


Fig III.2 : Matrice (ToF,Ph) de la réaction $^{235}\text{U}(n_{th},f)$.

Nous avons construit une matrice bidimensionnelle (TOF,Ph) des fragments de fission détectés (figure(III.2)).

Les événements de même masse se regroupent sur des lignes (branches d'hyperboles) parallèles et équidistantes suivant la relation :

$$T = \frac{L}{V} = L \left(\frac{M}{2E} \right)^{\frac{1}{2}}$$

la ligne la plus intense correspond à la masse la plus probable des fragments légers. Pour obtenir la valeur de la masse des événements de chaque ligne nous avons utilisé une relation de calibration du type de Schmitt [30] :

$$E = \frac{1}{2} m \left(\frac{L}{C(T-T_0)} \right)^2 = (a+a'm)Ph + b + b'm$$

Cette relation fournit la correspondance entre l'énergie cinétique mesurée entre le "START" et le "STOP" et l'impulsion Ph délivrée par la chambre d'ionisation.

a, a', b, b' sont des constantes à déterminer. Pour cela nous projetons sur l'axe des temps de vol le contenu des lignes de masse pour une fenêtre donnée en Ph.

On visualise ainsi un spectre en temps de vol qui reflète la distribution en masse à l'énergie choisie. Sur la figure(III.3) nous avons reporté les spectres en temps pour quelques énergies. On distingue nettement les différentes masses.

La position de chaque pic en TOF permet à l'aide d'un lissage des lignes par la méthode des moindres carrées d'extraire la valeur des constantes a, a', b, b'. Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$\begin{aligned} a &= 4.71486 \cdot 10^{-2} \\ b &= 6.59543 \cdot 10^{-5} \\ a' &= 7.17732 \\ b' &= 2.06191 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

La connaissance de ces constantes nous permet de calculer la masse et de construire la distribution globale en masse des fragments de fission pour le groupe des légers (figure(III.4)). La résolution en masse obtenue est de $\Gamma \approx 0.68$ uma.

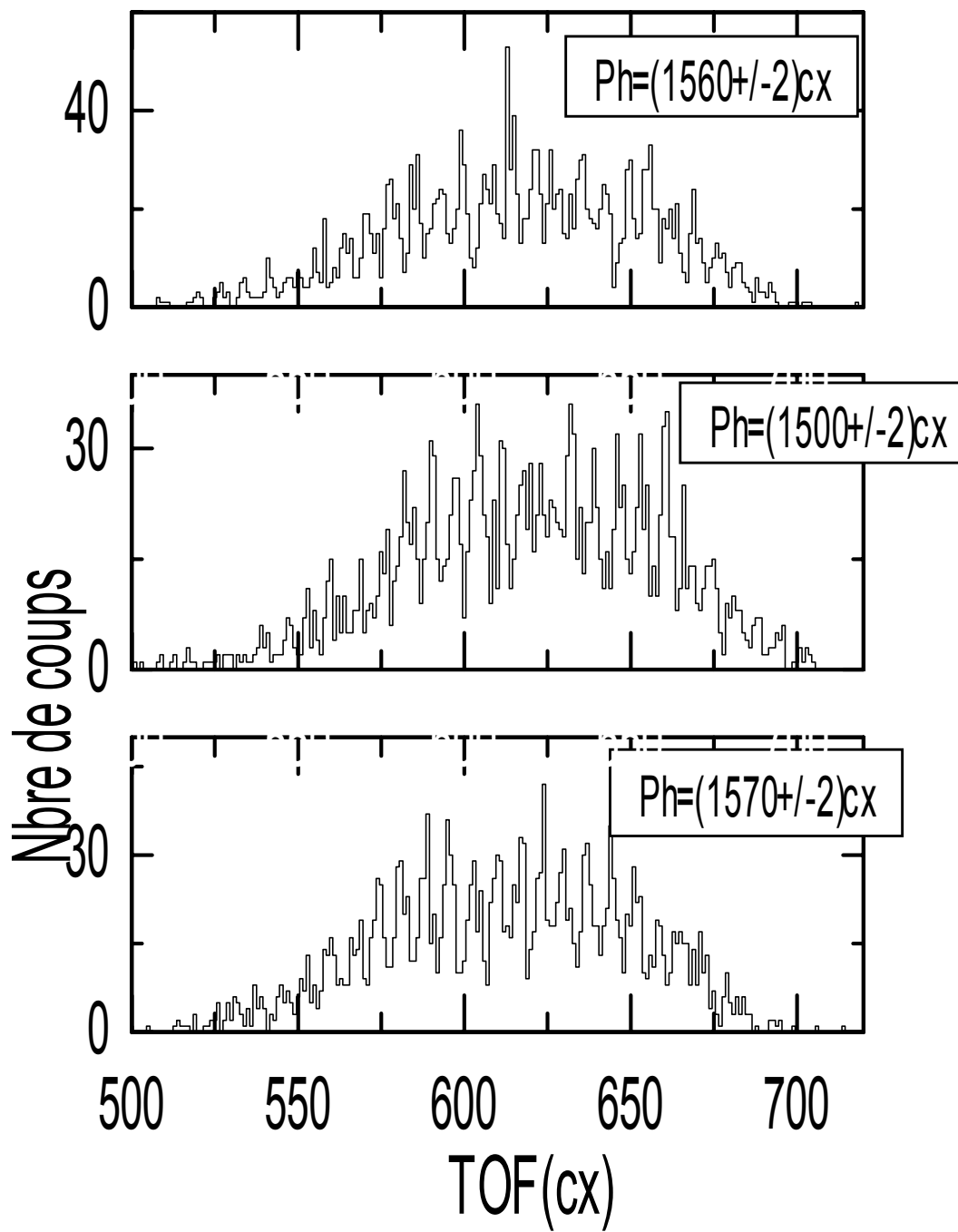


Fig III.3 : Spectres en temps de vol(TOF) pour certaines valeurs de Ph.

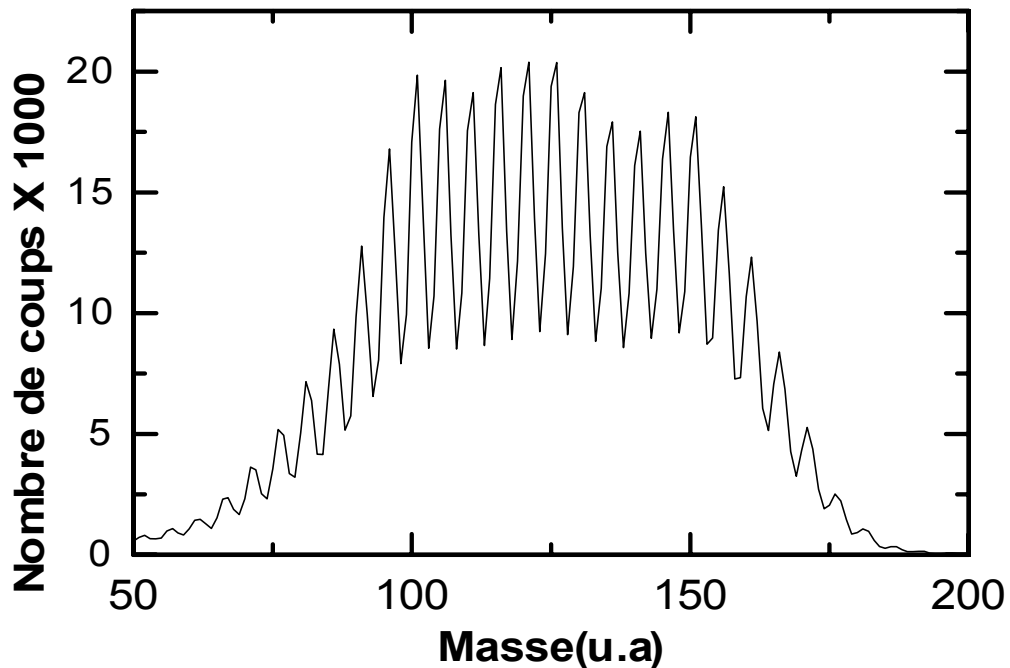


Fig III.4 : Distribution en masse des fragments de fission du groupe léger, en nombre de coups.

III.3 Obtention de l'énergie cinétique :

Connaissant la vitesse et la masse d'un fragment nous pouvons déduire son énergie cinétique :

$$E = \frac{1}{2}mv^2 (MeV)$$

Cette énergie est corrigée des pertes d'énergie que subit le fragment dans le dépôt fissile et dans la feuille du premier détecteur de prise de temps "START". Pour ce calcul nous avons utilisé les coefficients de perte d'énergie établie par Ziegler[31].

Le tableau(III.1) récapitule les pertes d'énergie moyennes dans les différents absorbeurs.

Energie perdue dans la demi - cible	0.13 MeV
Energie perdue dans le "START"	1.61 MeV

III.4 Obtention de la charge nucléaire :

Une première méthode d'analyse pour l'obtention des charges avec ce spectromètre a été développée par A. Sicre et al.[32].

Cette méthode consistait à construire les distributions en charge à partir de la matrice $(E(\text{MeV}) - Q_z)$. Dans notre travail il nous a semblé préférable d'utiliser directement la matrice (TOF, Q_z) pour éviter une éventuelle détérioration de la résolution en charge. Comme

nous l'avons vu auparavant le paramètre de Bragg Q_Z représente le parcours des fragments de fission dans le gaz de la chambre d'ionisation. Il est directement relié à la charge nucléaire de l'ion détecté.

Nous avons construit les spectres bidimensionnels (TOF, Q_Z) pour chaque masse. En projetant le contenu d'une fenêtre choisie en temps de vol (ce qui correspond à une certaine fenêtre sur l'énergie cinétique) sur le paramètre Q_Z on obtient la distribution des parcours par masse et par énergie. La distribution des parcours ainsi construite reflète la distribution en charges du fragment étudié.

La fenêtre choisie en temps de vol est de 6 à 8 canaux ce qui correspond à une fenêtre sur l'énergie de $\pm 0.5\text{MeV}$, de l'ordre de la résolution en énergie de la chambre d'ionisation. Le rendement des charges nucléaires est obtenu en déconvoluant les spectres en charges par une somme de gaussiennes dont la largeur et la position sont laissées plus ou moins libres.

Un exemple de déconvolution des spectres est représenté sur la figure(III.5).

La position des charges en fonction de la masse pour une énergie cinétique fixée suit à peu près une loi linéaire (figure(III.6)). Ce qui permet un suivi de la position des charges d'une énergie à l'autre et de fixer en outre la position de la charge lorsque le spectre étudié est difficilement exploitable. Cette situation se présente souvent lorsque la statistique disponible est trop faible ou si la résolution en charge se détériore.

La résolution en charge est définie comme $\frac{Z}{r}$, avec $r = \frac{\Delta Z}{\delta_{Z,Z+1}}$. $\delta_{Z,Z+1}$ étant la

distance moyenne entre deux charges adjacentes (la charge Z et la charge $Z+1$) et ΔZ la largeur de la gaussienne associée à la charge Z [33].

Sur la figure(III.7) est présentée l'évolution de la résolution en charge du spectromètre en fonction de la charge Z du fragment et en fonction de son énergie[33].

Nous remarquons que la résolution en charge se détériore rapidement pour $Z > 40$ et à basse énergie cinétique ($E < 92\text{MeV}$).

Nous précisons que cette analyse a été effectuée d'une manière complètement autonome et sans aucune référence aux données expérimentales antérieures et que la charge est identifiée en supposant qu'à haute énergie cinétique la charge la plus probable est donnée par la valeur du Z_{ucd} (unchanged charge density).

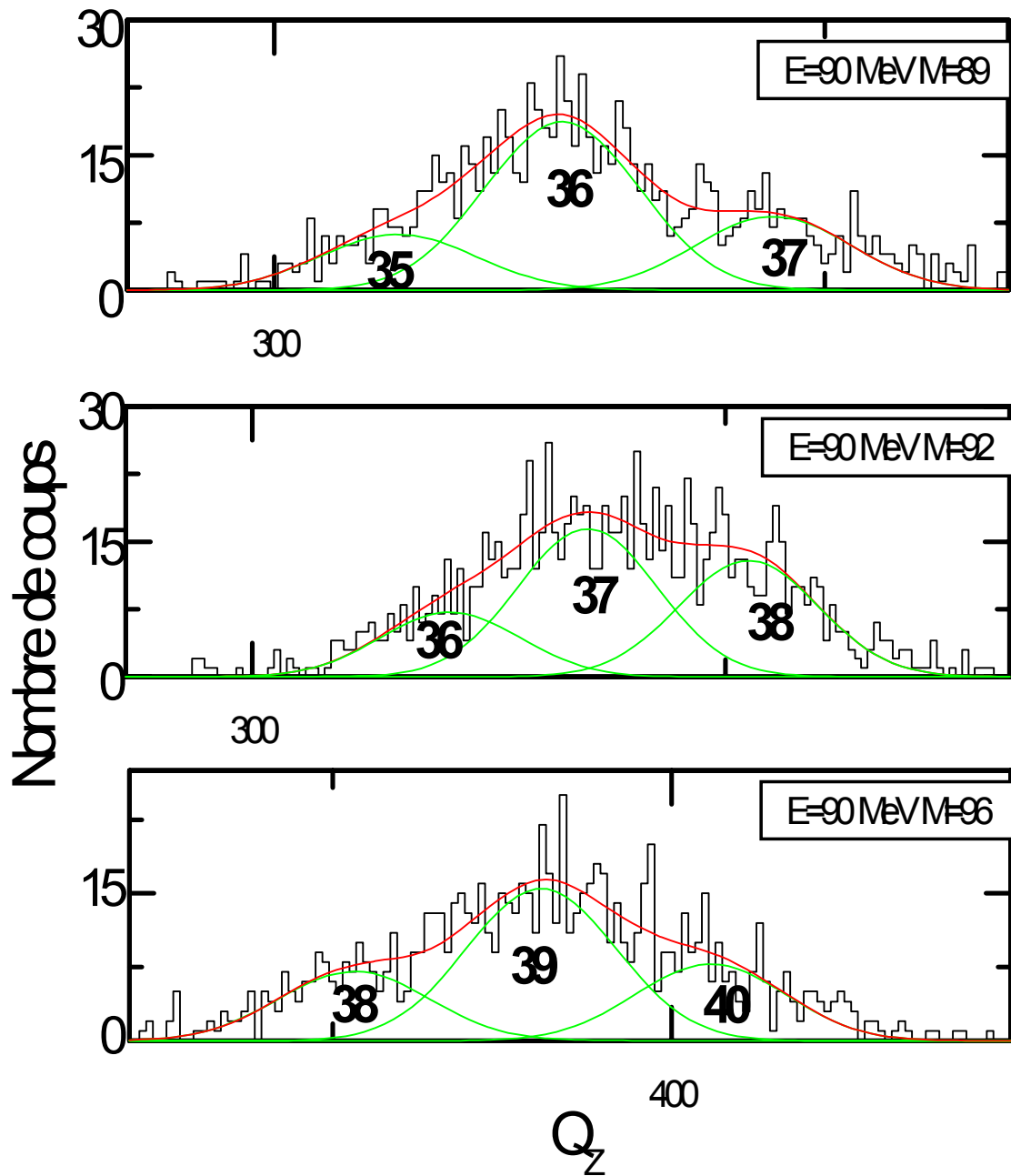


Fig III.5 : Exemple de déconvolution des spectres en charge pour E=90MeV.

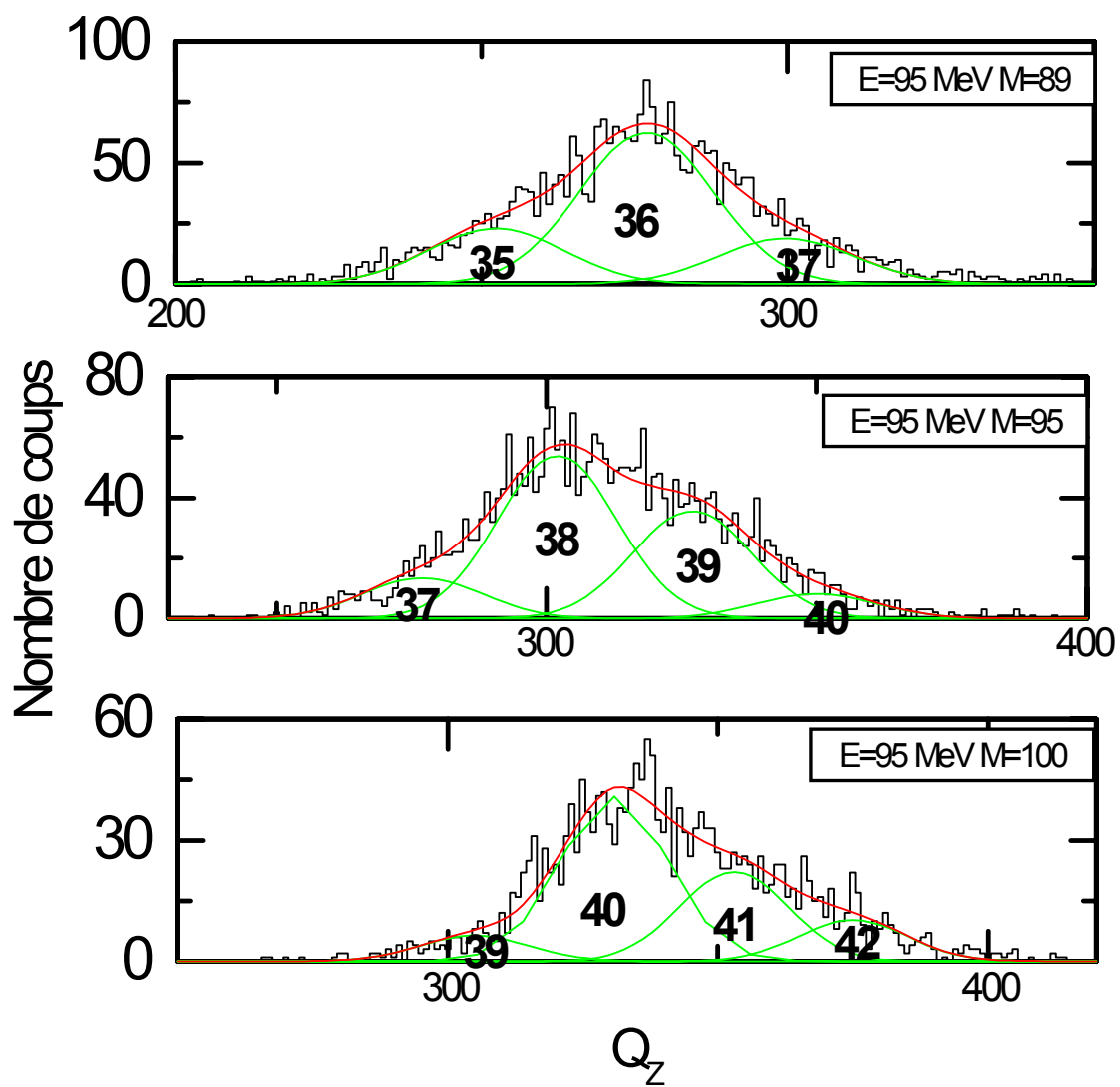


Fig III.5 : Exemple de déconvolution des spectres en charge pour E=95MeV.

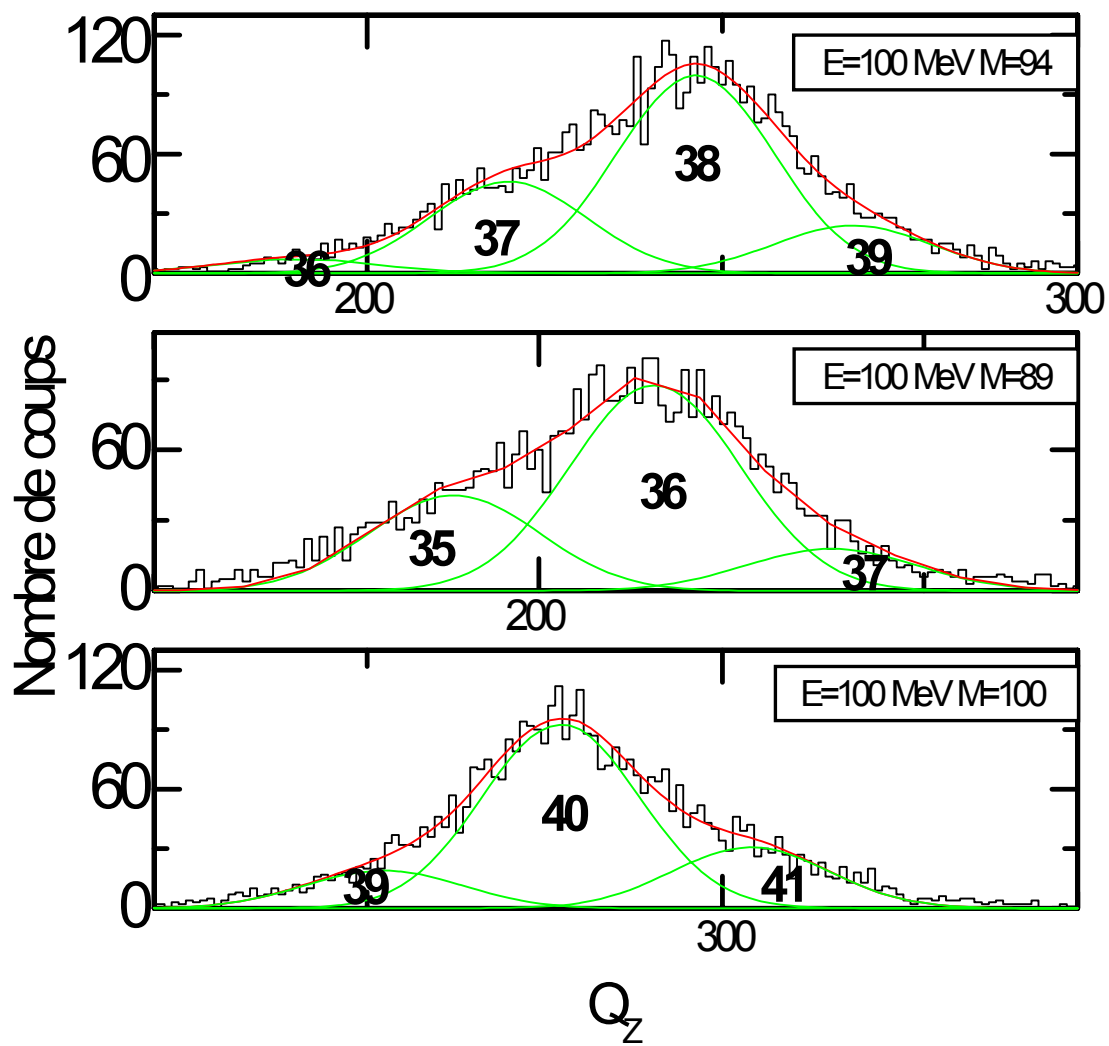


Fig III.5 : Exemple de déconvolution des spectres en charge pour $E=100$ MeV.

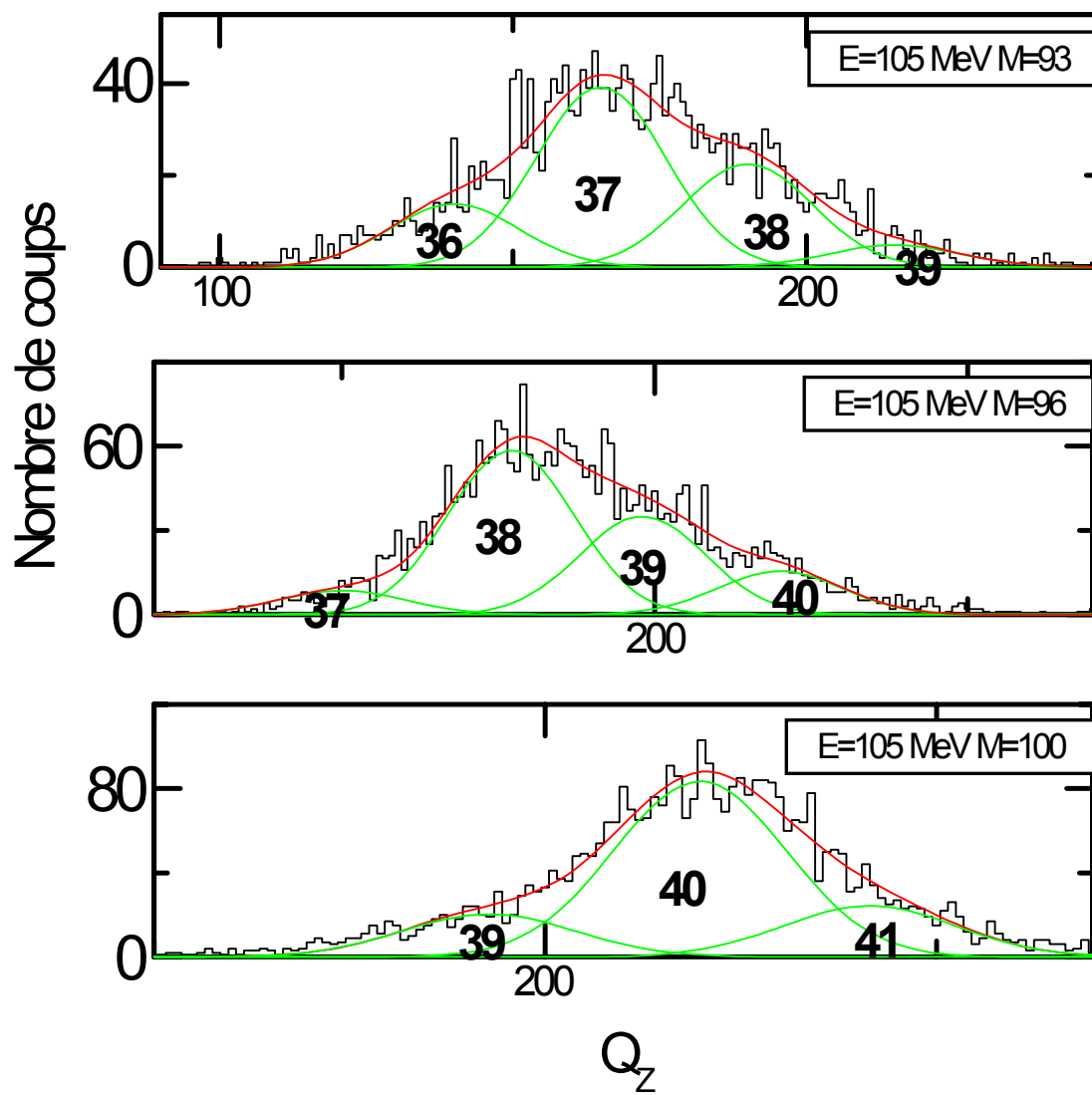


Fig III.5 : Exemple de déconvolution des spectres en charge pour $E=105$ MeV.

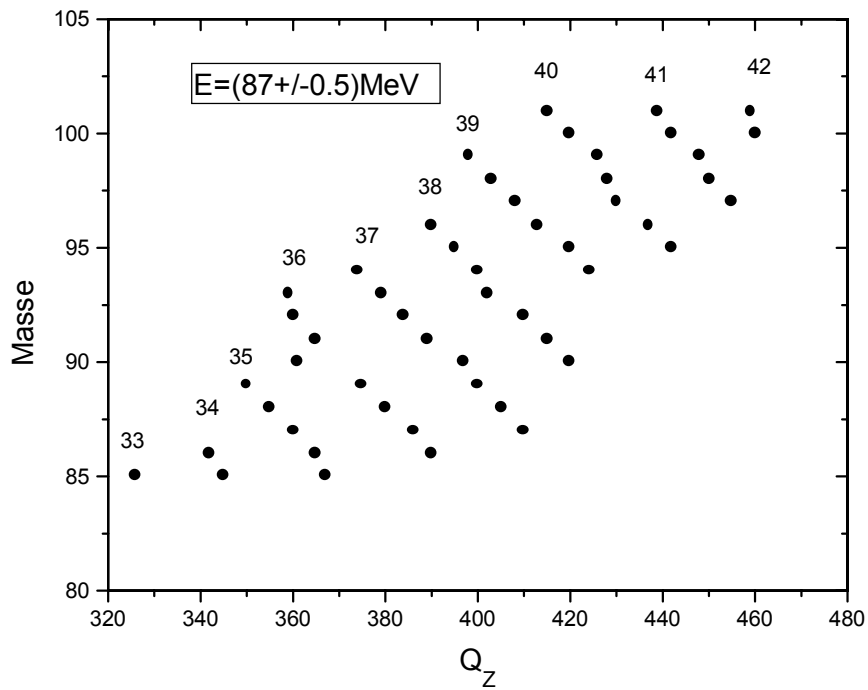
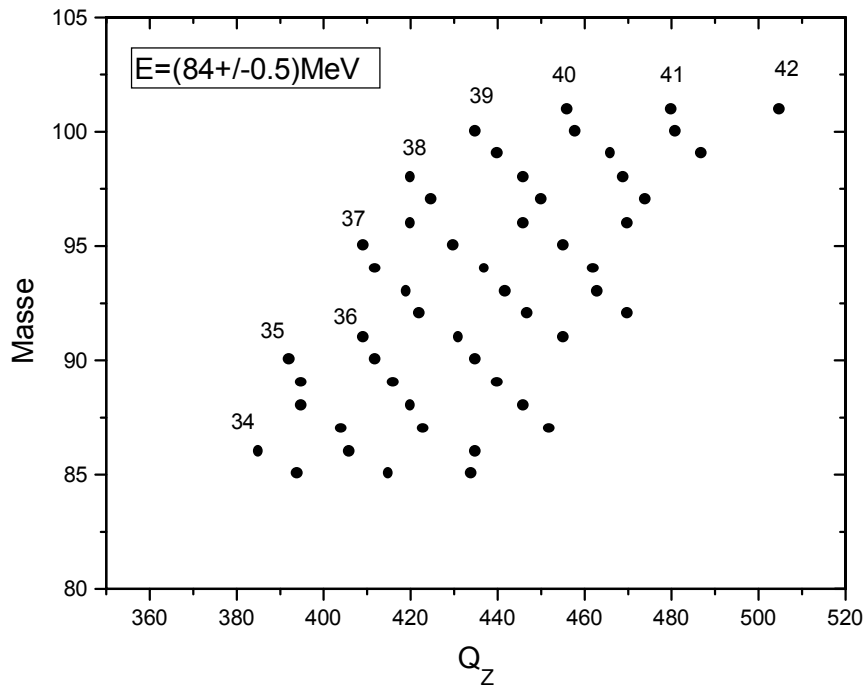


Fig III.6 : Exemples d'évolution de la position de la charge avec l'énergie cinétique.

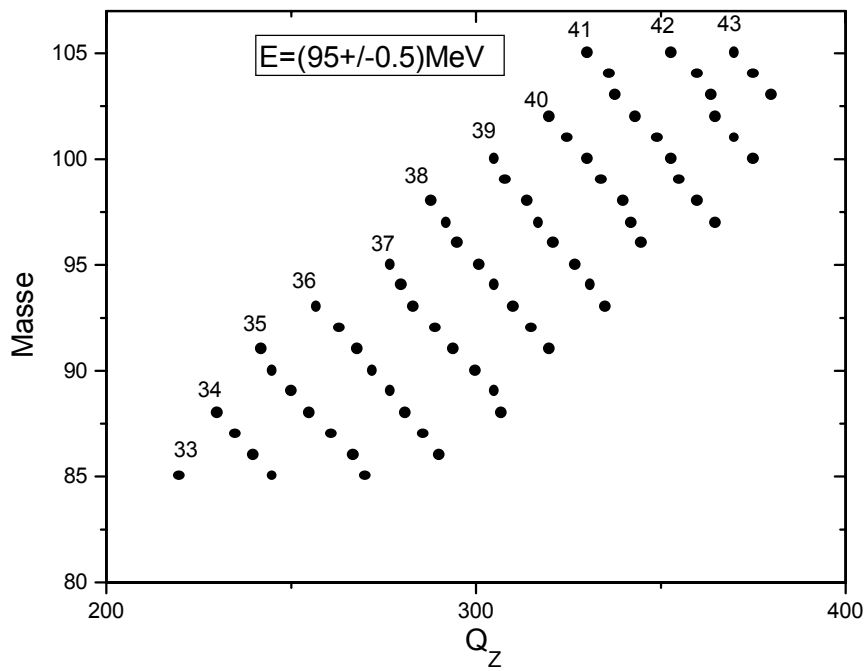
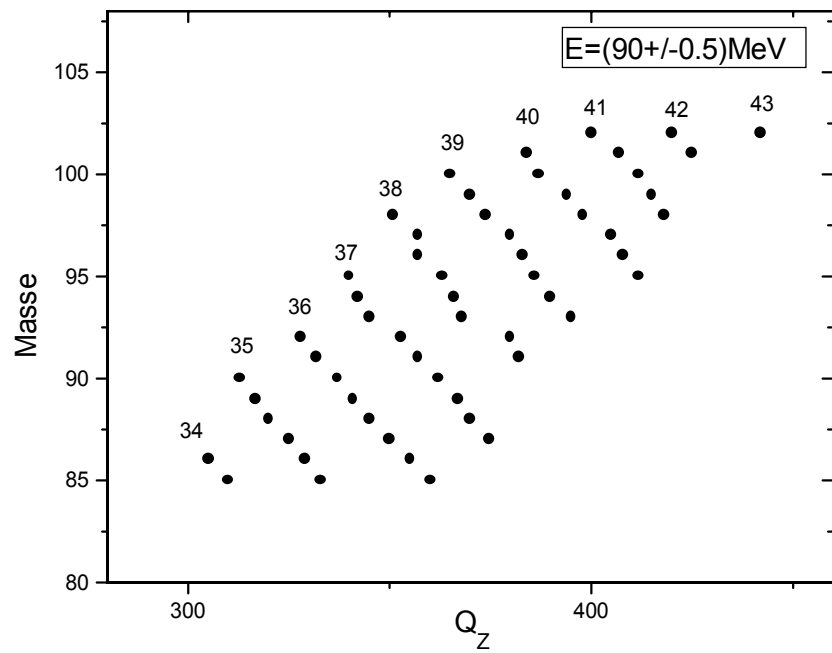


Fig III.6 : Exemples d'évolution de la position de la charge avec l'énergie cinétique.

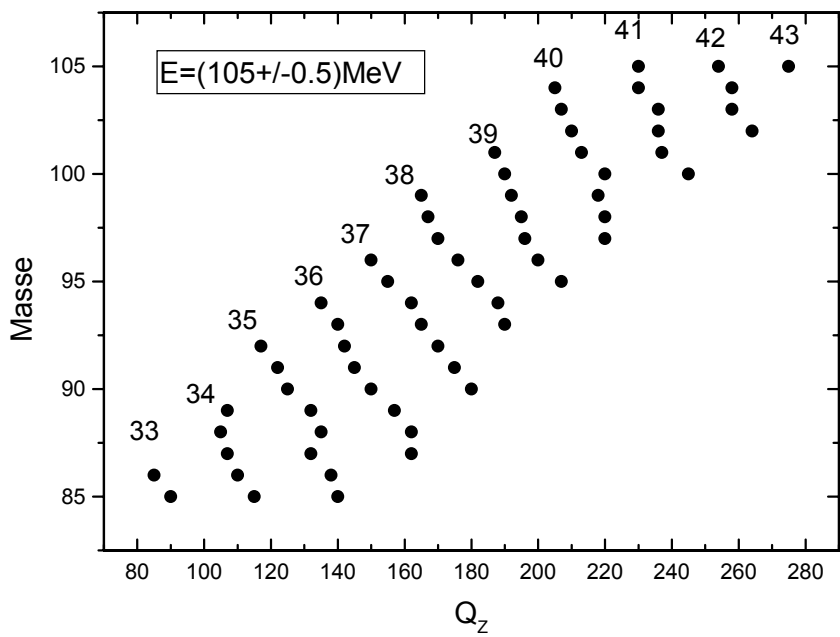
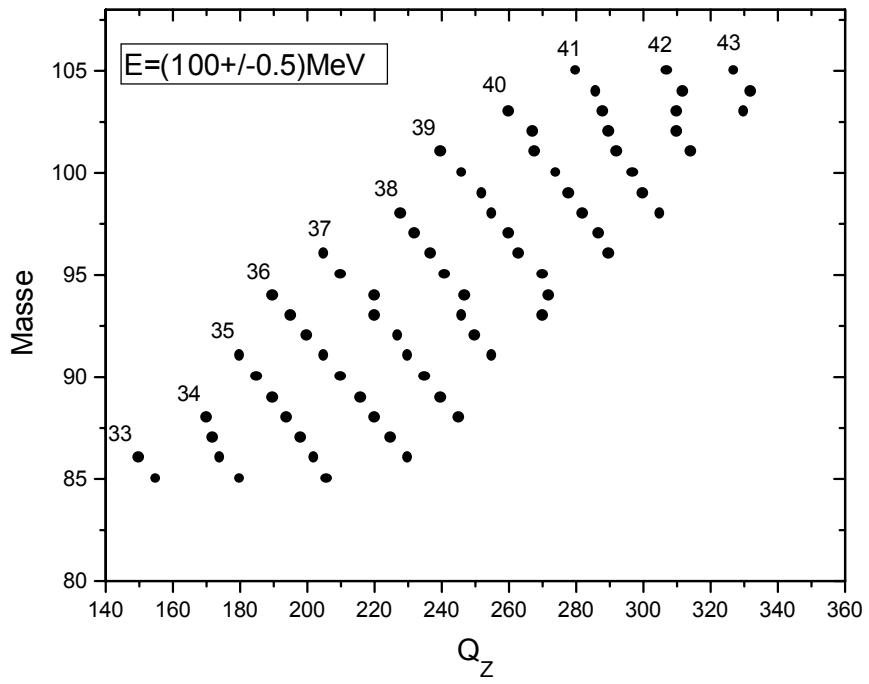


Fig III.6 : Exemples d'évolution de la position de la charge avec l'énergie cinétique.

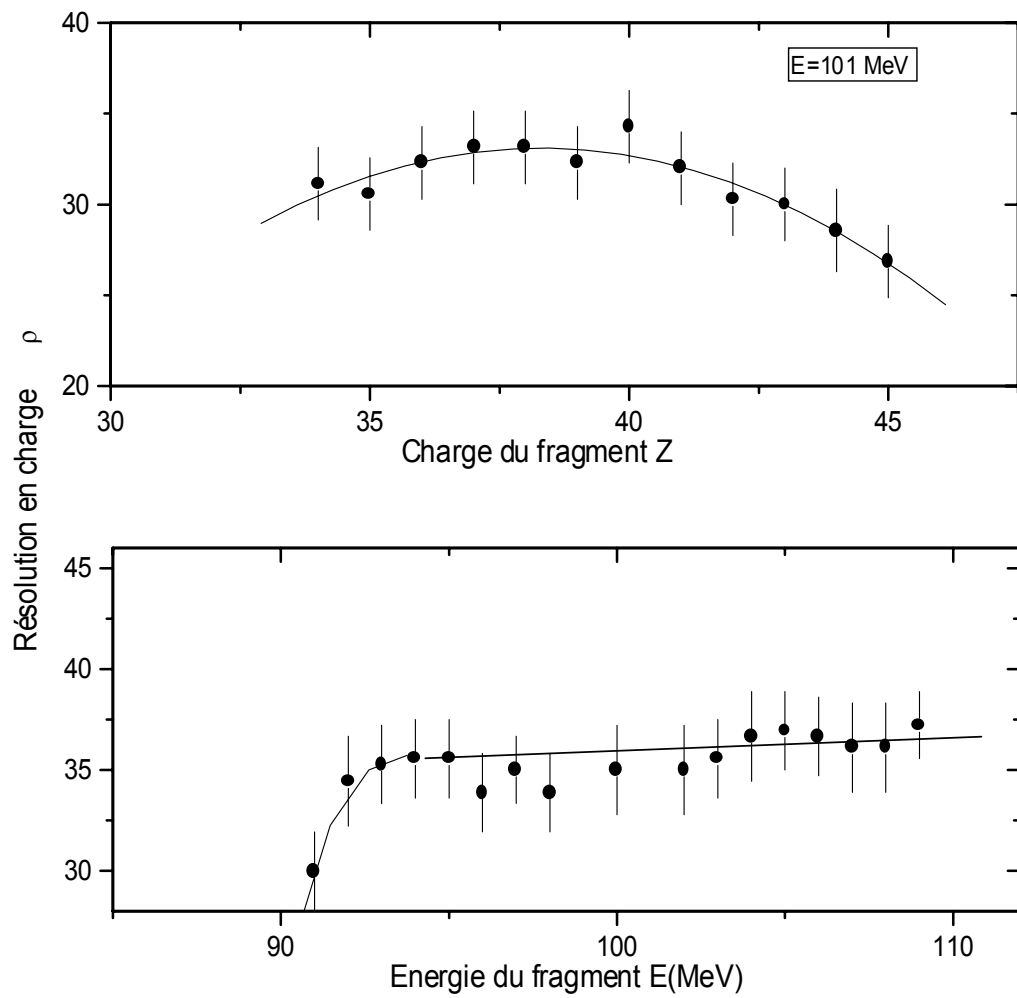


Fig III.7 : Evolution de la résolution en charge du spectromètre en fonction de la charge Z et de l'énergie.

CHAPITRE IV : Résultats Expérimentaux

Le but de nos expériences était de mesurer d'une manière très fine et simultanément les trois paramètres qui définissent le fragment de fission : la masse, la charge nucléaire et l'énergie cinétique : $Y(A,Z,E)$.

Cette étude complète a été réalisée grâce au spectromètre *Cosi fan tutte* installé auprès du réacteur à haut flux de neutrons de l'Institut Laue Langevin de Grenoble en France.

Nous rappelons que toutes les quantités mesurées sont des quantités "post-neutrons" et qu'elles ne concernent que les fragments du groupe léger. Les fragments lourds ne peuvent pas être séparés par ce spectromètre.

Notre travail a été consacré à l'étude de la fission induite par neutrons thermiques des deux isotopes d'Uranium : ^{232}U , ^{235}U . Une partie importante des résultats relatifs à la réaction $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ a déjà fait l'objet d'une thèse de Magister[33].

Dans ce travail, nous présentons l'essentiel des résultats expérimentaux relatifs à $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$. Notre but est d'une part de compléter les mesures déjà existantes, d'autre part d'aboutir à une étude comparative du comportement dynamique de ces deux isotopes afin d'en dégager si possible une information susceptible de nous renseigner sur la nature de la dynamique de la fission à basse énergie.

Dans ce qui suit la masse, l'énergie cinétique, la charge nucléaire du fragment léger sont présentées par les symboles A_L , E_L , Z_L . L'indice L est parfois omis. Quant au fragment lourd ses paramètres sont désignés par A_H , E_H , Z_H .

IV.1 Distribution en énergie cinétique $Y(E)$:

La figure (IV.1) représente la distribution en énergie cinétique des fragments légers issus de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$. Cette distribution a été corrigée de la perte d'énergie dans la cible et dans le premier détecteur de prise de temps "Start". Pour calculer la perte d'énergie nous avons utilisé les coefficients de perte d'énergie établis par Zeigler[31].

La distribution en énergie cinétique, que nous avons mesurée, est centrée autour de 99MeV, elle présente une dispersion de l'ordre de $\sigma \approx 5\text{MeV}$. Comme nous le remarquons sur la figure(IV.1), cette distribution présente une traînée à basse énergie cinétique qui résulte du processus de fission lui même [35], avec une composante que nous estimons faible due aux événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation.

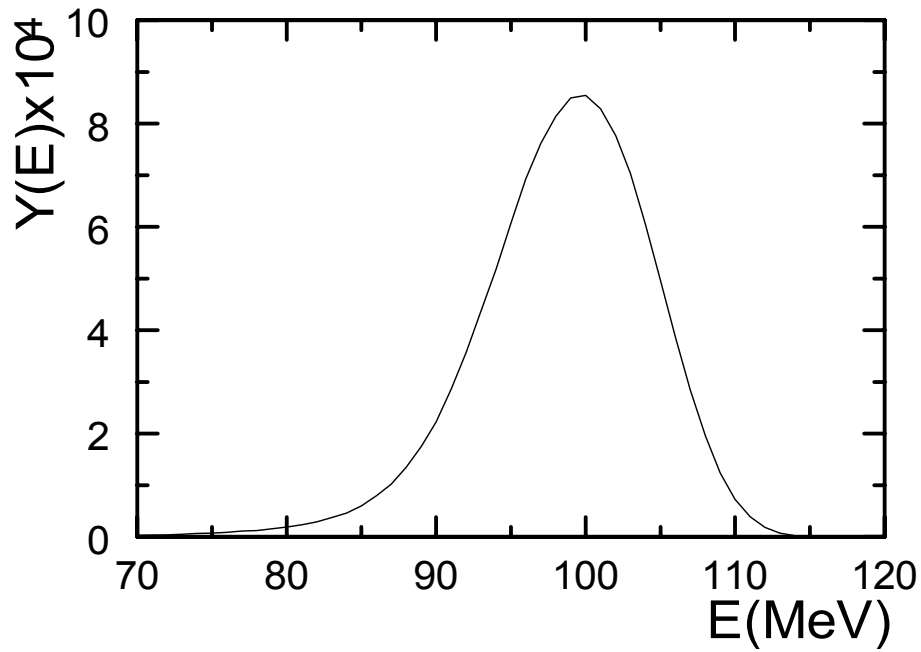


Fig IV.1 : Distribution en énergie cinétique des fragments légers de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$.

IV.2 Distribution en masse globale $Y(A)$:

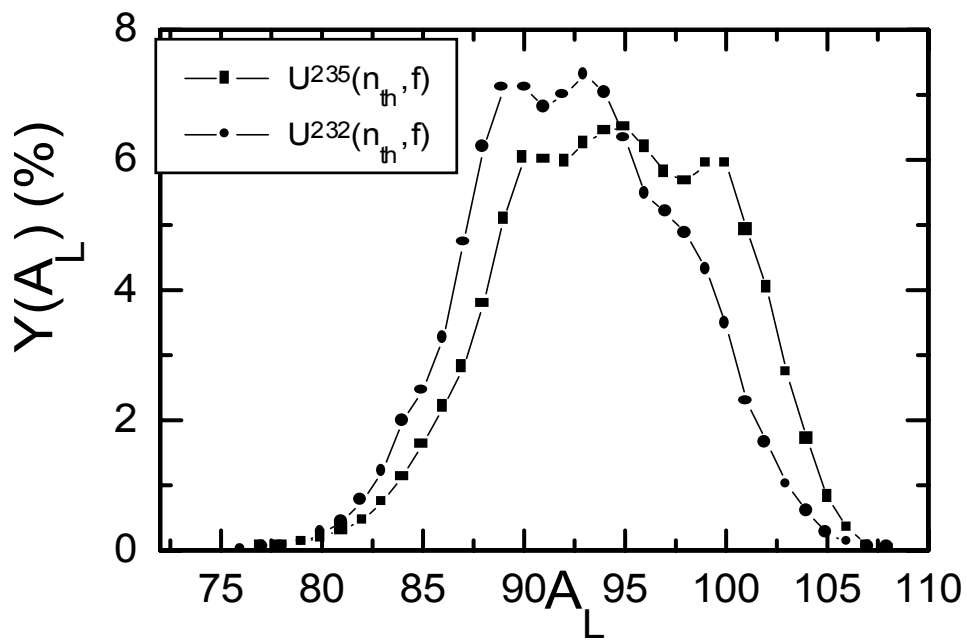


Fig IV.2 : Distributions en masse des fragments légers de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ et $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$.

Les rendements en masse $Y(A)$ sont obtenus à partir d'une paramétrisation des lignes de masse dans la représentation matricielle (TOF, Ph).

La figure(IV.2) donne les distributions en masse des fragments légers issus des deux réactions $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ et $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$. Nous remarquons que l'allure générale des deux distributions n'est pas très différente. Pour les deux noyaux les distributions en masse présentent des structures autour de 90, 95, 100 dues comme on le verra plus loin à la production favorisée des fragments de charges paires. Leurs profils relatifs sont déterminés par des effets de couches sphériques et déformées.

Le tableau (IV.1) récapitule les principales caractéristiques moyennes mesurées : la masse et l'énergie cinétique des fragments légers après émission de leurs neutrons prompts. Ces valeurs sont comparées aux résultats existants dans la littérature.

	$^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$	$^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$
$\langle A_L \rangle(\text{uma})$	92.74 ^{d)}	94.42 ^{d)}
	94.84 ^{a)}	94.88 ^{c)}
	92.1 ^{b)}	
$\Gamma(\text{résolution en masse}(\text{ uma}))$	0.74 ^{d)}	0.68 ^{d)}
$\langle E_L \rangle(\text{MeV})$	100.7 ^{d)}	99.4 ^{d)}
$\sigma_{\text{EL}}(\text{MeV})$	5.1 ^{d)}	5.17 ^{d)}

Tableau(IV.1) : caractéristiques moyennes des deux isotopes.

- a) méthode double énergie(pseudo-quantité)[36,37].
- b) Radiochimie[38].
- c) Résultats de Wahl[39].
- d) Nos résultats

La valeur moyenne de la masse mesurée confirme les résultats des travaux antérieurs : stabilité de la masse du fragment lourd dans le cas des actinides autour de A_H compris entre 138 et 140 uma, tandis que la masse du fragment léger croît linéairement avec la masse du noyau fissionnant.

Cette caractéristique s'interprète dans le cadre du modèle de Wilkins et al. [14] par l'influence de la couche neutronique déformée ($N_H \approx 88$, $\beta_H \approx 0.65$, point H de la figure(I.7)) qui stabilise le fragment lourd autour de $A_H \approx 140$ alors que le fragment léger se déplace le long de la vallée B,C,D de la figure(I.7).

IV.3 Etude des corrélations masse – énergie :

IV.3.1 Les distributions en masse pour différentes fenêtres en énergie cinétique :

On donne sur la figure(IV.3) les différentes distributions en masse de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ normalisées à 100% pour différentes fenêtres en énergie cinétique(chaque fenêtre est de 1MeV) de $E=82\text{ MeV}$ à $E=112\text{ MeV}$.

Nous remarquons que les structures observées dans la distribution en masse globale autour de $A_L \approx 90,95,100$ s'intensifient avec l'augmentation de l'énergie cinétique des fragments en préservant leur périodicité d'environ 5uma .

A très basse énergie cinétique ($E<86\text{MeV}$) les distributions en masse s'élargissent et de nouvelles structures apparaissent. Nous pensons que ces deux effets résultent de l'émission neutronique plus importante à basse énergie comme ça sera démontré lors de l'étude des corrélations charge – énergie.

Les distributions en masse de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ peuvent être comparées à celles données par Lang et al.[40](figure(IV.4)). L'accord est satisfaisant. A très haute énergie cinétique nos distributions restent cohérentes avec celles données par G.Simon dans [41] (figures(IV.5),(IV.6)).

IV.4 Etude des corrélations charge – énergie :

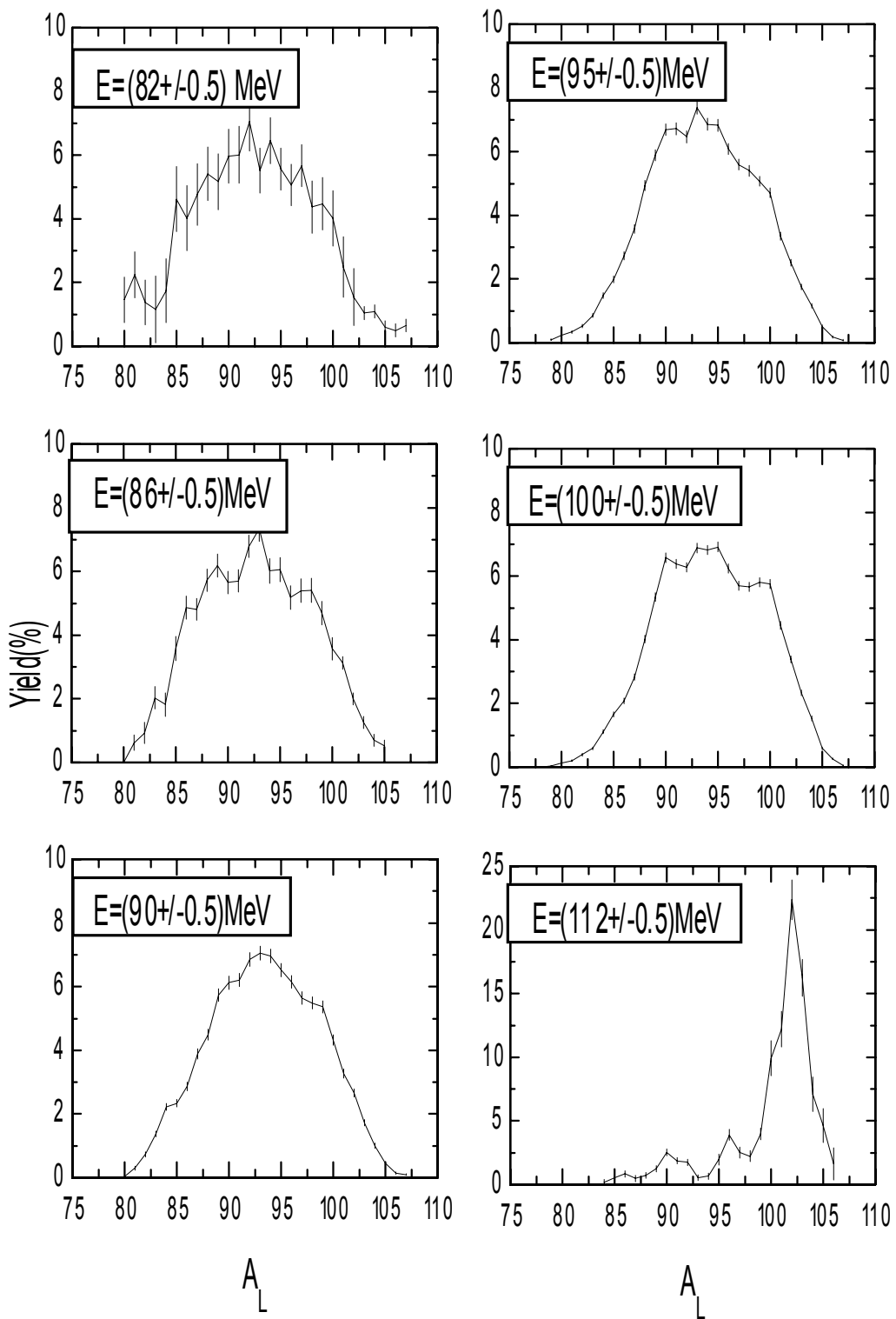
IV .4.1 Les distributions en charge pour différentes fenêtres en énergie cinétique :

Les rendements en charge par masse et par énergie : $Y(A,E,Z)$ sont obtenus à partir d'une déconvolution des spectres en charge $N(Q_Z)$. Ces derniers sont déduits de la matrice (TOF, Q_Z)((temps de vol, paramètre de charge)) dressé pour chaque masse et sélectionnée dans une fenêtre de temps de vol d'environ 8 canaux ce qui correspond à environ 1MeV en énergie.

Le tableau qui suit récapitule les gammes de masse et d'énergie pour lesquelles les charges nucléaires ont été identifiées.

Noyau étudié	$^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$	$^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$
Masse(uma)	$85 \leq A_L \leq 105$	$83 \leq A_L \leq 103$
Energie(MeV)	$82 \leq E_L \leq 112$	$87 \leq E_L \leq 109$
Charge identifiée	$33 \leq Z_L \leq 43$	$33 \leq Z_L \leq 43$

Nous donnons en annexe les valeurs des rendements en charge par masse et par énergie des fragments de fission issus de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$.



FigIV.3 Distributions en masse de $^{235}\text{U}(n_f, f)$ pour différentes fenêtres en énergie cinétique.

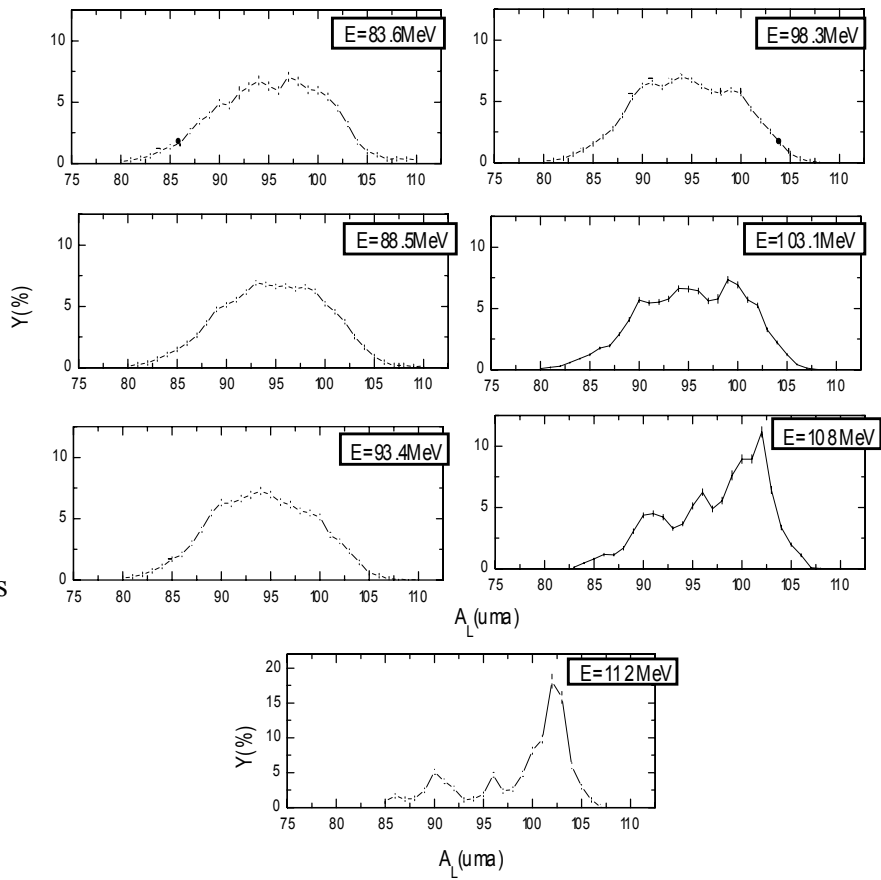


Fig IV.4 : Distributions en masse de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ données par Lang[40].

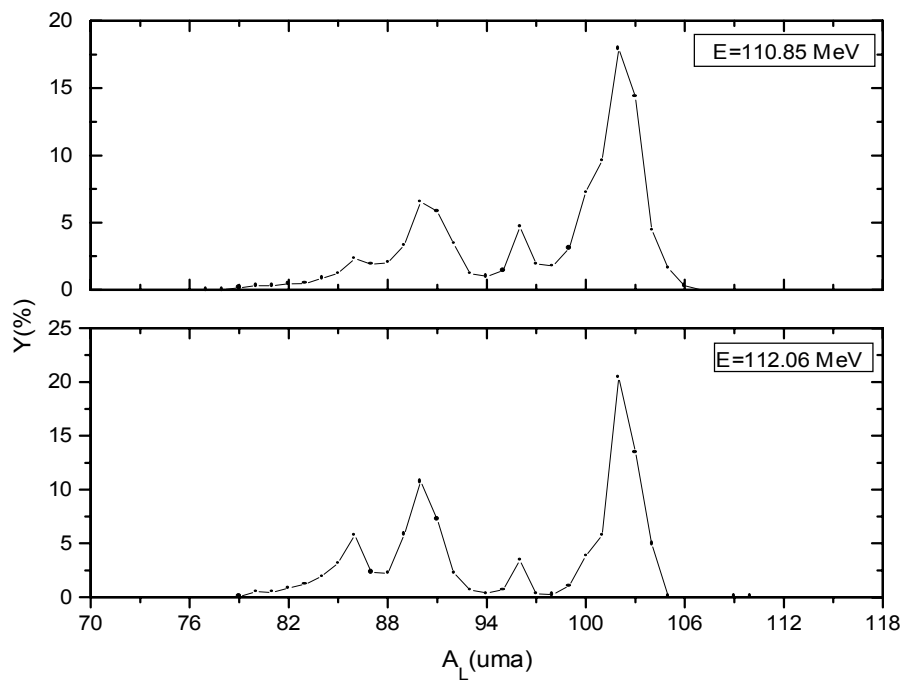


Fig IV.5 : Distributions en masse de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ données par G.Simon[41].

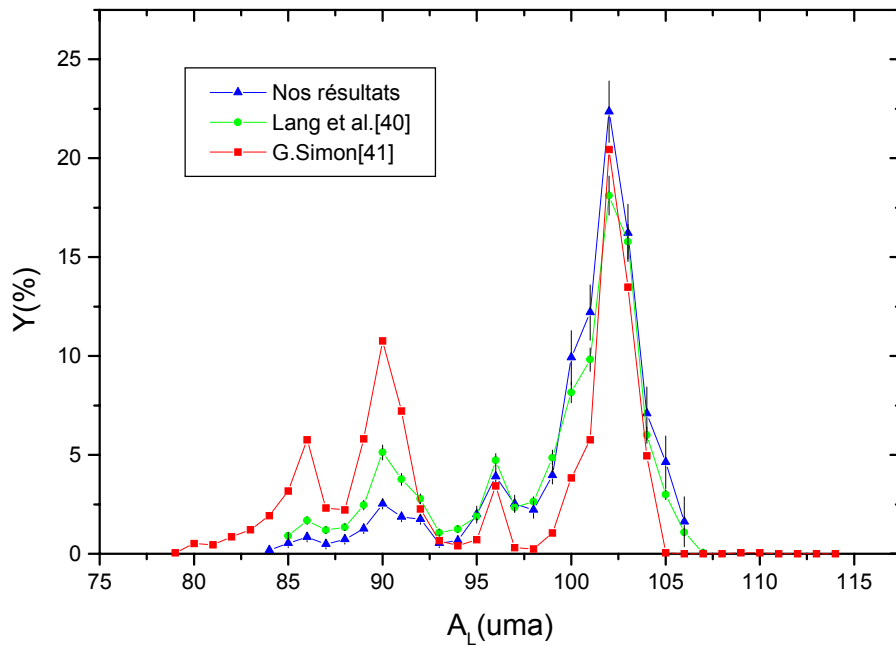


Fig IV.6 : Notre distribution en masse à l'énergie E=112MeV comparée à celle de Lang[40]et à celle de G.Simon[41].

Les rendements en charge par énergie : $Y(Z,E)$ sont obtenus à partir des rendements $Y(A,Z,E)$ après sommation sur le nombre de masse A :

$$Y(Z, E) = \sum_A Y(A, Z, E)$$

Rappelons que les charges mesurées correspondent aux charges primaires. Les fragments de fission sont détectés avant qu'ils ne se désintègrent par émission β^- , ils ont conservé leurs charges du point de scission.

La figure(IV.7) présente les rendements en charges obtenus pour différentes fenêtres en énergie cinétique. Nous remarquons que les rendements des charges paires 36,38,40 sont favorisés de manière systématique par rapport aux charges impaires voisines. Ces structures absentes à très basse énergie cinétique (E=82 MeV) augmentent avec l'accroissement de l'énergie cinétique des fragments.

A haute énergie cinétique c'est la charge $Z = 40$ qui domine la distribution en charge dans le cas de $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ par contre dans le cas de $^{232}\text{U}(n_{th}, f)$ c'est la charge $Z=38$ (figure(IV.8)). Cette différence de comportement est à liée aux effets de couches sphériques($Z_H=52, N_H=82$), dans le fragment complémentaire,

On remarque aussi que le comportement des distributions en charge est totalement corrélé à celui des distributions en masse. Les charges à rendements importants sont associées sans ambiguïté aux structures observées dans les distributions en masse.

Aux énergies moyennes les distributions en charge obtenues dans le cas de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ peuvent être comparées à celles obtenues par Lang et al.[40]. L'accord est satisfaisant.

A haute énergie cinétique ces distributions peuvent être comparées à celles données par G.Simon[41]. Un désaccord est remarqué autour de $E=111,112\text{MeV}$.

Les distributions obtenues par G.Simon présentent un pic important autour de $Z_{\text{H}}=52$ (ce qui correspond à $Z=40$) et un pic d'intensité intermédiaire autour de $Z_{\text{H}}=56$ ($Z=36$) et de petits rendements autour de $Z_{\text{H}}=54$ ($Z=38$) et $Z_{\text{H}}=58$ ($Z=34$).

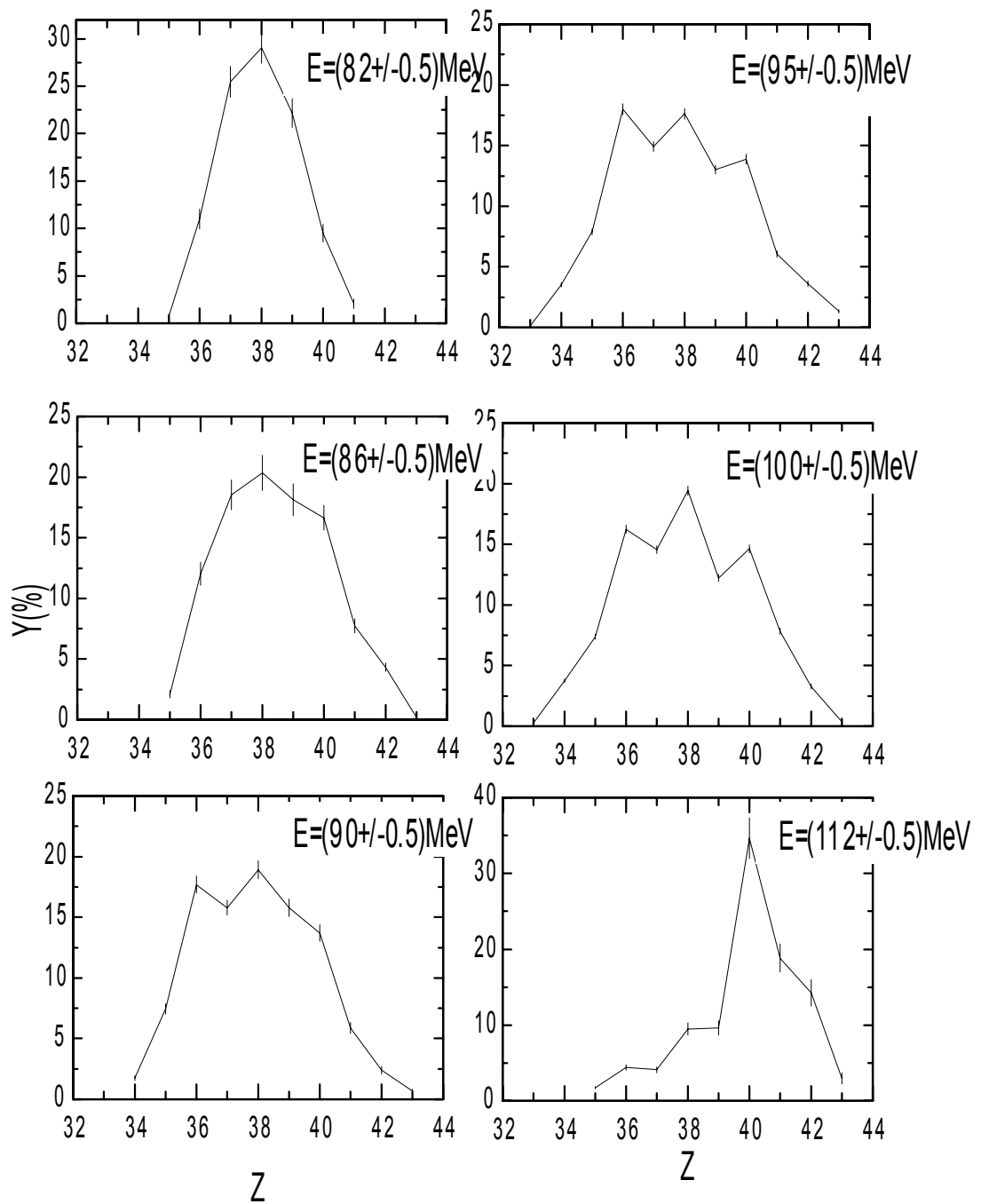


Fig IV.7 : Rendements en charge de $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ pour différentes fenêtres en énergie cinétique.

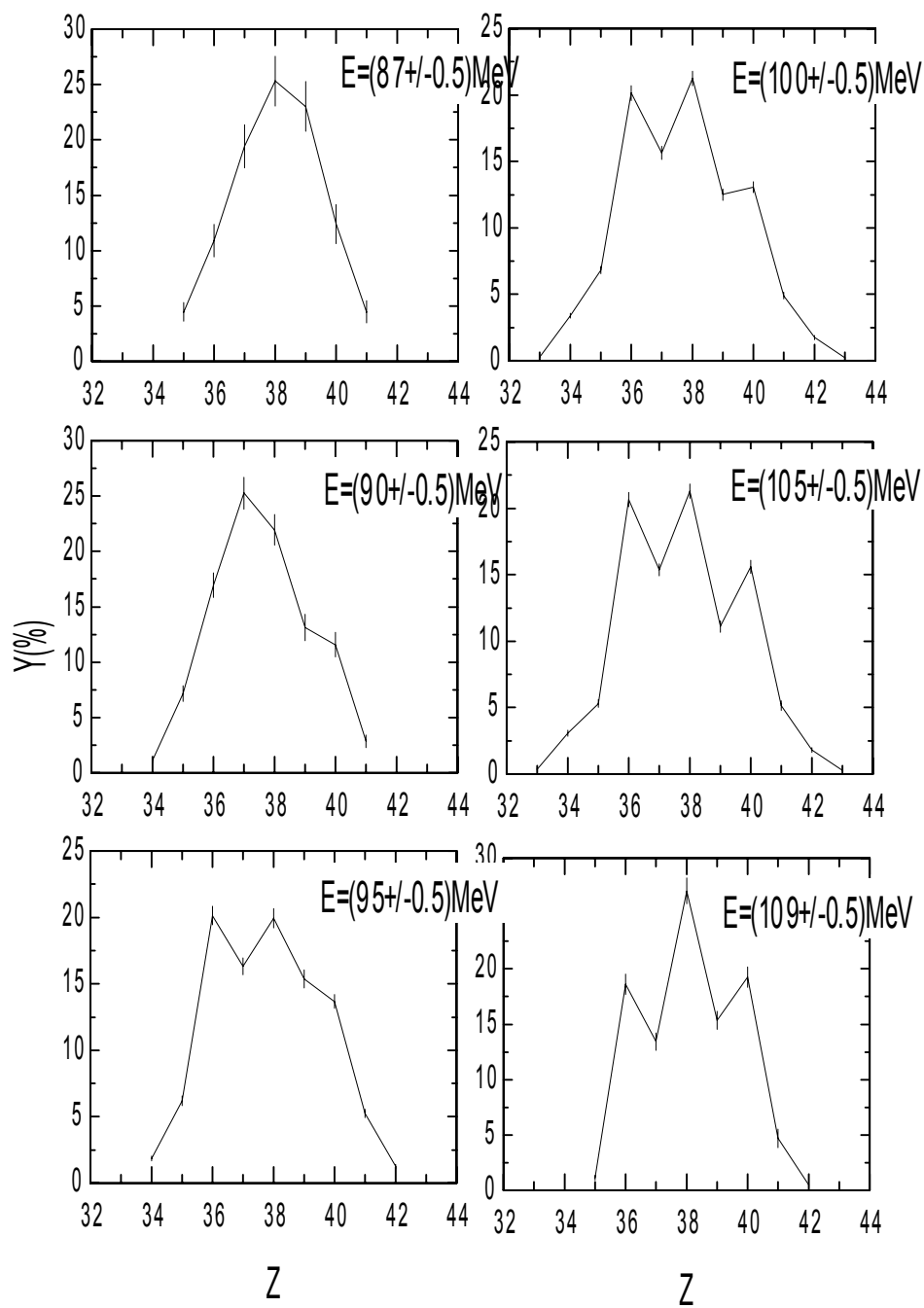


Fig IV.8 : Rendements en charge de $^{232}\text{U}(n,f)$ pour différentes fenêtres en énergie cinétique.

IV.4.2 Effet pair – impair en proton :

A fin d'estimer le taux de production des fragmentations de charges paires, nous avons évalué pour chaque énergie étudiée l'effet de parité sur les rendements en charge défini comme :

$$\delta_p(E)(\%) = \frac{\sum_Z Y_e(Z, E) - \sum_Z Y_o(Z, E)}{\sum_Z Y_e(Z, E) + \sum_Z Y_o(Z, E)} \times 100$$

$Y_e(Z, E)$ et $Y_o(Z, E)$ sont respectivement les rendements en Z pairs et les rendements en Z impairs à l'énergie cinétique E .

Sur la figure(IV.9) est présentée la variation de l'effet de parité en protons en fonction de l'énergie cinétique des fragments. Nous remarquons que δ_p croît, d'une façon monotone, avec l'énergie cinétique .

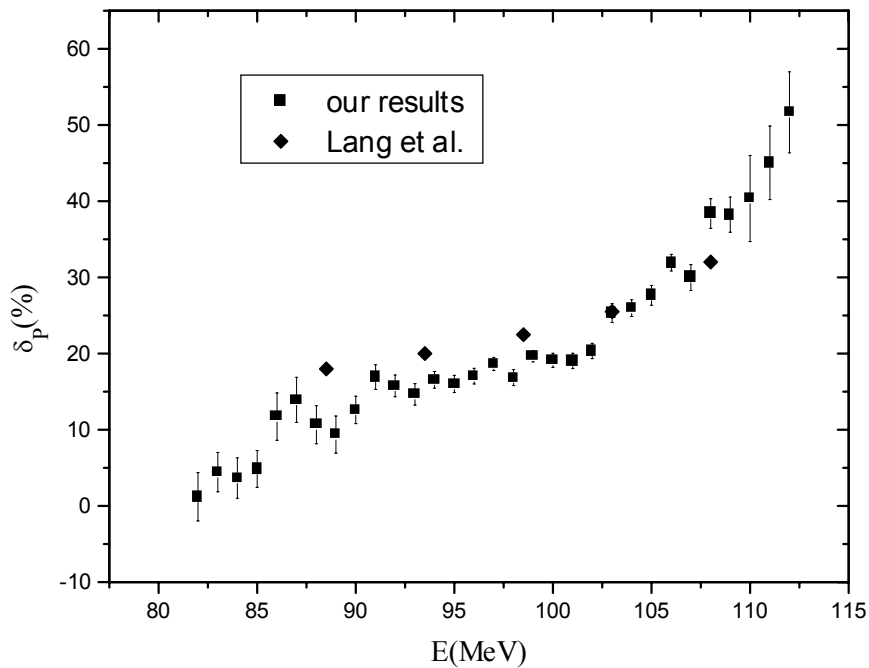


Fig IV.9 : Effet de parité en charge en fonction de l'énergie Cinétique. Nos résultats sont comparés à ceux de Lang et al.[40]

Nous remarquons aussi que ce paramètre décroît rapidement vers zéro à très basse énergie cinétique. La valeur moyenne de δ_p sur toute la gamme d'énergie étudiée est de $\langle \delta_p \rangle \approx (20.21 \pm 1.11)\%$ compatible avec celles déjà publiées pour les autres isotopes d'Uranium : $^{233}\text{U}(n_{th},f)$ [42], $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ [40], $^{232}\text{U}(n_{th},f)$ [33].

Sur la figure(IV.9) nous comparons nos valeurs, de l'effet de parité en charge, avec celles obtenues par Lang auprès du spectromètre Lohengrin[40]. Il faut noter que les énergies mesurées auprès de Lohengrin peuvent être entachées d'une incertitude de l'ordre de 5MeV.

Nous comparons aussi sur la figure(IV.10) nos valeurs avec celles obtenues par Mollenkopf et al.[43,44]. Ces auteurs affirment que l'effet de parité en charge augmente aussi à très basse énergie cinétique. Nous reviendrons sur ce point pour plus de détails.

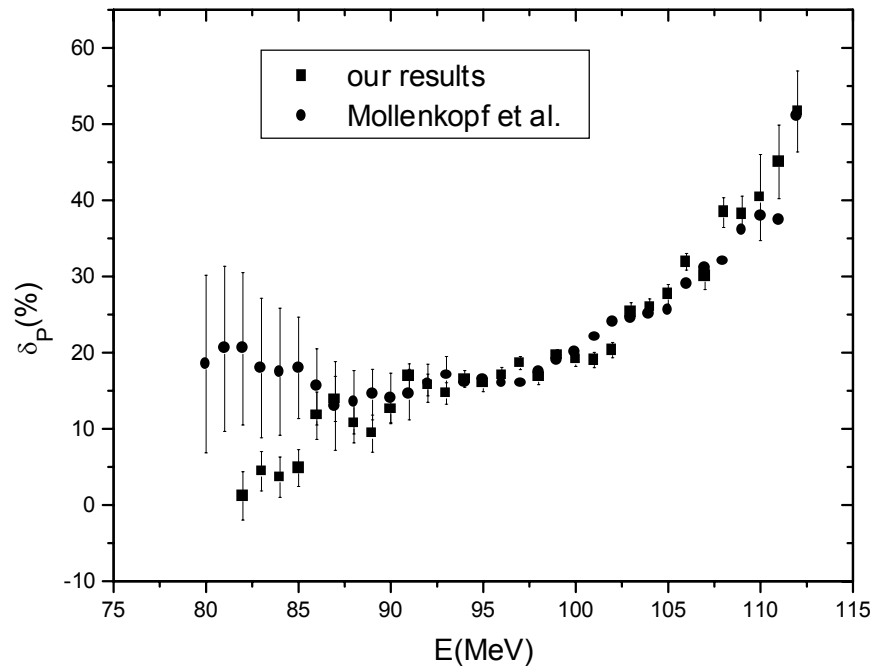


Fig IV.10 : Effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique. Nos résultats sont comparés à ceux de Mollenkopf et al.[44].

IV.4.3 Effet local de parité en charge :

La variation de δ_p en fonction de la charge nucléaire Z peut être obtenue par la méthode de la troisième différence, donnée par[45] :

$$d_3 = (-1)^{Z+1} ((L_3 - L_0) - 3(L_2 - L_1))/8 \quad (1)$$

où L_0, L_1, L_2, L_3 représentent respectivement, les logarithmes naturels des rendements des charges $Z, Z+1, Z+2$ et $Z+3$.

Ainsi, si les rendements des quatre charges sont répartis sur une gaussienne, alors L_0, L_1, L_2, L_3 sont disposés sur une parabole.

Dans ce cas, on peut vérifier facilement que la troisième différence est nulle. Supposons maintenant que les logarithmes des rendements des charges impaires sont au-dessous d'une parabole de référence d'une quantité Δ et ceux des charges paires sont au-dessus de la même parabole de la quantité Δ . En remplaçant dans l'équation (1) et en considérant Z pair, nous obtenons :

$$d_3 = (-1)^{Z+1} [(L - \Delta) - (L + \Delta) - 3((L+\Delta)-(L - \Delta))] / 8 = + \Delta \quad (2)$$

le même résultat est obtenu dans l'hypothèse où Z est impair.

Si A est l'amplitude de la gaussienne relative à la parabole de référence, les rendements des Z pairs sont repartis sur une gaussienne d'amplitude $A*\delta$ avec δ supérieur à 1. Ceux des Z impairs se repartissent sur une gaussienne d'amplitude A/δ tel que :

$$\ln \delta = \Delta$$

L'effet pair – impair dans l'intervalle s'étalant de Z à $Z + 3$, est alors donné par $\delta - 1$, soit :

$$\Delta_p(Z + \frac{3}{2}) = e^{\Delta} - 1$$

La figure (IV.11) représente la variation de l'effet pair-impair local Δ_p en fonction de la charge nucléaire Z .

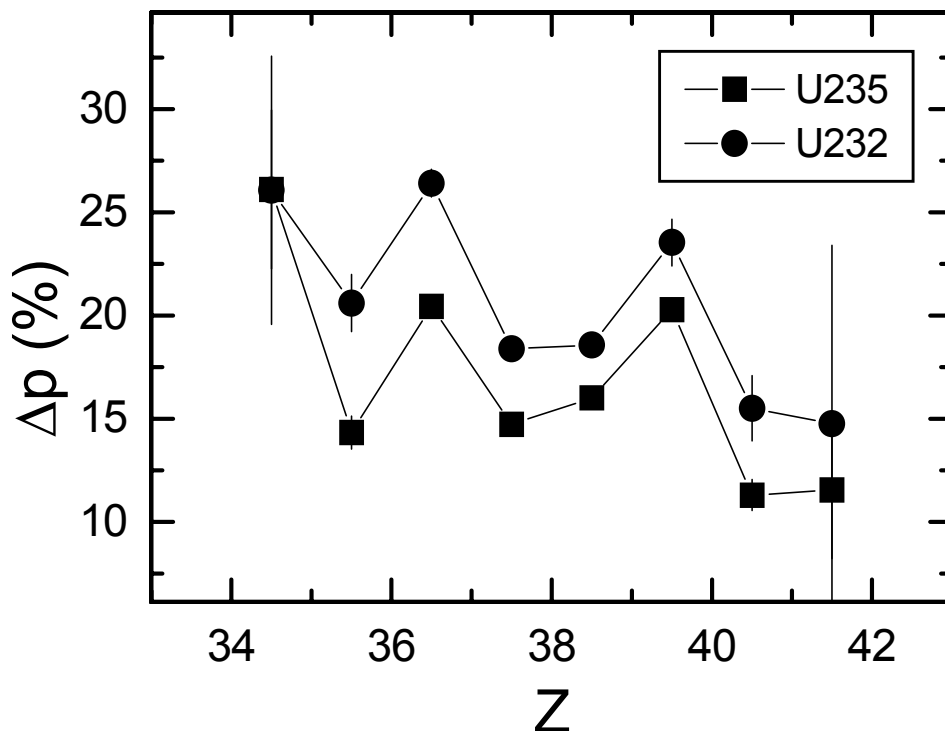


Fig IV.11: Effet de parité en charge local des deux isotopes d'Uranium ^{232}U et ^{235}U

Dans ce calcul, quatre charges interviennent à chaque fois ; des structures très aiguës ne devraient pas être observées. Or, nous remarquons que $\Delta_P(Z)$ présente deux pics d'intensité comparable autour de $Z=36$ et $Z=40$ et un minimum autour de $Z=38$. Cette allure de $\Delta_P(Z)$ est peu sensible à la variation de l'énergie cinétique comme le montre la figure(IV.12).

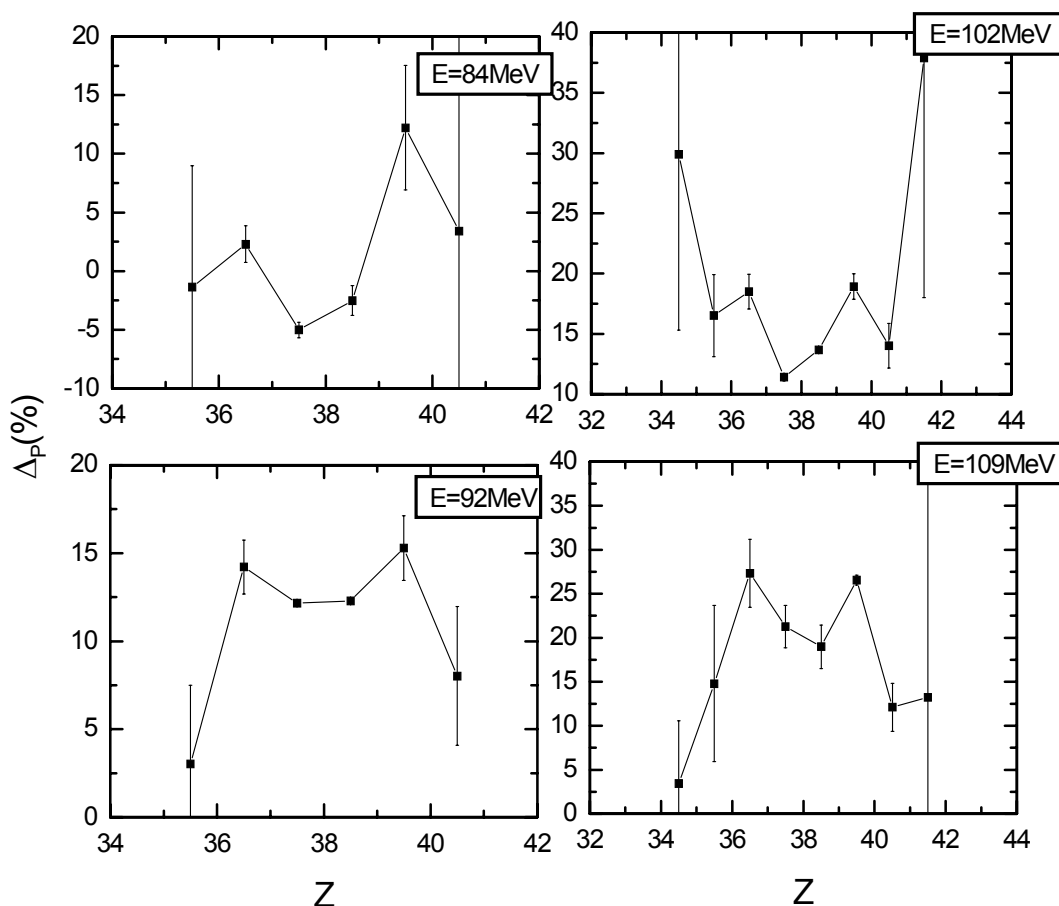


Fig IV.12 : Evolution de l'effet local de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique dans le cas de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$.

IV.4. 4 Energie cinétique moyenne en fonction de la charge :

Pour chaque charge identifiée, nous avons construit la distribution en énergie cinétique. Ces distributions présentent systématiquement une "queue" à basse énergie comme le montre la figure(IV.13).

Nous avons déterminé pour chaque isotope, l'énergie cinétique moyenne. La variation de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge nucléaire est présentée sur la figure(IV.14). Nous remarquons la présence d'oscillations moins importantes que celles déjà observées pour $^{232}\text{U}(n_{th},f)$.

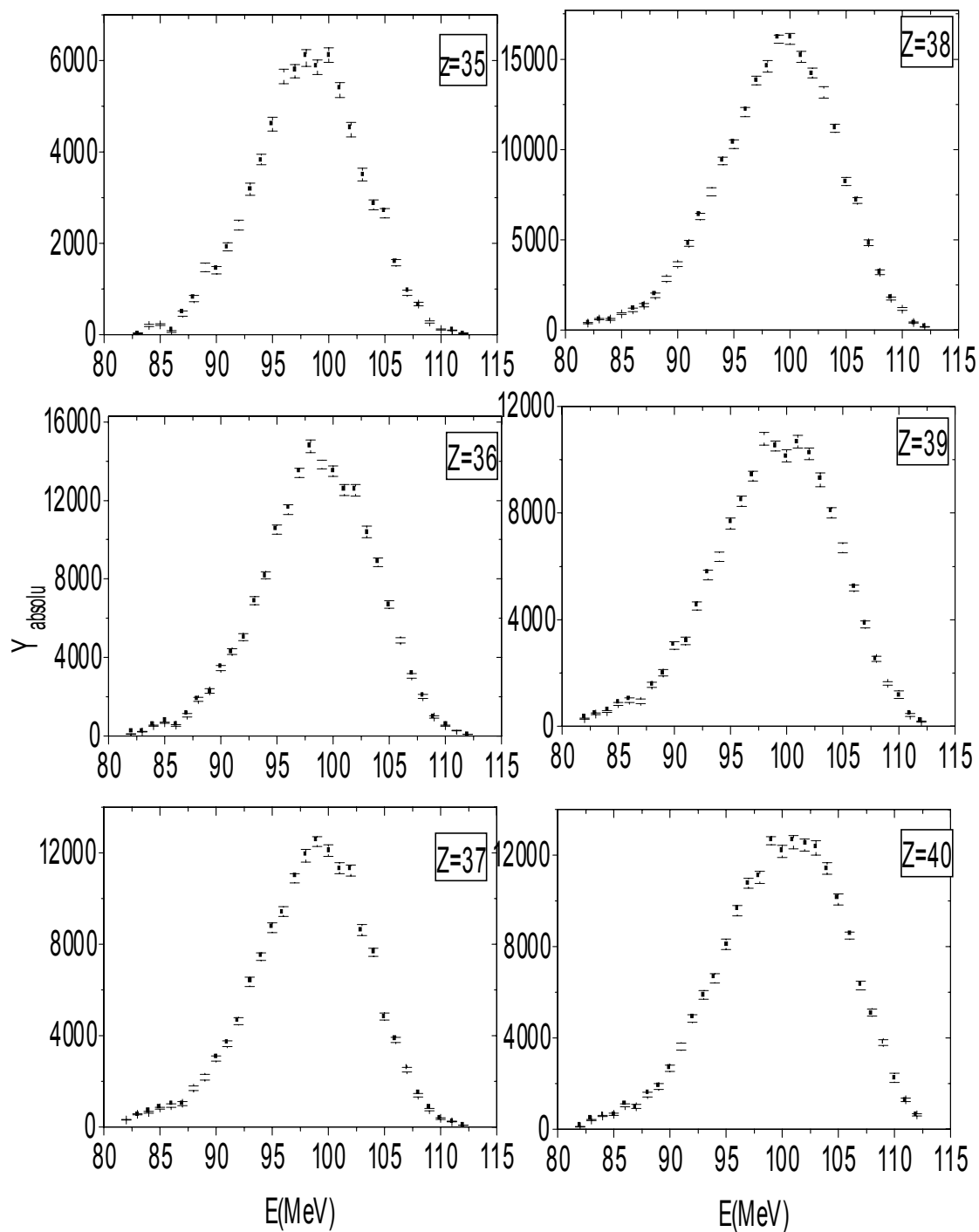


Fig IV.13 : Distributions en énergie cinétique pour chaque charge Z .

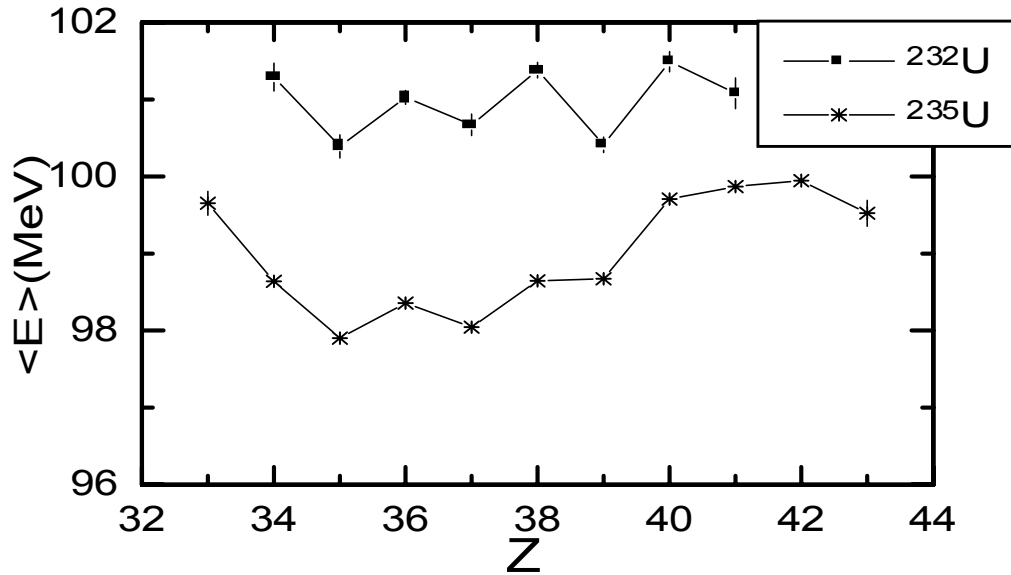


Fig IV.14 : Variation de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge nucléaire des fragments pour ^{232}U et ^{235}U .

Comme le montre la figure (IV.15) pour tous les noyaux fissionnant déjà étudiés, l'énergie cinétique moyenne des charges paires est systématiquement plus élevée que celles des charges impaires voisines.

- Ces oscillations peuvent avoir différentes origines. Elles peuvent être liées soit :
- i) aux fluctuations sur les chaleurs de réactions : une fragmentation paire – paire présente une chaleur de réaction supérieure à celle d'une division impaire – impaire d'une quantité $\Delta Q \approx 2.7 \text{ MeV}$.
 - ii) à l'effet de différence de déformation.
 - iii) à l'effet dynamique.

Pour estimer l'effet de parité moyen sur l'énergie cinétique : δE^{o-e} , nous avons évalué l'amplitude, $\Delta \bar{E}$, de ces oscillations pour une charge donnée par :

$$\Delta \bar{E} (Z) = \frac{\bar{E} (Z+1) + \bar{E}(Z-1)}{2} - \bar{E}(Z)$$

puis pondéré cette quantité sur l'ensemble des charges étudiées en ne considérant que les charges nucléaires non affectées par les effets de couches.

$$\delta E^{o-e} = \frac{\sum_Z Y(Z) \Delta \bar{E}(Z)}{\sum_Z Y(Z)}$$

Nous nous sommes limités, pour les deux isotopes, à $34 \leq Z \leq 39$. A $Z=40$ est présente la couche sphérique en protons ($Z_H=50$) dans le fragment complémentaire. Les quantités présentées dans la littérature sont généralement relatives à l'effet de parité sur l'énergie cinétique totale E_{KT} : δE_{KT}^{o-e} .

En utilisant la conservation de la quantité de mouvement sur les grandeurs moyennes et en supposant une quasi-proportionnalité entre la masse et la charge, nous pouvons écrire :

$$\delta E_{KT}^{o-e} = \delta E^{o-e} \frac{Z_F}{Z_F - Z_L}$$

Z_F étant la charge du noyau fissionnant. Les valeurs déduites pour δE_{KT}^{o-e} sont consignées dans le tableau ci-dessous.

Noyau étudié	δE_{KT}^{o-e} (MeV)
$^{232}\text{U}(n_{th}, f)$	1.07 ± 0.13
$^{235}\text{U}(n_{th}, f)$	0.707 ± 0.03

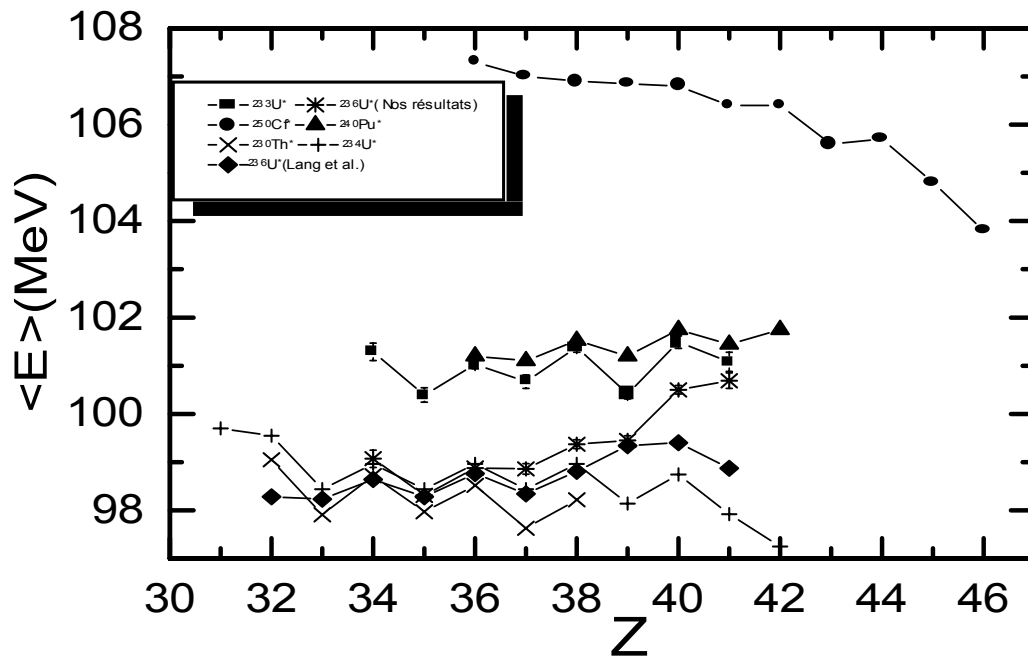


Fig IV.15 : Variation de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge nucléaire pour tous les noyaux fissionnants du Th au Cf[46,47].

IV.4. 5 La variance des distributions isobariques :

Les distributions isobariques : distributions en charge pour une masse et une énergie, données sont généralement caractérisées par la variance définie comme le moment d'ordre deux de ces distributions :

$$\sigma_z^2(ZIA)(E) = \frac{\sum_z Y(A,Z,E) (Z - \langle Z \rangle)^2}{\sum_z Y(A,Z,E)} ;$$

$\langle Z \rangle$ étant le premier moment de la distribution isobarique.

$$\langle Z \rangle(A,E) = \frac{\sum_z Z Y(A,Z,E)}{\sum_z Y(A,Z,E)}$$

Sur la figure(IV.16) est présentée la variation de la variance isobarique $\langle \sigma_z^2 \rangle$ en fonction de l'énergie cinétique. Pour une énergie $E > 92$ MeV, $\langle \sigma_z^2 \rangle$ est pratiquement constant autour d'une valeur de l'ordre de $0.4(\text{unité de charge})^2$. A basse énergie cinétique une augmentation de σ_z^2 se manifeste.

Les données expérimentales concernant les autres noyaux fissionnant, montrent que ce paramètre dépend du noyau fissionnant mais pas de l'énergie cinétique des fragments(figure(IV.17)). Nous pensons qu'il est raisonnable de considérer que la valeur de $\langle \sigma_z^2 \rangle$ est indépendante de l'énergie cinétique et que son augmentation à basse énergie résulte de la présence des événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation. Ces événements dont la proportion est relativement importante à basse énergie peuvent être très gênants dans l'analyse des données comme nous le verrons ci – dessous.

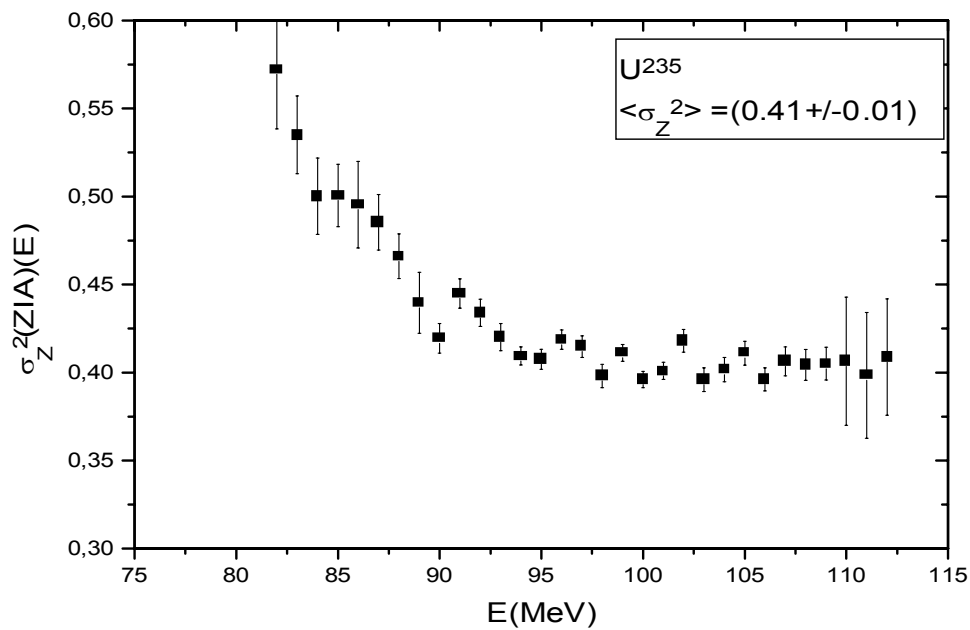


Fig IV.16 : Variation de la variance isobarique en fonction de l'énergie cinétique.

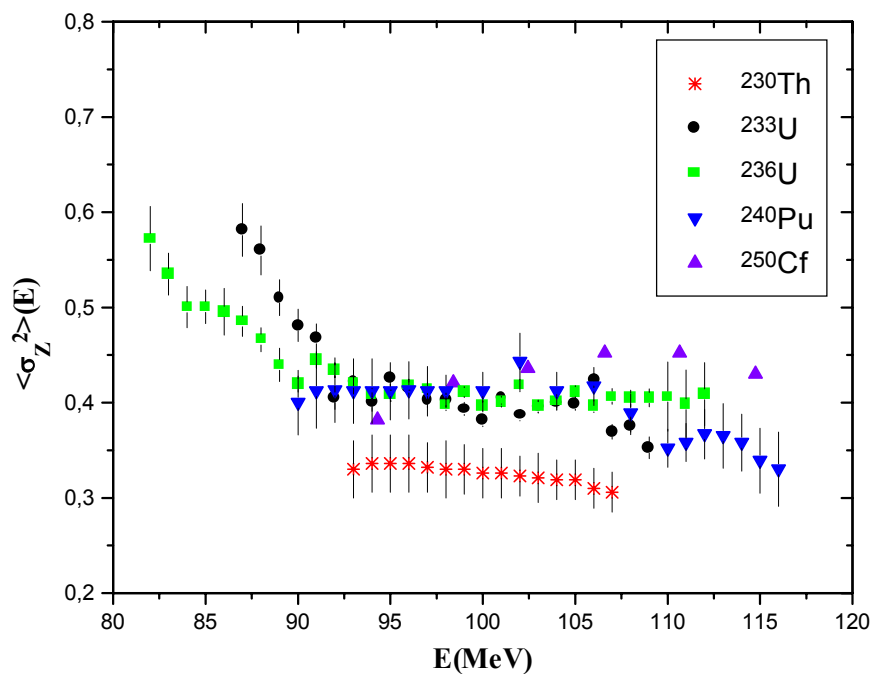


Fig IV.17 : Evolution de la variance isobarique en fonction de l'énergie pour différents noyaux fissionnants[46,47].

IV.4.6 L'effet de parité en charge tend-t-il vraiment vers zéro à basse énergie cinétique [43]?

Nous avons rencontré beaucoup de difficultés pour analyser les spectres en charge à basse énergie : la résolution en charge qui se détériore rapidement (voir figure(III.7)) et la faible statistique en plus des événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation et dont la présence peut complètement fausser les résultats d'analyse.

Lors de notre analyse des données expérimentales relatives à la réaction de $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ (voir[33]) , nous avons remarqué que, pour les faibles masses, les spectres en charge présentent deux composantes dont l'une (celle qui correspond aux faibles valeurs de Q_Z) est supposée due aux fragments diffusés par la grille d'entrée de la chambre d'ionisation. En effet un fragment diffusé par la grille aura un parcours dans la chambre plus grand et son paramètre de Bragg mesuré sera sur-estimé. Nous avons alors, pour chaque masse, fixé un seuil sur Q_Z . Nous n'avons gardé que les événements qui correspondent à la première composante du spectre en charge.

Nous nous sommes rendu compte qu'en éliminant les événements diffusés de cette manière nous éliminons aussi les bons événements. Pour cette raison, lors de l'analyse des données de $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$, nous n'avons pas pu analyser les spectres en charge à basse énergie cinétique ($E < 87\text{MeV}$).

Pour analyser les données relatives à $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ et pour éliminer les événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation, à très basse énergie, nous avons introduit une nouvelle méthode qui consiste à :

considérer d'abord ces événements comme un bruit de fond représenté par le paramètre $b(E)$ dépendant de l'énergie des fragments E . Dans ce cas nous pouvons écrire le rendement en charge par masse et par énergie corrigé de ces événements $Y_c(A,Z,E)$ comme :

$$Y_c(A,Z,E) = Y(A,Z,E) - b(E),$$

Le paramètre $b(E)$ est choisi de manière à retrouver une variance isobarique autour de la valeur de $0.4(\sigma_Z^2 \approx 0.4)$ pour $E < 92\text{MeV}$.

Après avoir calculé les rendements corrigés $Y_c(A,Z,E)$, nous avons déterminé les rendements en masse corrigés $Y_c(A,E)$:

$$Y_c(A,E) = \sum_Z Y_c(A,Z,E),$$

et les rendements en charge corrigés $Y_c(Z,E)$:

$$Y_c(Z,E) = \sum_A Y_c(A,Z,E)$$

et par la suite l'effet de parité en charge corrigé des événements diffusés $\delta_{\text{PC}}(E)$.

Sur la figure(IV.18) est présentée l'évolution de δ_{PC} en fonction de l'énergie comparée aux résultats de Mollenkopf et al.[44]. Pour $E < 92\text{MeV}$ nous ne remarquons pratiquement aucune variation par rapport à δ_{P} non corrigé (figure(IV.9)).

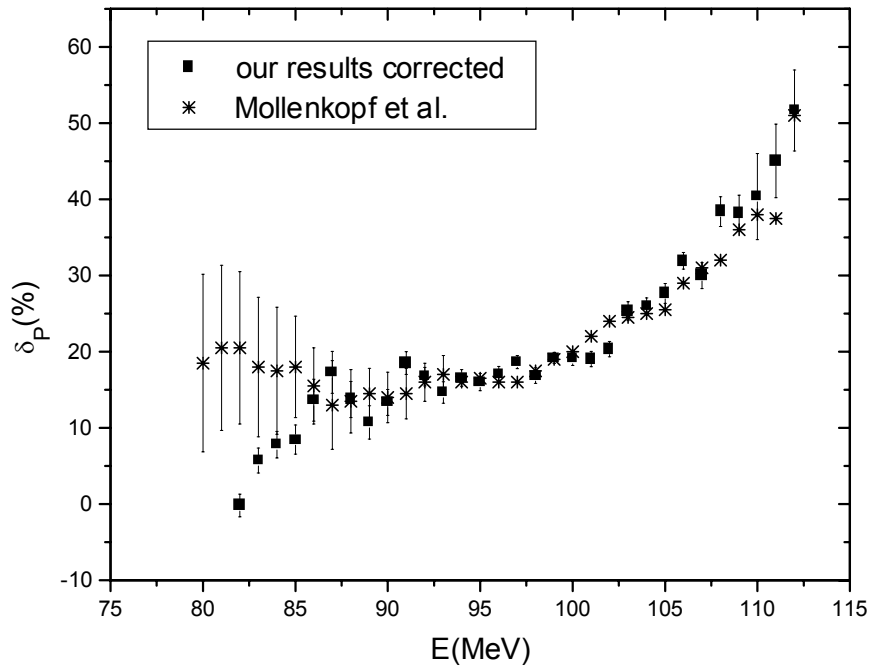


Fig IV.18 : Nos valeurs de l'effet de parité en charge corrigées des évènements diffusés comparés à celles de Mollenkopf et al.[44].

Cependant, pour retrouver les rendements en charge qui reproduisent les résultats de Mollenkopf et al. (figure(IV.19)), $\langle \sigma_z^2 \rangle$ doit diminuer pour $E < 92$ MeV et tendre vers zéro au fur et mesure que l'énergie cinétique décroît (fig(IV.20)). Nous pensons que ce comportement de $\langle \sigma_z^2 \rangle$ pour $E < 92$ MeV n'est pas physique.

Ces résultats montrent que la méthode d'analyse de Mollenkopf et al. manque de cohérence et que l'effet de parité en charge ne peut que tendre vers zéro à basse énergie cinétique.

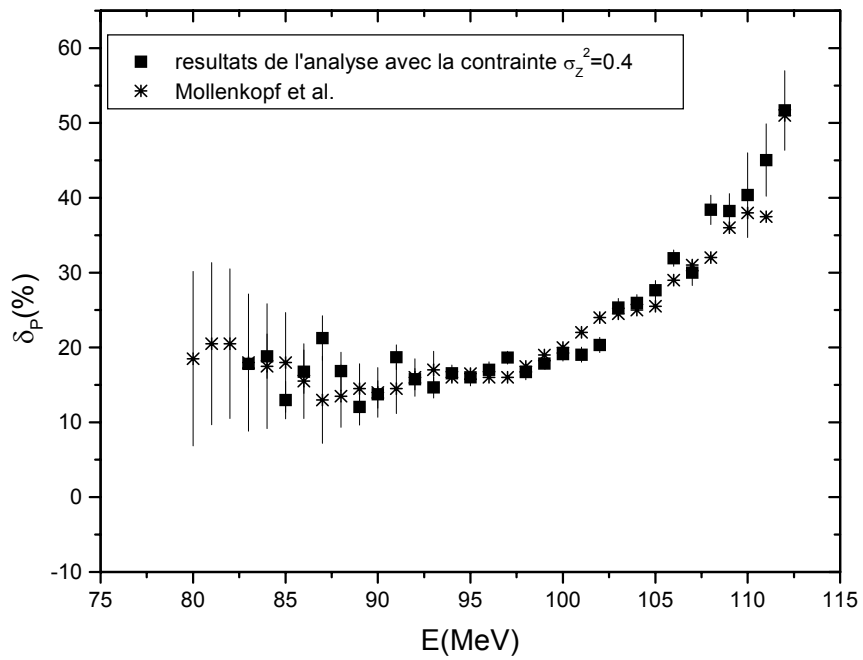


Fig IV.19 : Nos valeurs calculées de l'effet de parité en charge avec la contrainte $\sigma_Z^2 \approx 0.4$ comparées à celles de Mollenkopf et al.[44].

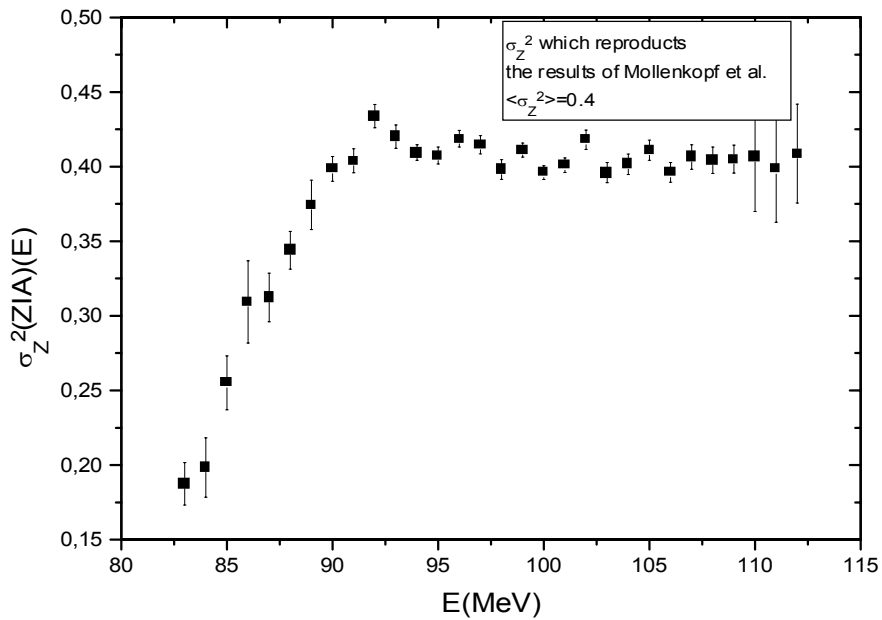


Fig IV.20 : Variance isobarique qui reproduit résultats de Mollenkopf et al.[44].

IV.4.7 Choix du paramètre d'analyse pour l'étude de l'effet de parité en charge :

A partir des rendements corrélés en masse, charge et énergie cinétique $Y(A, Z, E)$ des fragments légers issus des deux réactions de fission : $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ et $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ nous avons construit les matrices : $Y(A, Z, I_i)$ [48] avec :

$$(a) I_1 = E_K(A) = \frac{A_F}{A_F - A} E,$$

où E_K est l'énergie cinétique totale des deux fragments de fission, E énergie cinétique du fragment léger et A_F la masse du noyau fissionnant (cette relation est exacte dans le cas où les fragments n'émettraient pas de neutrons. C'est le cas de la fission froide. Pour les faibles valeurs de E_K , où le nombre de neutrons émis est le plus élevé, l'incertitude liée à l'utilisation de cette relation est de l'ordre de 2-3%).

$$(b) I_2 = \langle Q \rangle (A) - E_K(A),$$

$$(c) I_3 = Q(A, Z) - E_K(A),$$

Où $Q(A, Z)$ est le bilan de la réaction correspondant à la fragmentation (A, Z) et $\langle Q \rangle (A)$ est la valeur du bilan de réaction moyenné sur toutes les charges Z pour une masse A donnée.

Nous avons pu ainsi, déterminer l'effet de parité en charge $\delta_P(E)$ et $\delta_P(I_1)$, $\delta_P(I_2)$ et $\delta_P(I_3)$.

Sur les figures (IV.21), (IV.22) et (IV.23) est portée l'évolution de δ_P en fonction des différents paramètres considérés pour les deux noyaux étudiés [48].

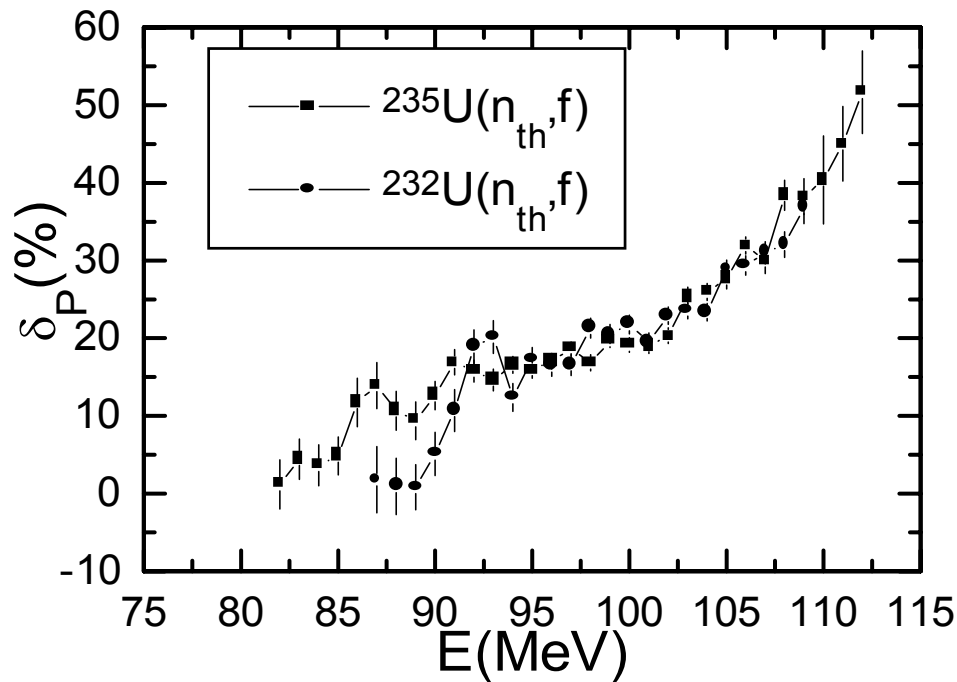


Fig IV.21 : Variation de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger .

La valeur de δ_p moyenné sur le paramètre d'analyse doit être la même quel que soit la méthode d'analyse considérée (tableau ci-dessous). Cette valeur est en bon accord avec les résultats des radiochimistes [38].

Paramètre	$\langle \delta_p \rangle (\%) \text{ } ^{232}\text{U}(n_{th},f)$	$\langle \delta_p \rangle (\%) \text{ } ^{235}\text{U}(n_{th},f)$
E	21.33±1.25	20.21±1.11
$I_1=E_K$	21.92±1.07	20.17±1.45
$I_2=(\langle Q \rangle - E_K)$	21.46±1.95	20.15±1.15
$I_3=(Q - E_K)$	21.46±1.31	20.2±1.43

Dans le cas de $\delta_p(E)$ et $\delta_p(I_1=E_K)$, on remarque que l'effet de parité augmente en fonction de E ou E_K alors que $\delta_p(I_2)$ décroît lorsque $I_2=(\langle Q \rangle(A) - E_K(A))$ croît (ceci correspond à une décroissance de E_K). Ce comportement de $\delta_p(I_2)$ est cohérent avec celui de $\delta_p(E)$ et $\delta_p(I_1=E_K)$. Cependant, dans le cas de I_3 , $\delta_p(I_3)$ décroît avec la décroissance de I_3 et devient négatif, quand I_3 tend vers zéro.

Ce comportement de $\delta_p(I_3)$ est très différent de celui de $\delta_p(E)$, $\delta_p(I_1=E_K)$ et $\delta_p(I_2)$. Il est clair que la cause ne peut être l'émission de neutrons prompts du moment qu'on retrouve à partir des rendements $Y(A, Z, E)$ ou $Y(A, Z, I_i)$ en intégrant sur A, E ou I_i la même valeur de δ_p .

Certains auteurs comme Simon [41], Armbruster [49], Knitter [50] et Hambsch [51] ont étudié les rendements mesurés $Y(A, Z, E)$ dans la région de la fission froide et relatifs à la fission spontanée du ^{252}Cf , $^{233}\text{U}(n_{th},f)$, $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ et $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ en terme du paramètre I_3 . Ils pensent que ce type d'analyse aide à comprendre l'origine de l'effet de parité en proton et donc la nature de la dynamique de la fission à basse énergie.

La figure (IV.24), tirée de [41], montre la dépendance du rendement de la masse 132/104, dans le cas de la fission froide de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. Selon Simon [41], dans le cas d'un partage impair en Z – impair en N le rendement en masse s'annule pour $E_K \approx Q(A, Z)$. Dans le cas d'un partage pair – pair le rendement de la fragmentation s'annule autour de E_K inférieure $\approx 2\text{MeV}$ par rapport au $Q(A, Z)$ correspondant.

Ce cas représente un phénomène général signifiant que la sélection d'événements correspondant à des fragmentations paires ou impaires en Z mais avec la même valeur de $(Q(A, Z) - E_K)$ est une sélection sans signification physique. Cette sélection explique le comportement observé de $\delta_p(I_3)$: à cause de ce décalage observé entre les distributions des rendements des charges paires et impaires en fonction de E_K , $\delta_p(I_3)$ est négatif au départ et puis augmente et passe par zéro pour une certaine valeur de I_3 et au-dessus de cette valeur il deviendra positif tel que la valeur intégrée de δ_p n'est pas affectée par ce type de sélection. Nous concluons que dans l'étude de l'effet de parité en charge en fonction du paramètre $I_3= Q(A, Z) - E_K(A)$ l'observation d'une dominance des fragmentations impaires – impaires, impaire – paire et paire – impaire, dans la région quasi froide, par rapport aux fragmentations paire – paire (voir [41, 49, 50, 51]) est un artifice d'analyse, et que l'étude de la dynamique de la fission ne peut être faite sur la base de la variation de $\delta_p(I_3)$.

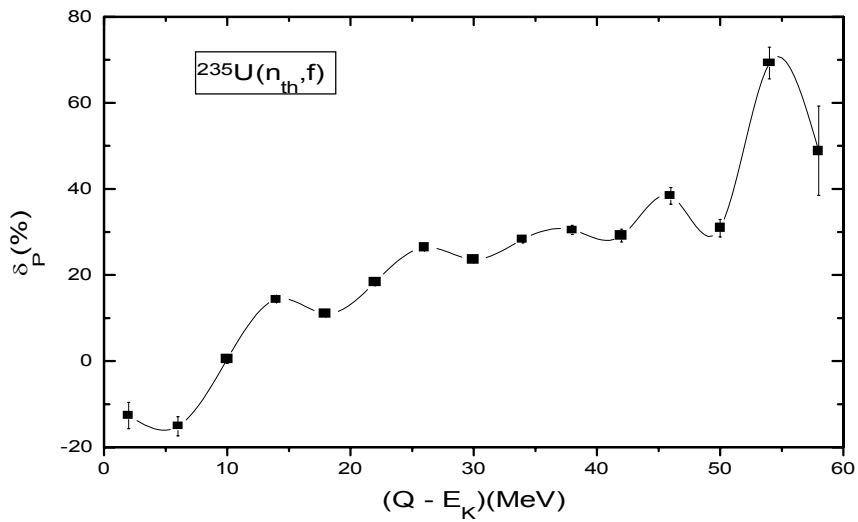
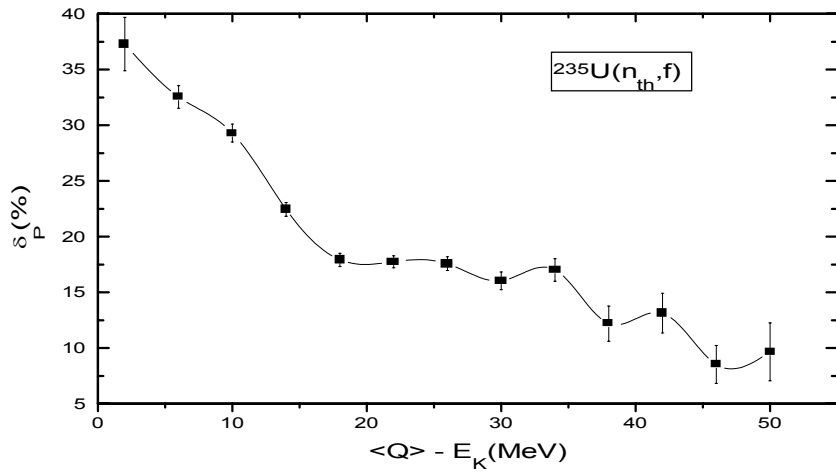
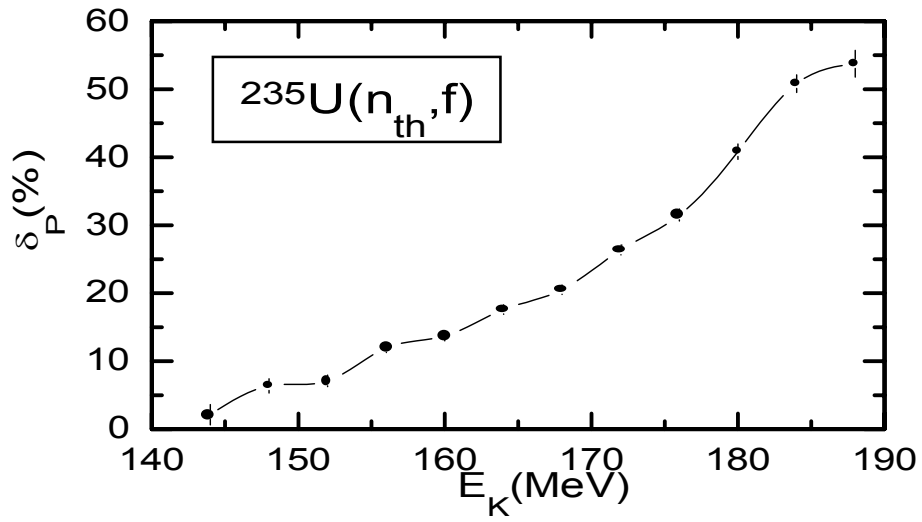


Fig IV.22 : Variation de $\delta_P(\%)$ de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ en fonction des paramètres $I_1=E_K$, $I_2=\langle Q \rangle - E_K$ et $I_3=Q - E_K$.

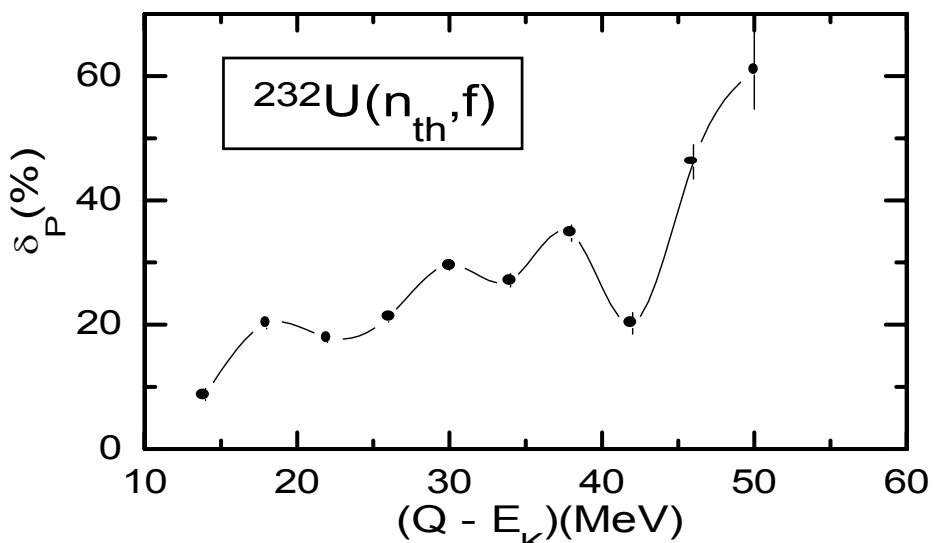
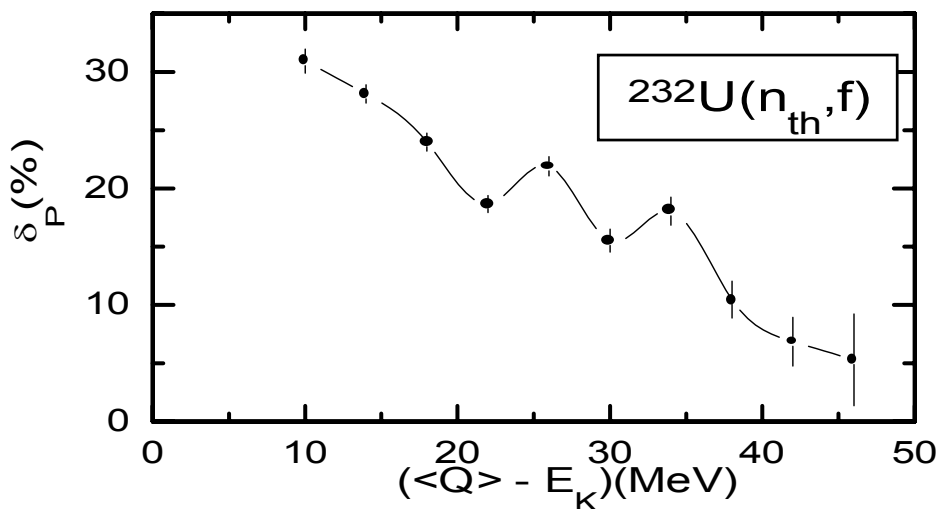
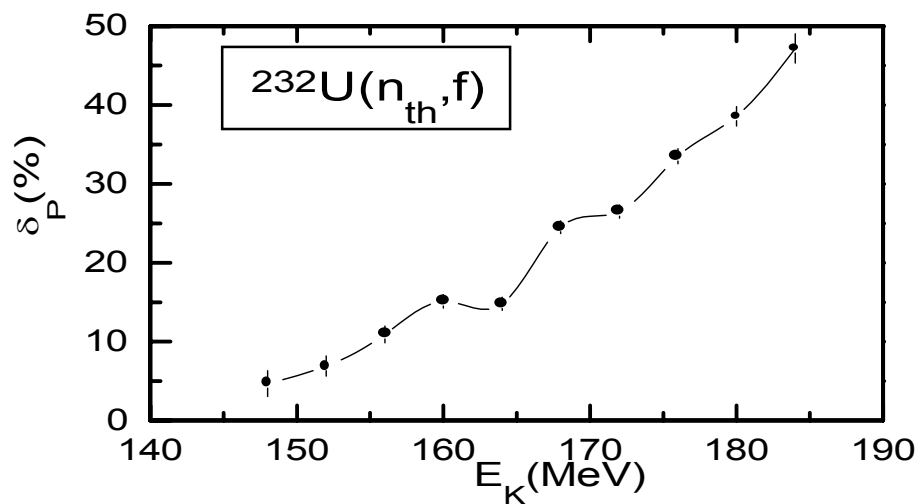


Fig IV.23 : Variation de δ_P (%) de $^{232}\text{U}(n_{th},f)$ en fonction des paramètres $I_1=E_K$, $I_2=\langle Q \rangle - E_K$ et $I_3=Q - E_L$.

Dans le cas de l'étude de cet effet de parité en fonction du paramètre $I_2 = (\langle Q \rangle(A) - E_K(A))$, le fait de moyenner Q sur les différentes charges semble éliminer le décalage en énergie existant entre les rendements de charge paire et impaire. Quant aux paramètres E et E_K utilisés pour étudier l'effet de parité en charge, ils ont l'avantage d'être des quantités directement mesurées et n'apportent pas une information extérieure jouant le rôle d'un facteur de normalisation dans l'analyse des données. En conclusion les paramètres E ou E_K sont les seuls paramètres fiables pour l'analyse des données expérimentales et donc pour l'étude de la dynamique de la fission.

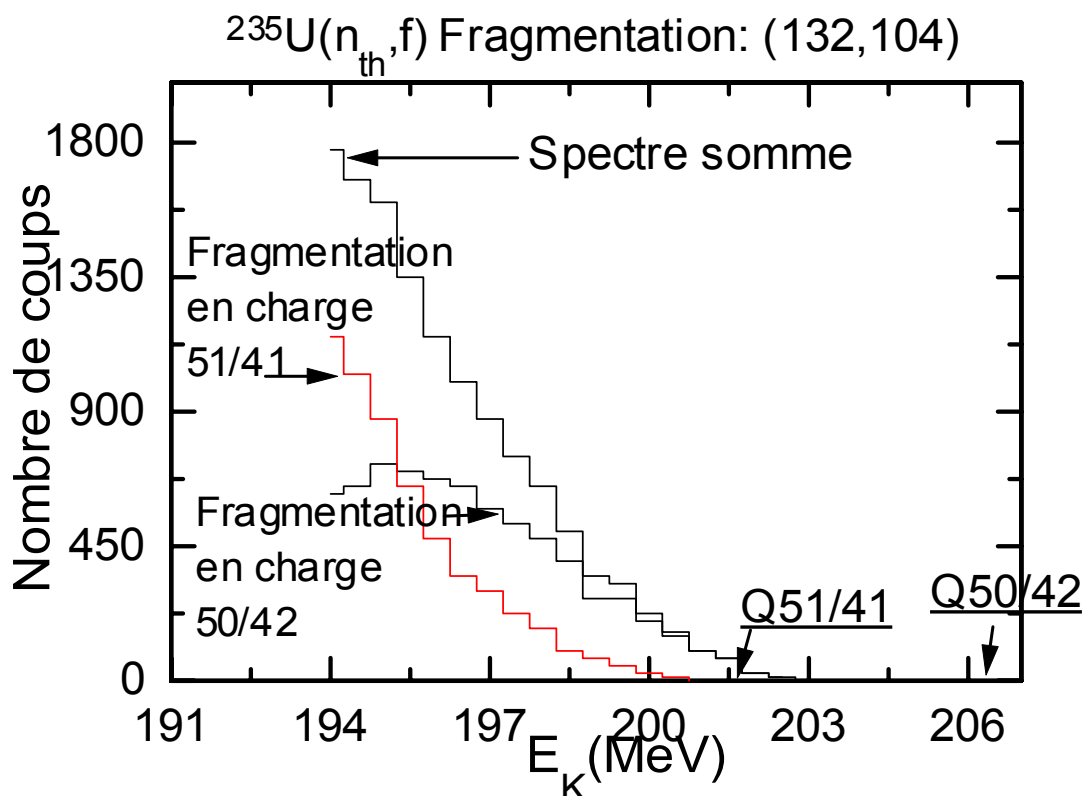


Fig IV.24 : Partie haute énergie du spectre d'énergie cinétique totale associé à la fragmentation en masse (132,104).

IV.5 Distributions isotoniques :

Les rendements en neutrons en fonction de l'énergie cinétique $Y(N,E)$ où N représente le nombre de neutrons, sont obtenus à partir des rendements indépendants $Y(A,Z,E)$:

$$Y(N, E) = \sum_{A,Z} Y(A, A - Z, E)$$

Il est évident que ces rendements sont très affectés par l'émission neutronique surtout aux énergies où elle se manifeste avec une grande probabilité (énergie d'excitation des fragments suffisante). Ces rendements sont donc ceux des fragments ayant déjà émis leurs neutrons prompts.

La figure(IV.25) représente les rendements isotoniques pour différentes fenêtres en énergie cinétique (chaque fenêtre est de 1 MeV). Ces distributions sont très structurées à basse énergie($E < 90$ MeV) aussi bien autour des rendements pairs en neutrons qu'impair. C'est une distribution légèrement structurée autour des nombres pairs de neutron : $N=54, 56, 58, 60$ que nous mesurons aux énergies moyennes (autour de $E \approx 100$ MeV). Ces structures s'effacent à très haute énergie cinétique et ce n'est qu'un pic autour de $N \approx 60 - 62$ qui domine la distribution dans la région quasi – froide.

L'effet pair – impair en neutrons $\delta_n(E)$ à l'énergie E est calculé comme pour les protons :

$$\delta_n(E) = \frac{\sum_N Y_e(N, E) - \sum_N Y_o(N, E)}{\sum_N Y_e(N, E) + \sum_N Y_o(N, E)}$$

où $Y_e(N,E)$ et $Y_o(N,E)$ représentent, respectivement, les rendements pair et impair en neutron à l'énergie E .

La figure(IV.26) montre l'évolution de δ_n en fonction de l'énergie cinétique. Cette évolution traduit le comportement des distributions en neutrons observé.

Ce paramètre pratiquement nul pour $E < 95$ MeV semble augmenter progressivement avec l'énergie cinétique pour atteindre une valeur de l'ordre de 27% dans la région quasi – froide($E=110 - 112$ MeV).

Sur la figure(IV.27) est comparée l'évolution de $\delta_n(E)$ des deux isotopes. Rappelons que $^{233}\text{U}^*$ possède un nombre impair de neutrons ($N_F = 141$). L'évolution similaire des deux paramètres en fonction de l'énergie montre à combien l'évaporation neutronique masque l'effet de parité neutronique réel.

La figure(IV.28) illustre la distribution isotonique des rendements intégrés sur l'énergie cinétique. Nous calculons un effet de parité neutronique moyen de l'ordre de $\delta_n \approx 4.3 \pm 0.5$ (%) dans le cas de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. Cet effet est de l'ordre de $\delta_n \approx (2.73 \pm 0.35)$ % dans le cas de $^{232}\text{U}(n_{th},f)$.

La figure(IV.29) représente l'effet pair – impair local en neutrons, calculé comme pour les protons par la méthode de la troisième différence. Nous remarquons la présence de deux pics autour de $N=50$ et $N=60$. Ces deux pics sont observés dans le cas des autres actinides $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$, $^{232}\text{U}(n_{th},f)$, $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$, $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ [46,47].

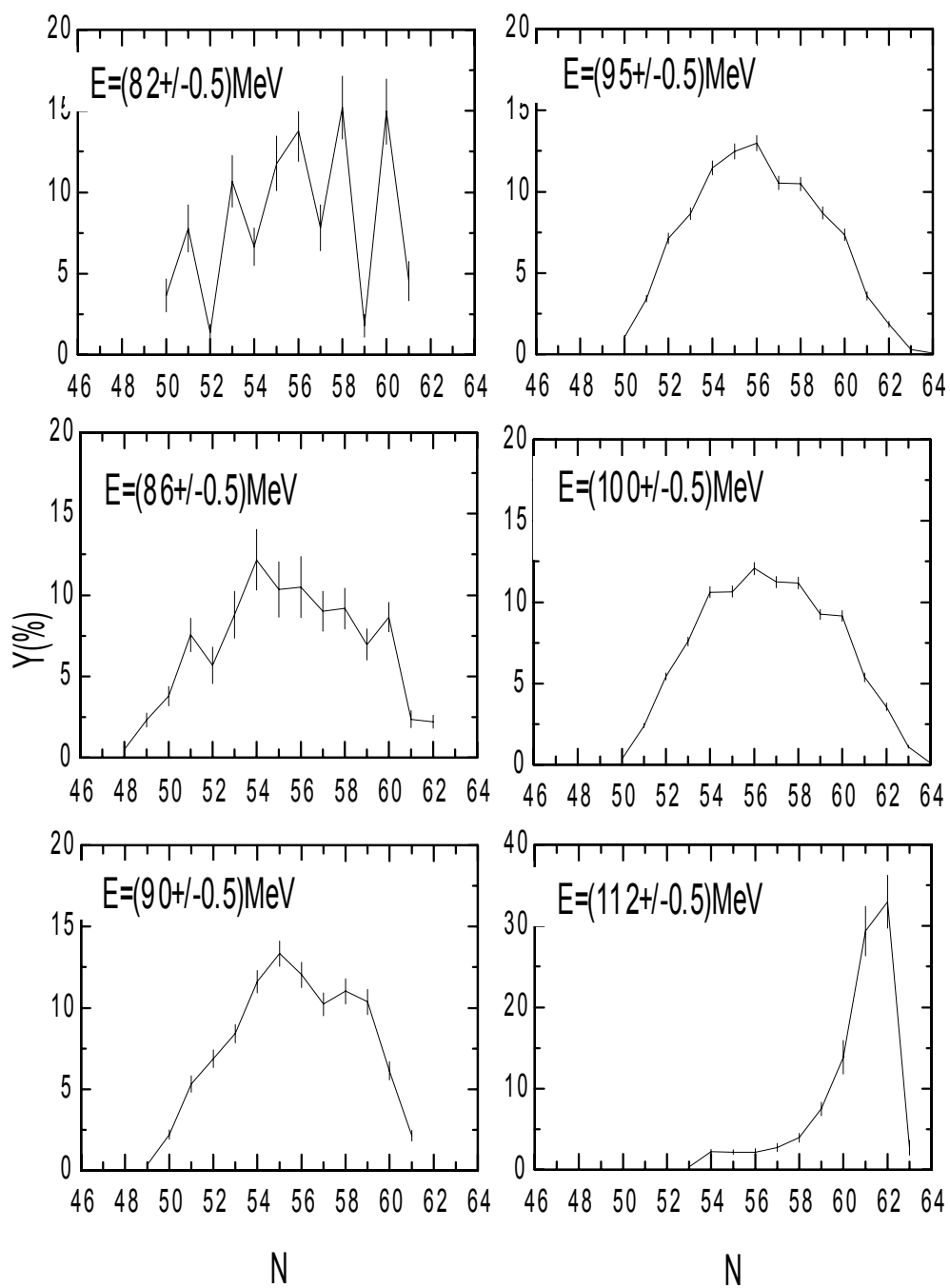


Fig IV.25 : Rendements en neutron pour différentes fenêtres en énergie cinétique.

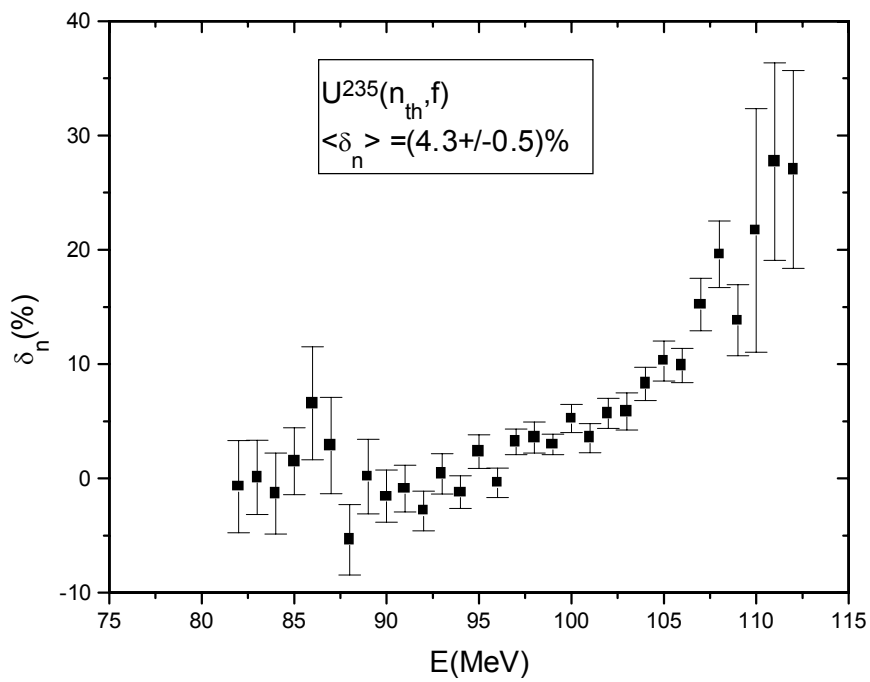


Fig IV.26 : L'effet pair-impair en neutron en fonction de l'énergie cinétique.

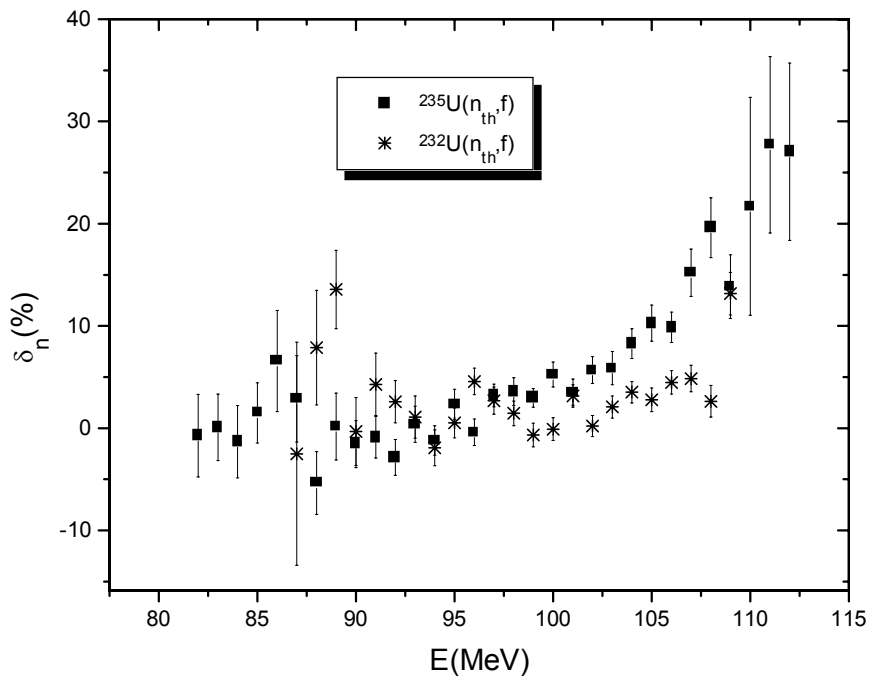


Fig IV.27 : Effet pair impair en neutron en fonction de l'énergie cinétique pour les deux isotopes d'Uranium.

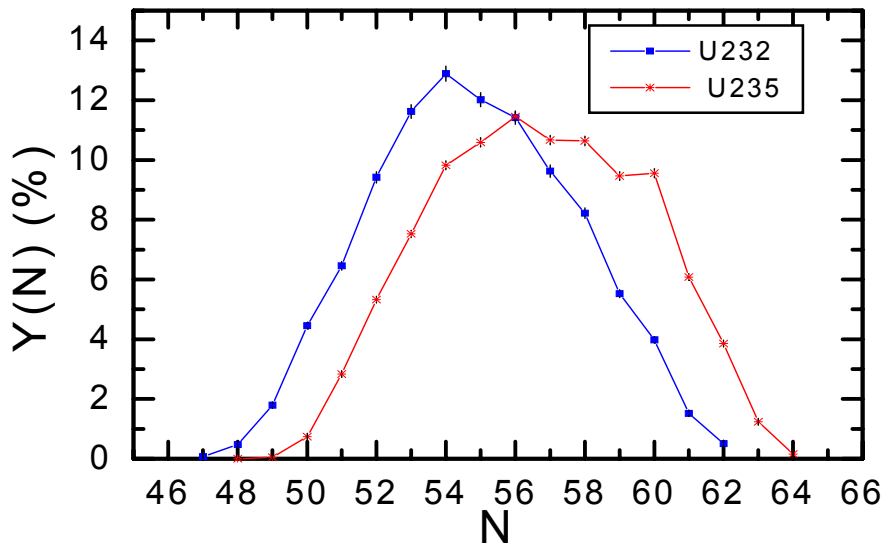


Fig IV.28 : Distribution en neutrons intégrée sur l'énergie cinétique pour les deux isotopes d'Uranium étudiés.

Au premier pic autour de $N \sim 50$ est associée la couche sphérique $N=50$ dans le fragment léger. Au deuxième pic $N \sim 60$ est associée la couche neutronique sphérique $N = 82$ dans le fragment complémentaire.

Il faut rappeler que ces effets de parité sont contraires aux prédictions du modèle de Wilkins et al.[14]. En effet, les corrections de parité étant en opposition de phase par rapport aux corrections de couches, des minimums devraient être observés dans l'effet de parité local autour de ces nombres.

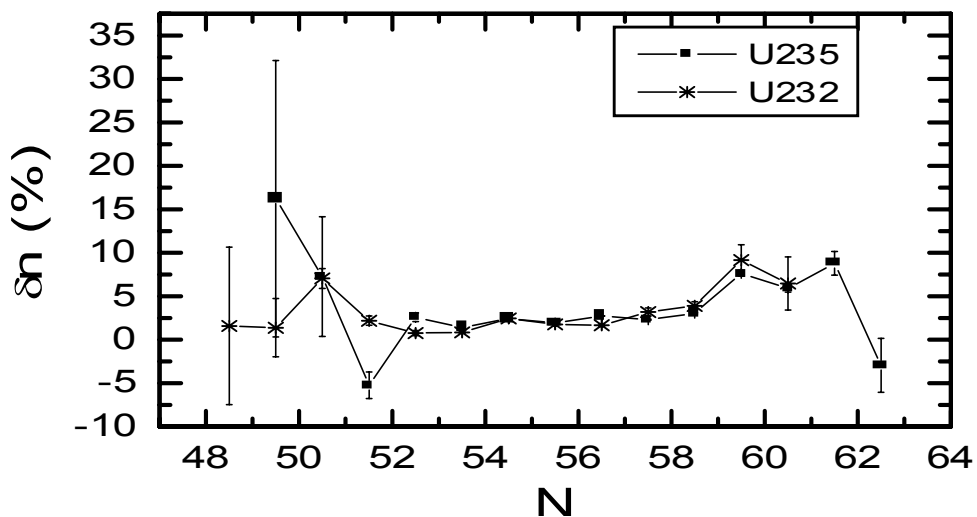


Fig IV.29 Evolution de l'effet de parité neutronique local de $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ et $^{232}\text{U}(n_{th},f)$.

Chapitre V Discussion

V.1 Distributions en masse :

Les distributions en masse mesurées pour les deux isotopes d'uranium, $^{232}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$ et $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$, (figure(IV.2)) sont assez similaires. Des structures sont observées au voisinage de $A_{\text{L}}/A_{\text{H}} = 90/143-146, 95/138 - 141$ et $100/133 - 136$. Ces structures sont associées, respectivement, aux fragmentations en charges $Z_{\text{L}}/Z_{\text{H}} = 36/56, 38/54$ et $40/52$.

Les profils des distributions en masse trouvent leurs explications dans le cadre du modèle statique du point de scission de Wilkins et al.[14].

Dans le cadre de ce modèle, basé sur le modèle des bandes de fission de Nörenberg[21,22], une fragmentation (M_1, Z_1, M_2, Z_2) est produite avec une probabilité [52,53] donnée par :

$$Y(M_1, Z_1, M_2, Z_2) = e^{-\frac{V}{T_{\text{col}}}} \quad (1)$$

où V est l'énergie de l'état fondamental qui s'identifie avec l'énergie potentielle effective totale du système au point de scission (pour l'expression de V voir relation(12), chapitre I). T_{col} température caractérisant l'équilibre thermodynamique de tous les états collectifs vibrationnels. Les rendements en masse sont obtenus en intégrant la relation (1) sur toutes les charges Z de la chaîne isobarique [54,55,56].

D'après la relation (1) une forte correction de couche, correspond à une énergie potentielle V minimale et donc une forte probabilité de production.

En effet, l'effet de parité neutronique (figure(IV.29)) met en évidence l'influence de la couche sphérique en neutron $N_{\text{H}}=82$. Cette couche associée à la couche sphérique en proton $Z_{\text{H}}=52$ favorisent les fragmentations $100/133 - 136$ et $95/138 - 141$. Quant à la couche déformée en neutron $N_{\text{H}}\approx 88$ ($\beta\approx 0.6$)(figure(I.7)), elle favorise les fragmentations autour des masses $90/143-146$.

A ces effets de couches s'ajoute un effet d'appariement. La production des charges paires 36, 38, 40 est largement favorisée. Or, pour les deux isotopes d'uranium nous mesurons le même effet de parité en charge ($\delta_{\text{p}} \approx 20\%$), donc l'influence de l'appariement sur le profil des distributions en masse est la même pour les deux noyaux.

A haute énergie cinétique c'est les configurations les plus compactes qui sont sélectionnées ($Z_{\text{H}}=52$ et $N_{\text{H}}=82$). Ceci explique la dominance de la fragmentation $A_{\text{L}}/A_{\text{H}} = 100/136$ (figure(IV.3)) aux énergies cinétiques élevées.

A basse énergie cinétique, les distributions en masse (figure(IV.3)) s'élargissent et de nouvelles structures espacées d'environ 1 à 2 uma apparaissent. Ces deux effets résultent de l'émission neutronique plus importante pour les fragments de faible énergie cinétique.

V.2 Dynamique de la fission à basse énergie :

V.2.1 Modèles de fission et dynamique de la transition du point selle au point de scission:

Plusieurs modèles ont tenté d'approcher la nature de la dynamique de la fission qui se manifeste lors de la transition du dernier point selle au point de scission. Nous essayerons de trouver le modèle le plus adéquat pour interpréter les différentes observables mesurées expérimentalement dans l'étude du processus de fission.

V.2.1.1 Modèle adiabatique :

Pour un modèle adiabatique tel que celui de Nix[16] et Moller[17], durant la transition du point selle au point de scission le système se déforme mais reste dans son état fondamental : $\alpha_0 \equiv (n_0, k_0)$ où k nombre quantique caractérisant les excitations collectives vibrationnelles et n nombre quantique caractérisant les excitations intrinsèques (non collectives).

L'énergie libérée entre le dernier point selle et le point de scission E_{ss} se retrouve sous forme d'énergie cinétique de préscission ε . Pour une fragmentation M_1/M_2 la conservation d'énergie s'écrit comme :

$$Q(M_1 / M_2) = \varepsilon + E_C + E_{D1} + E_{D2} \quad (2)$$

où $Q(M_1/M_2)$ est la chaleur de réaction, E_C est l'énergie d'interaction coulombienne au point de scission et E_{D1} , E_{D2} sont les énergies de déformation des deux fragments.

Dans cette hypothèse les énergies d'excitation E_1^* , E_2^* des deux fragments à l'infini résultera de leurs énergies de déformation acquises durant la descente du point selle au point de scission ($E_1^* = E_{D1}$, $E_2^* = E_{D2}$) et on devrait s'attendre à une forte corrélation entre les énergies d'excitation des deux fragments binaires.

Nifenecker[57] dans une étude expérimentale des corrélations neutrons – masse montre que la covariance conditionnelle $Cov(v_1, v_2 : M_1/M_2)$, où v_1 et v_2 sont les nombres de neutrons émis par les deux fragments de masses M_1 et M_2 respectivement, est pratiquement nulle pour toutes les fragmentations M_1/M_2 :

$$Cov(v_1, v_2 : M_1 / M_2) = \frac{1}{2} [\sigma^2(v_T : M_1 / M_2) - \sigma^2(v_1 : M_1) - \sigma^2(v_2 : M_2)] \approx 0 \quad (3)$$

où $v_T = v_1 + v_2$ est le nombre total de neutrons émis par fission.

Ceci montre l'absence de corrélations entre les énergies d'excitations E_1^* et E_2^* des deux fragments et **l'invalidité du modèle adiabatique.**

V.2.1.2 Modèle statistique :

Si on suppose que la dynamique de la fission qui se manifeste lors de la descente du point selle au point de scission est un processus statistique, l'énergie libérée E_{ss} se retrouve sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque des deux fragments (modèle de Fong[15]) et le bilan de réaction pour une fragmentation donnée s'écrit :

$$Q(M_1 / M_2) = E_C (= E_K) + E_{D1} + E_{D2} + E_1^* + E_2^* \quad (4)$$

où l'énergie d'interaction coulombienne E_C des deux fragments au point de scission est convertie en énergie cinétique totale E_K des fragments à l'infini. Quant à l'énergie libérée lors de la transition du point selle au point de scission E_{ss} , elle est convertie en énergie d'excitation intrinsèque ($E_1^* + E_2^* \approx E_{ss}$).

V.2.1.3 Modèle des bandes de fission de Norenberg[21,22] :

Pour Nörenberg lors de la transition du dernier point selle au point de scission le système occupera la bande de fission construite sur le fondamental $\alpha \equiv (n_0, k)$. Il ne peut y avoir brisure de paires ou excitation de quasi – particules durant cette transition. L'énergie E_{ss} se retrouvera dans l'excitation des états collectifs vibrationnels du système ($E_{D1}^* + E_{D2}^*$). Le bilan d'énergie pour une fragmentation donnée s'écrit :

$$Q(M_1 / M_2) = E_C (= E_K) + E_{D1}^* + E_{D2}^* \quad (5)$$

Comment choisir entre ces deux modèles : modèle statistique et modèle des bandes de fission de Norenberg pour interpréter la relation(3).

V.2.2 Cavité de potentiel[58] :

Au point de scission, pour une fragmentation M_1/M_2 , l'augmentation de la déformation β du système fissionnant augmente l'énergie de déformation $E_D(\beta)$, tandis que l'énergie de l'interaction Coulombienne $E_C(\beta)$ entre les deux fragments naissants décroît(figure(V.2)). L'allure de $E_D(\beta)$ et $E_C(\beta)$ crée une cavité de potentiel, tel que schématisé sur la figure(V.2). Comme l'énergie potentielle totale $E_D(\beta) + E_C(\beta)$ ne peut pas excéder la chaleur de réaction $Q(M_1/M_2)$, la cavité de potentiel est limitée sur les deux extrémités : points (1) et (2).

Au point (1) $E_D(\beta)$ est minimale mais $E_C(\beta)$ est maximum "fission froide compacte". Au point (2) c'est l'énergie de déformation $E_D(\beta)$ qui est maximale et $E_C(\beta)$ minimale "fission froide déformée". La courbe qui limite la cavité de potentiel et qui relie ces deux points est appelée ligne de scission.

La différence d'énergie entre $Q(M_1/M_2)$ et la ligne de scission est l'énergie libérée $E_{lib}(\beta) \equiv E_{ss}(\beta)$. Cette énergie est maximum au point (3) et décroît de part et d'autre pour s'annuler aux points (1) et (2).

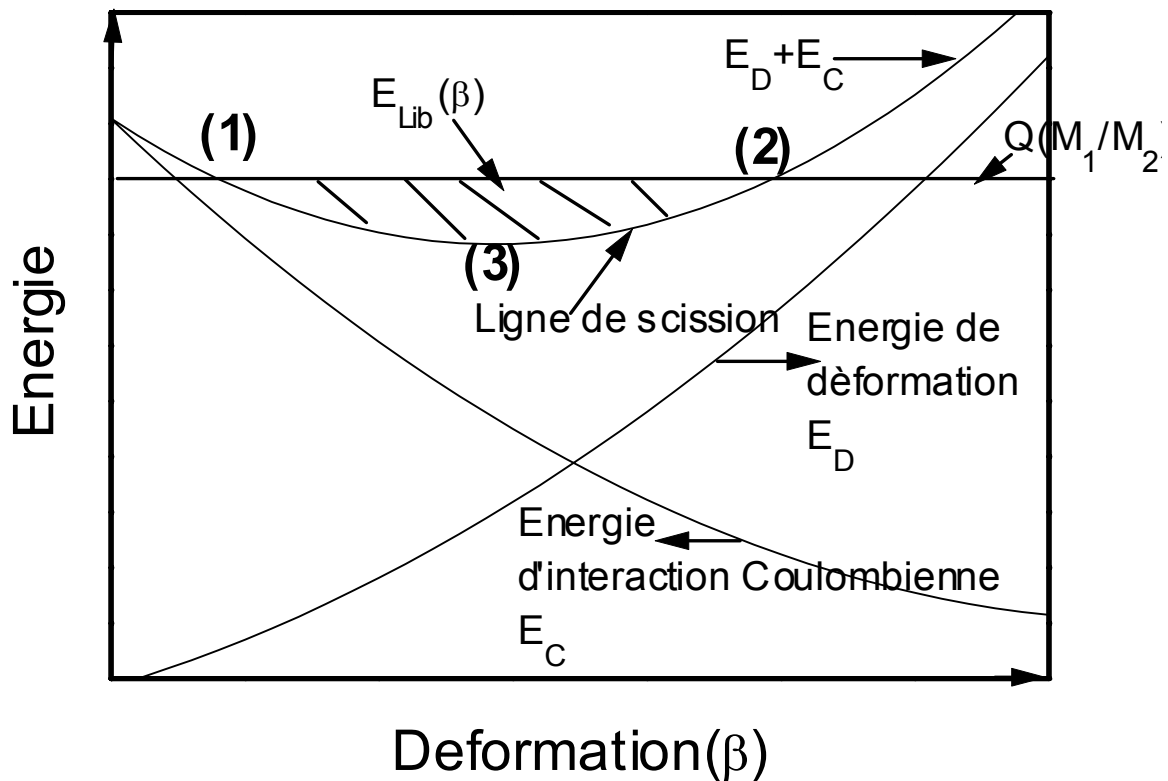


Fig V.2 : Variation de l'énergie de déformation, de l'énergie d'interaction coulombienne et de l'énergie potentielle totale en fonction de la déformation.

V.2.3 Etude des distributions en énergie cinétique $Y(E_K : M_1/M_2)$ et de la dispersion en énergie d'excitation des deux fragments de fission :

La dispersion en énergie d'excitation E^* des deux fragments de fission $\sigma^2(E^* : E_K, M_1/M_2)$ a été déterminée par plusieurs auteurs tels que Signarbieux[59], Kalinin[60] et Vorobyev[61], à partir de la distribution de la dispersion neutronique $\sigma^2(\nu : E_K, M_1/M_2)$ (en fonction de l'énergie cinétique totale E_K et pour un partage en masse donné).

Sur la figure(V.3) sont schématisées les variations de $Y(E_K : M_1/M_2)$ et de $\sigma^2(E^* : E_K, M_1/M_2)$ ainsi que celle de l'énergie libérée en fonction de la déformation et de l'énergie cinétique totale E_K . Ces trois grandeurs présentent une allure assez similaire .

Nous essayerons dans ce qui suit de trouver le modèle le plus adéquat pour expliquer cette similitude de comportement.

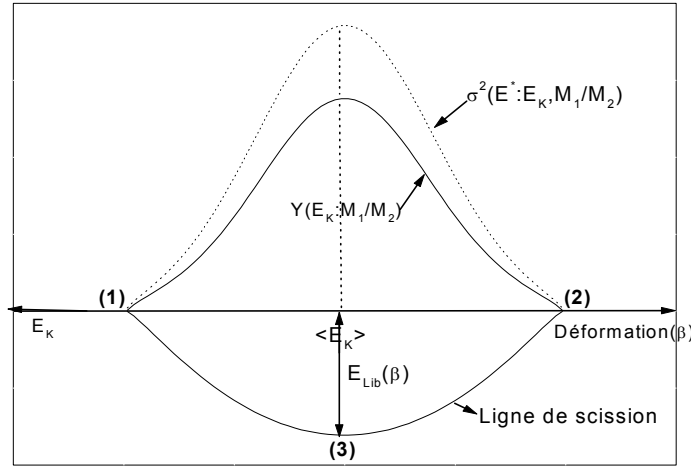


Fig V.3 : Allure de $Y(E_K : M_1/M_2)$ et de $\sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2)$ obtenues expérimentalement.

V.2.3.1 Modèle de Fong[15] :

Selon Fong[15] l'énergie libérée $E_{ss}(\beta)$ est convertie en excitations intrinsèques. La probabilité de mesurer une énergie cinétique E_K pour une fragmentation M_1/M_2 est donnée par :

$$Y(E_K : M_1 / M_2) = \int_0^{E_{ss}(\beta)} \rho_1(E_{ss}(\beta) - E^*) \rho_2(E^*) dE^* \quad (6)$$

où $\rho_1(E_{ss}(\beta) - E^*)$, $\rho_2(E^*)$ sont les densités d'états des deux fragments aux énergies d'excitation respectives $E_{ss}(\beta) - E^*$ et E^* .

Cette probabilité s'annule aux points (1) et (2) ($E_{ss}=0$) et passe par un maximum pour E_{ss} correspondant au point (3) de la cavité de potentiel. Donc ce modèle reproduit le profil de la distribution en énergie cinétique totale $Y(E_K : M_1/M_2)$. Quant à la dispersion en énergie d'excitation $\sigma^2(E^* : E_K, M)$, elle devrait être égale à zéro aux points (1) et (2) car en ces points $E^*=0$ conformément aux résultats expérimentaux[59,60,61]. Cependant la grande valeur de cette dispersion autour de E_{ssmax} ne peut être expliquée par ce modèle.

En effet, le produit $\rho_1 \rho_2$ augmente rapidement avec l'augmentation de l'énergie libérée E_{ss} . Dans ce modèle, la fluctuation de l'énergie d'excitation intrinsèque est très faible. Pour une énergie E_{ss} d'environ 12 MeV, la dispersion σ^2 est inférieure à 1 MeV². Ceci est contraire aux observations expérimentales[59,60,61] où la dispersion mesurée σ^2 est d'environ 20 à 30 MeV².

Nous concluons qu'un modèle statistique tel que celui de Fong reproduit la distribution en énergie cinétique mais il n'explique pas celle de la dispersion en énergie d'excitation $\sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2)$.

V.2.3.2 Modèle de Norenberg[21,22] :

Selon Nörenberg l'énergie libérée entre le point selle et le point de scission $E_{ss}(\beta)$ est convertie en excitation des états collectifs vibrationnels des fragments naissants au point de scission.

La probabilité de mesurer pour une fragmentation M_1/M_2 une énergie cinétique E_K est donnée par :

$$Y(E_K : M_1 / M_2) = e^{-\frac{E_{ss}(\beta)}{T_{col}}} \quad (7)$$

T_{col} : température "collective" qui caractérise l'équilibre quasi-statistique de tous les degrés de liberté collectifs vibrationnels.

L'équation (7) reproduit aussi le profil des distributions $Y(E_K : M_1/M_2)$ mesurées expérimentalement. Quant à la dispersion $\sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2)$, Signarbieux[59] montre qu'à partir des relations (3) et (5) la valeur moyenne de cette quantité peut être exprimée en fonction de la dispersion sur l'énergie cinétique E_K , $\sigma^2(E_K : M_1 / M_2)$ résultant des fluctuations de la déformation des fragments naissants au point de scission (relation (5)), sous la forme :

$$\langle \sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2) \rangle = \frac{1}{4} \sigma^2(E_K, M_1 / M_2) \approx 20 \text{ MeV}^2.$$

Cette valeur est compatible avec les résultats expérimentaux déterminés dans d'autres travaux[59,60,61].

Le maximum de $\sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2)$ correspond au maximum de $Y(E_K : M_1/M_2)$ car en ce point la valeur de E_{ss} est maximale ce qui correspond à un maximum d'états collectifs vibrationnels excités.

En conclusion, les valeurs expérimentales de $\text{cov}(v_1, v_2 : M_1 / M_2)$ et $\sigma^2(E^* : E_K, M_1 / M_2)$ semblent favoriser le modèle de Norenberg où E_{ss} se retrouve en excitation des états collectifs vibrationnels (les bandes de fission du système fissionnant).

Il faut aussi noter que le long du chemin du point selle au point de scission, la déformation du noyau préserve une symétrie axiale qui conserve le nombre quantique Λ (projection du moment angulaire total \mathbf{J} le long de l'axe de symétrie)[12] ; ceci exclut aussi l'existence d'un équilibre statistique lors de la transition du point selle au point de scission.

V.2.4 Modèles de fission et origine de l'effet de parité en charge $\delta_p(E_K)$:

V.2.4.1 Modèle statistique :

D'après Fong (voir chapitre I), la probabilité d'observer une configuration (Z, N) donnée pour une énergie disponible E_{ss} est définie par :

$$Y(Z, N) = \int_0^{E_{ss}} \rho_1(\varepsilon_1) \rho_2(E_{ss} - \varepsilon_1) d\varepsilon_1 \quad (8)$$

avec $\rho_1(\varepsilon_1)$, $\rho_2(E_{ss} - \varepsilon_1)$ les densités d'états des deux fragments 1 et 2 aux énergies d'excitation respectives ε et $E_{ss} - \varepsilon$. Soit :

$$\rho_1(\varepsilon_1) = c_1 \exp[2(a_1 \varepsilon_1)^{\frac{1}{2}}] \quad (9)$$

les constantes (a_1, c_1) sont déterminées à partir des données de section efficaces de capture de neutrons rapides pour plusieurs noyaux, et varient de façon continue avec la masse.

Si on se limite aux effets de parité dus à la charge, on peut supprimer la dépendance en N .

Pour une division impaire en charge, l'énergie libérée s'écrit :

$$E_{sso} = Q_o - E_C - E_D$$

et le rendement en charge :

$$Y_o(Z_o) = c_1 c_2 \int_0^{E_{sso}} \exp[2(a_1 \varepsilon)^{\frac{1}{2}}] \exp[2(a_2 (E_{sso} - \varepsilon))^{\frac{1}{2}}] d\varepsilon \quad (10)$$

Pour une division paire – paire voisine, nous pouvons considérer les paramètres $c_{1,2}$ et $a_{1,2}$, dépendants de la masse, comme constants et négliger la variation continue de l'énergie potentielle $E_p = E_C + E_D$. Nous obtenons alors, pour une division paire – paire :

$$Y_e(Z_e) = c_1 c_2 \int_0^{E_{sse}} \exp[2(a_1 (\varepsilon - \Delta_1))^{\frac{1}{2}}] \exp[2(a_2 (E_{sse} - \varepsilon - \Delta_2))^{\frac{1}{2}}] d\varepsilon \quad (11)$$

où $E_{sse} = E_{sso} + \Delta(Z_1) + \Delta(Z_2)$. $\Delta(Z_1) = \Delta_1$ et $\Delta(Z_2) = \Delta_2$ sont, respectivement, les énergies d'appariement du fragment 1 et 2.

Soit en posant $u = \varepsilon - \Delta_1$

$$Y_e(Z_e) = c_1 c_2 \int_{-\Delta_1}^{E_{sso} + \Delta_2} \exp[2(a_1 u)^{\frac{1}{2}}] \exp[2(a_2 (E_{sso} - u))^{\frac{1}{2}}] du \quad (12)$$

l'expression intégrée, ci-dessus, présente un maximum très prononcé autour de :

$$\sqrt{\frac{a_1}{u}} = \sqrt{\frac{a_2}{E_{ss0} - u}} = \sqrt{\frac{a_1 + a_2}{E_{ss0}}} = \frac{1}{T}$$

où T représente la température d'équilibre du système fissionnant. L'expression intégrée dans (12) est une fonction qui varie très rapidement, l'intégrale est donc déterminée essentiellement par la contribution au voisinage du maximum. On peut donc approximer l'intégrale (12) par :

$$Y_e(Z_e) = c_1 c_2 \int_0^{E_{ss0}} \exp[2(a_1 u)^{\frac{1}{2}}] \exp[2(a_2 (E_{ss0} - u))^{\frac{1}{2}}] du \quad (13)$$

Ce résultat est égal à celui donné par l'équation(10)($Y_e(Z_e) = Y_o(Z_o)$), ce qui signifie que l'effet de parité est nul, $\delta_p(E_K) = 0$.

L'existence de l'effet de parité en proton ne peut être donc expliquée sur la base d'un modèle statistique.

V.2.4.2 Modèle superfluide de Rejmund[62] :

Le système fissionnant est supposé constitué de deux "sub-systèmes" de protons et de neutrons. L'énergie $E_{ss} \equiv U$, est convertie en énergie d'excitation des "quasi - particules" du système fissionnant.

La probabilité de survie d'une configuration complètement appariée en protons est calculée sur la base de considérations statistiques comme :

$$P_0^Z(U) = \sum_{n_N} \rho_{n_Z=0, n_N}(U) / \sum_{n_Z, n_N} \rho_{n_Z, n_N}(U) \quad (14)$$

où $\rho_{n_Z, n_N}(U)$ est la densité de niveaux de n_Z - proton et n_N -neutron quasiparticules excitées à l'énergie U. Cette densité est donnée par :

$$\rho_n(U) = \frac{g^n}{[(n/2)!]^2 (n-1)!} \left[U - \frac{1}{4} g (\Delta_0^2 - \Delta_n^2) - \prod_n \right]^{n-1} \quad (15)$$

avec Δ_0 le paramètre du "pairing gap" quand le noyau est dans son état fondamental,

Δ_n est le "pairing gap" en présence d'excitation de quasi - particules,

\prod_n est une correction qui tient compte de l'influence du principe d'exclusion de Pauli en cas d'excitation de quasi - particules,

g est la densité de niveaux à une particule près du niveau de Fermi.

Les équations (14) et (15) montrent qu'au centre de la cavité de potentiel, où $E_{ss}(\beta)=U(\beta)$ est maximale, la probabilité $P_0^Z(U(\beta))$ d'avoir une configuration complètement appariée en proton est minimale.

En se déplaçant du centre de la cavité de potentiel vers les deux points limites [points (1) et (2) de la figure(V.2)], $P_0^Z(U(\beta))$ augmente et tend vers 1 en ces points, car l'énergie d'excitation U tend vers zéro. L'allure de $\delta_p(E_K)$ prévue par ce modèle est similaire à celle de $P_0^Z(U(\beta))$: $\delta_p(E_K) \equiv P_0^Z(U(\beta))$

La valeur de l'effet de parité en charge devrait être minimale au centre de la cavité et augmenter, de part et d'autre du centre, en allant vers les points (1) et (2), où δ_p devrait tendre vers 1 car U tend vers zéro comme c'est schématisé sur la figure(V.4).

Or, les résultats expérimentaux montrent que l'effet de parité en charge δ_p continue à décroître pour une énergie cinétique E_K beaucoup plus faible que celle de la valeur moyenne de la distribution en énergie cinétique globale $\langle E_K \rangle$ (figure(V.5) et (V.6)).

Donc, ce modèle ne peut non plus expliquer l'allure expérimentale de $\delta_p(E_K)$.

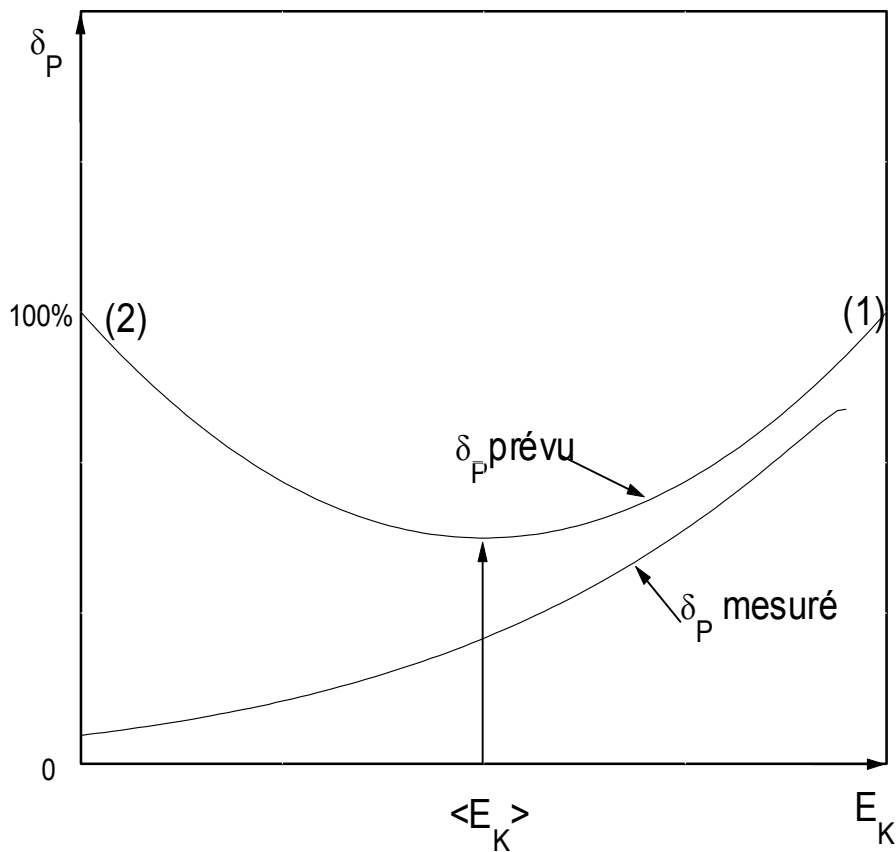


Fig V.4 : Allure du δ_p mesuré et du δ_p prévu par le modèle superfluide.

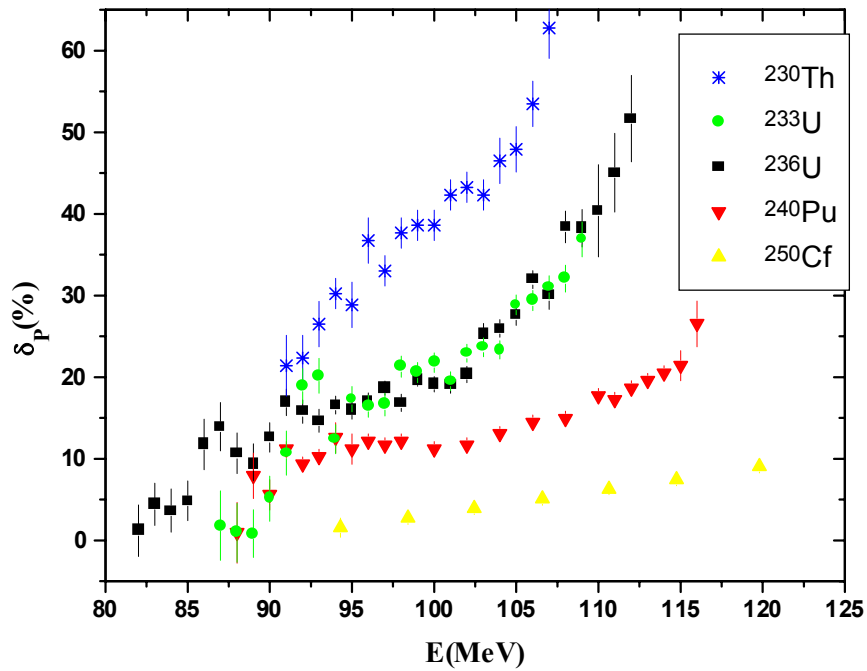


Fig V.5 : Variation de δ_P en fonction de l'énergie cinétique pour différents noyaux fissionnants.

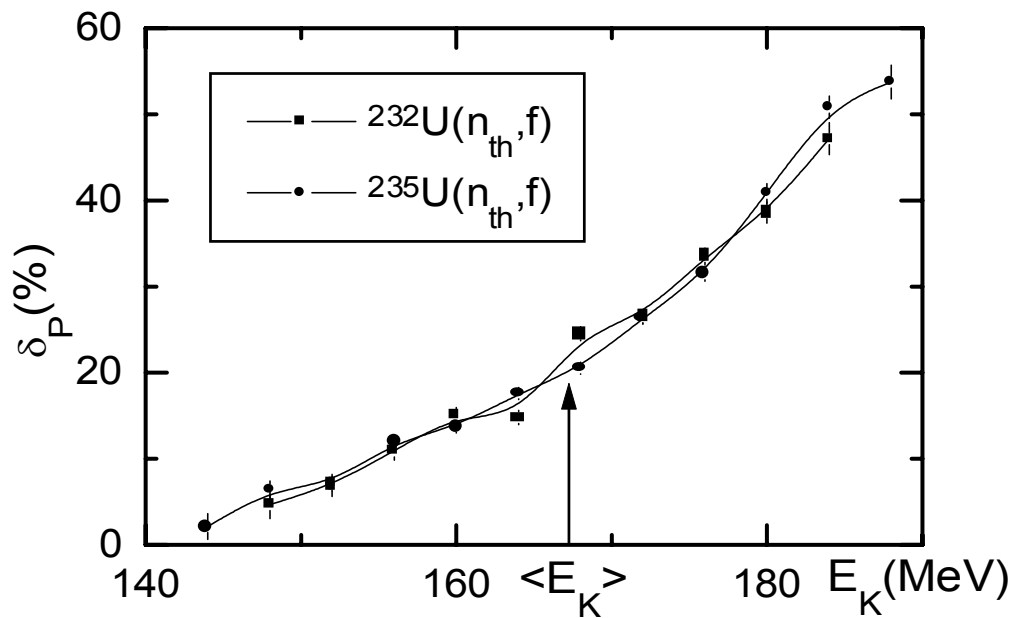


Fig V.6 : Variation de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique de ^{232}U et ^{235}U

V.2.4.3 Modèle de Norenberg[21,22] :

Dans le cadre de ce modèle où l'allure des distributions $Y(E_K, M)$ et $\sigma^2(E^* : E_K, M)$ sont bien reproduites, E_{ss} est convertie en excitation des états collectifs vibrationnels du système fissionnant : bande de fission et non pas en énergie d'excitation intrinsèque et donc il n'y aura pas de brisure de paires et d'excitation de quasi particules lors de la transition du point selle au point de scission.

* Conclusion concernant la nature de la dynamique du point selle à la configuration de scission et origine de l'effet de parité en charge :

La dynamique de la transition du point selle au point de scission serait de nature collective : sans brisure de paires de protons et sans excitations de quasi – particules. Or, la détection de fragments de charges impaires ne peut être interprétée que d'une seule manière : il y a eu brisure de paires de protons soit au point selle soit pendant la rupture du col joignant les deux fragments naissants.

V.2.5 Brisure de paires au point selle :

Pour les deux isotopes d'Uranium $^{232}\text{U}(n_{th},f)$ et $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ nous avons mesuré le même effet de parité moyen en charge $\delta_p \approx (20 - 21)\%$. Sur la figure(V.6) nous observons la variation similaire de δ_p en fonction de l'énergie cinétique totale pour les deux isotopes étudiés malgré la différence d'énergie d'excitation disponible au dernier point selle : $^{233}\text{U}^*(E^* \approx 0 \text{ MeV})$, $^{236}\text{U}^*(E^* \approx 1.01 \text{ MeV})$ [63,64]. Une excitation de quasi – particule au dernier point selle pour ces deux noyaux ne peut être possible. Cependant, si l'énergie d'excitation E^* au niveau de la seconde barrière dépasse $2\Delta_p \approx 2 \text{ MeV}$, δ_p décroît rapidement en fonction de E^* [65](figure(V.7)).

V.2.6 Source d'énergie pour briser les paires de protons :

Dans la fission à basse énergie, la seule origine de brisure de paires de protons reste la rupture rapide du col joignant les deux fragments naissants au point de scission. Ceci est confirmé par la figure (V.8) ou est porté l'effet de parité en énergie cinétique totale δE_K^{o-e} en fonction de l'effet de parité en charge moyen de différents noyaux fissionnants[33,46,47].

La corrélation linéaire observée suggère que l'énergie nécessaire pour briser une paire de protons dans le noyau fissionnant et produire des fragmentations impaires en charge provient probablement de l'énergie (collective) de pré-scission E_{pres} qui forme une partie de E_K .

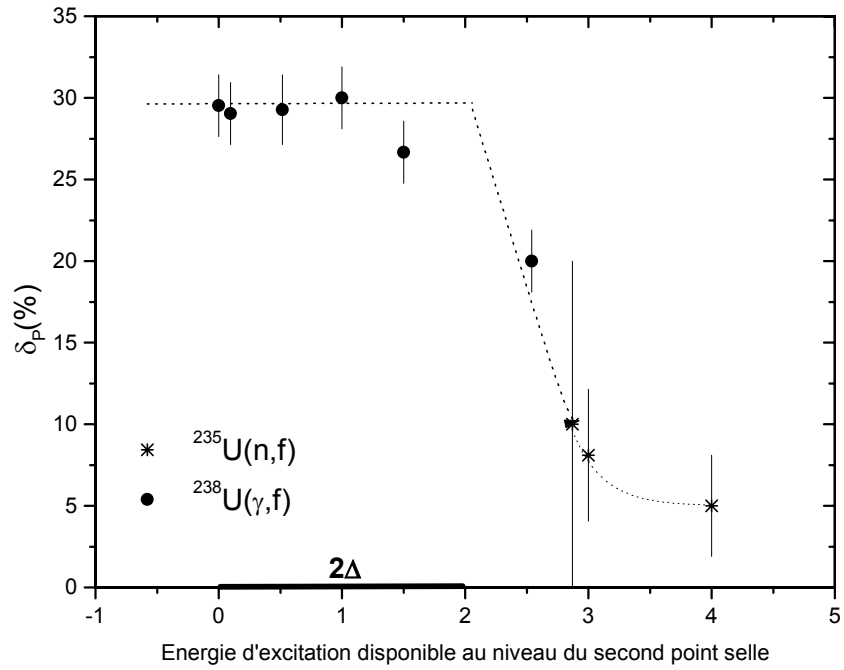


Fig V.7 : Variation de δ_P en fonction de l'énergie d'excitation disponible au niveau du second point selle.

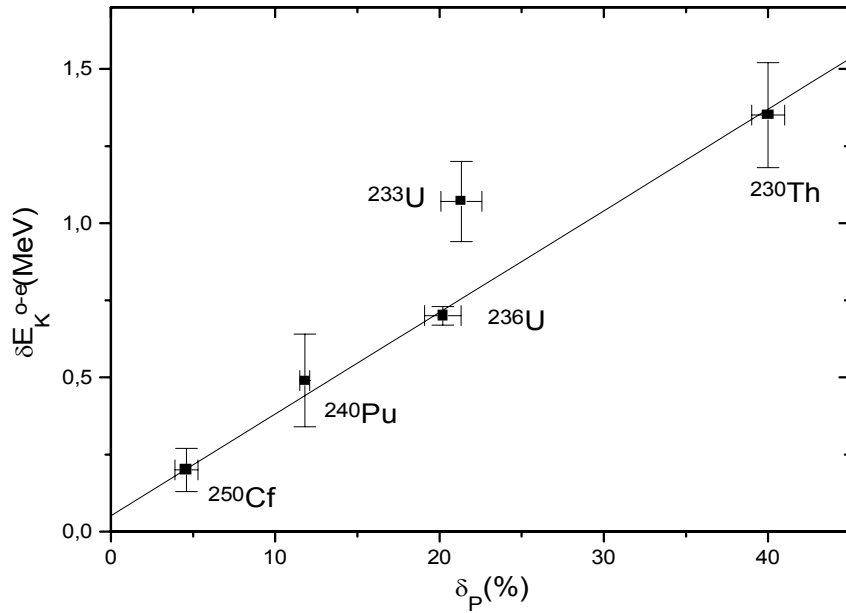


Fig V.8 : La corrélation entre δE_K^{o-e} et δ_P pour différents noyaux fissionnants

V.3 Etude de la dynamique de la rupture du col :

V.3.1 Etude quantique de la variance en charge conditionnelle $\langle \sigma_Z^2(Z : M_1/M_2) \rangle$:

Pour un système fissionnant donné la valeur de la variance en charge, moyenné sur les masses de toutes les fragmentations, $\langle \sigma_Z^2(Z : M_1/M_2) \rangle = \langle \sigma_Z^2 \rangle$, est indépendante de l'énergie cinétique des fragments mais dépend fortement de la masse du noyau fissionnant(figure(V.9)).

Un traitement quantique de la variation de $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ en fonction du temps[67] permet de déterminer la vitesse de rupture du col V_C de chaque noyau.

En effet, on explique les largeurs des distributions isobariques des fragments de fission $\langle \sigma_Z^2 \rangle$, comme résultant des fluctuations dans le fondamental du mode collectif vibrationnel de charge représenté par un oscillateur harmonique dépendant du temps.

On suppose que le noyau fissionnant est constitué de deux fragments déformés, reliés par un col de longueur d et d'épaisseur C . A travers ce col les deux fragments échangent leurs nucléons. Les masses et les charges des deux fragments naissants sont $A_1, A_2 = A_F - A_1, Z$ et $Z_F - Z$ respectivement. A_F et Z_F sont, respectivement, le nombre de masse et la charge du noyau fissionnant[68].

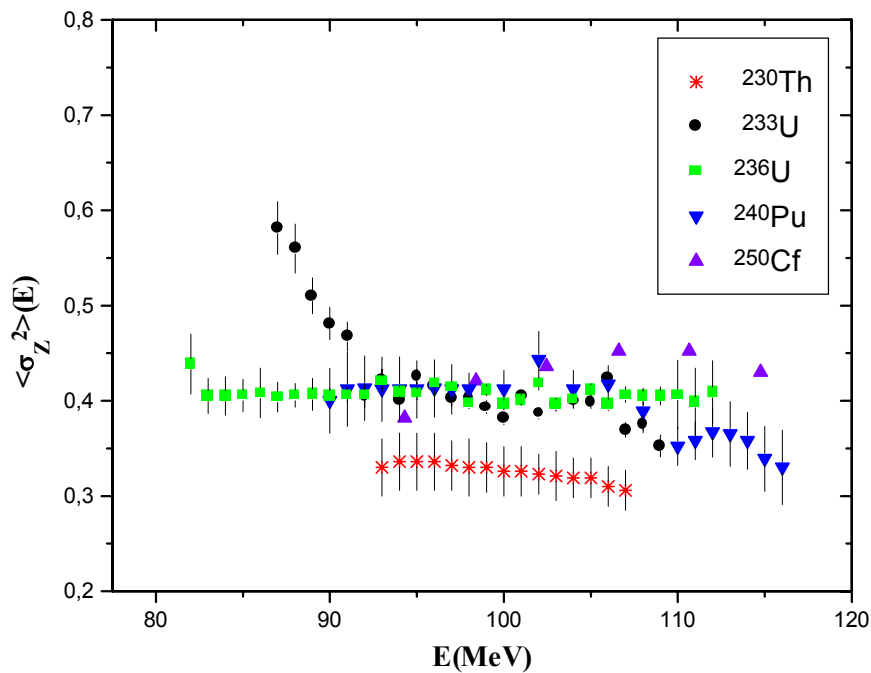


Fig V.9 : Variation de $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ en fonction de l'énergie cinétique de différents noyaux fissionnants[46,47,48].

On suppose que l'équilibre en masse est atteint beaucoup plus rapidement que celui des charges. Alors, pour une fragmentation en masse donnée, on étudie les fluctuations de la charge Z des fragments et de l'épaisseur du col C qui relie les pré-fragments au point de scission.

On suppose aussi que le mouvement le long de la coordonnée Z est décrit par un potentiel harmonique[69] :

$$V(Z) = \frac{1}{2}K(Z - Z_p)^2$$

où Z_p est la charge la plus probable et K le coefficient de dureté.

Le coefficient K peut être estimé à partir de l'énergie totale du système fissionnant au point de scission. Cette énergie est donnée par :

$$E(A_1, Z_1, A_2, Z_2) = E_{GL}(A_1, Z_1) + E_{GL}(A_2, Z_2) + \left(\frac{Z_1 Z_2}{D} e^2\right) + E_N(D)$$

où D , $E_N(D)$ et E_{GL} représentent, respectivement, la distance séparant les centres de charge des deux fragments, l'énergie d'interaction nucléaire et l'énergie de la goutte liquide qui est donnée par :

$$E_{GL}(A, Z) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N - Z)^2}{A}$$

avec $a_V = -15.56\text{MeV}$, $a_S = 17.23\text{MeV}$, $a_C = 0.696\text{MeV}$ et $a_A = 46.57\text{MeV}$.

Le coefficient de dureté K est, alors, donné par :

$$K = \left. \frac{\partial^2 E}{\partial Z^2} \right|_{A_i = \text{cst}} = 1.39(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3}) + 186.28\left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2}\right) - \frac{2.88}{1.24(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

dans le cas de la fission symétrique de ^{236}U , on montre que $K \approx 3.5 \text{ MeV}/(\text{unite de charge})^2$.

En première approximation on peut négliger la variation de K et Z_p avec le temps.

L'énergie cinétique dans le mode de charge est donnée par : $\frac{1}{2}M_Z \left(\frac{dZ}{dt}\right)^2$. Où la masse d'inertie M_Z d'un flux hydrodynamique non visqueux à travers un col cylindrique d'épaisseur C et de longueur d est donnée par[70] :

$$M_Z = \frac{4}{3} \frac{m}{\pi \rho_0} \frac{A_F^2}{N_F Z_F} \frac{(d + 2C)}{C^2}$$

$\rho_0 = 0.145 \text{ fm}^{-3}$ étant la densité nucléaire et m la masse d'un nucléon. La masse d'inertie M_Z dépend du temps à travers l'épaisseur du col C .

L'hamiltonien dépendant du temps s'écrit :

$$H(t) = \frac{p^2}{2M_Z(t)} + K \frac{q^2}{2}$$

$$\text{avec } q = Z - Z_P$$

et

$$p = \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dq}.$$

Comme on s'intéresse à la largeur des distributions isobariques, il n'est pas nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger dépendant du temps. On considère l'évolution dans le temps des deux premiers moments $\langle q \rangle$ et $\langle q^2 \rangle$ des distributions en charge. Les équations dépendant du temps de $\langle q \rangle$ et $\langle q^2 \rangle$ peuvent être obtenues en utilisant le théorème d'Ehrenfest qui exprime la dérivée par rapport au temps d'une observable A comme :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle A \rangle = [A, H] + i\hbar \frac{\partial A}{\partial t}$$

Si on considère que les observables p, p², q, q² ne dépendent pas explicitement du temps, on montre que :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle q \rangle = \frac{1}{2M_Z(t)} [q, p^2] = \frac{\hbar i}{M_Z(t)} \langle p \rangle$$

et

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle p \rangle = \frac{K}{2} [p, q^2] = \frac{2\hbar K}{2i} \langle q \rangle$$

on aura alors le système d'équations :

$$\frac{d}{dt} \langle q \rangle = \frac{\langle p \rangle}{M_Z(t)}$$

$$\frac{d}{dt} \langle p \rangle = -K \langle q \rangle$$

si à t=0 on suppose que $\langle p \rangle_{t=0} = \langle q \rangle_{t=0} = 0$, la solution de ce système d'équations sera :

$$\langle p \rangle_t = \langle q \rangle_t = 0,$$

ce qui implique que l'état initial est supposé être en équilibre. La stabilité de $\langle p \rangle$ et $\langle q \rangle$ est une conséquence de l'hypothèse que la charge la plus probable Z_P ne varie pas dans le temps. Avec ces conditions on aura :

$$\sigma^2(p) = \langle p^2 \rangle$$

$$\langle \sigma_Z^2 \rangle = \sigma^2(q) = \langle q^2 \rangle$$

En appliquant de nouveau les équations d'Ehrenfest on aboutit à un autre système d'équations :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle p^2 \rangle = -2i\hbar \frac{K}{2} \langle pq + qp \rangle$$

et

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle q^2 \rangle = i\hbar \frac{1}{M_Z(t)} \langle pq + qp \rangle$$

(16)

ou encore :

$$\frac{d}{dt} \langle pq + qp \rangle = 2 \left[\frac{1}{M_Z(t)} \sigma_2(p) - K \sigma_2(q) \right] \quad (17)$$

à partir de l'équation (16) et l'équation (17) on obtient :

$$\frac{d}{dt} m \frac{d}{dt} \sigma_2(q) = 2 \left[\frac{1}{M_Z(t)} \sigma_2(p) - K \sigma_2(q) \right] \quad (18)$$

en posant $y = \sigma^2(q)$ et en différenciant une deuxième fois l'équation (18), on aboutit à une équation différentielle du troisième ordre :

$$\frac{d^3 y}{dt^3} = 3 \left(\frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} \right) \frac{d^2 y}{dt^2} - \left[3 \left(\frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} \right)^2 - \left(\frac{1}{\Omega} \frac{d^2 \Omega}{dt^2} \right) + 4\Omega \right] \frac{dy}{dt} + 2 \frac{d\Omega}{dt} y. \quad (19)$$

avec $\Omega(t) = \omega^2(t) = \frac{K}{M_Z(t)}$

Nous avons résolu l'équation (19) par une méthode numérique en supposant que la largeur du col décroît de manière linéaire avec le temps :

$$C(t) = -V_C t + C_0$$

où V_C est la vitesse de rupture du col et C_0 est l'épaisseur du col correspondant à la configuration de scission au point exit, Nous avons pris $C_0 \approx 3 \text{ fm}$ et $d=1 \text{ fm}$.

L'oscillateur harmonique est dans son état fondamental à $t=0$ s car son mouvement est supposé lent du point selle au point de sortie ; ceci nous donne [70] :

$$y_{t=0} = \frac{1}{2} \frac{\hbar \omega}{K} = \frac{\hbar}{2K} \left(\frac{K}{M_Z(t=0)} \right)^{\frac{1}{2}} = 0.563 (\text{unité de charge})^2, \quad \left. \frac{dy}{dt} \right|_{t=0} = 0 \text{ et } \left. \frac{d^2 y}{dt^2} \right|_{t=0} = 0.$$

Nous avons ainsi déterminé pour chaque valeur de la vitesse de rupture du col, la valeur asymptotique de $y(t) = \sigma^2(q)(t)$.

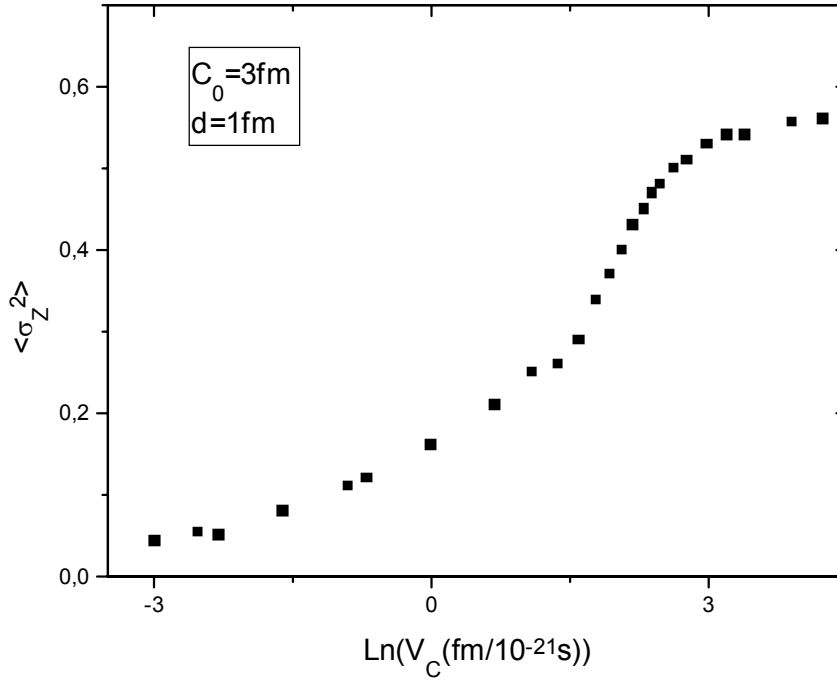


Fig V.10 : Variation de σ_Z^2 avec la vitesse de rupture du col V_C pour $C_0 = 3\text{fm}$ et $d = 1\text{fm}$.

La figure (V.10) montre la variation de σ_Z^2 avec la vitesse de rupture du col . Cette variation nous a permis de déterminer pour chaque système fissionnant, dont on connaît la valeur de sa variance isobarique en charge, sa vitesse de rupture du col. Nous avons remarqué que la vitesse V_C des différents noyaux étudiés et le paramètre de Coulomb correspondant,

$z_C = \frac{Z_F^2}{A_F^{\frac{1}{3}}}$, peuvent être exprimés suivant une relation linéaire :

$$V_C = 0.02757z_C - 33.82 \quad (\text{fm}/10^{-21}\text{s}) \quad (20)$$

Nous avons pu ainsi attribuer à chaque système fissionnant une vitesse moyenne de rupture du col.

V.3.2 Etude de l'effet de parité en charge en fonction de la vitesse de rupture du col :

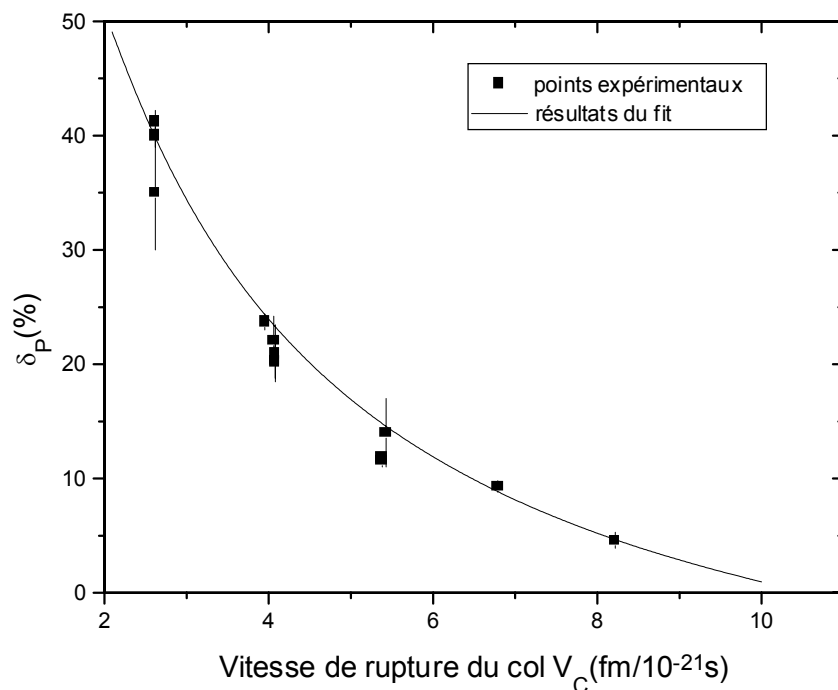


Fig V.11: Valeurs expérimentales de δ_p de différents noyaux fissionnants en fonction de la vitesse de rupture du col

Sur la figure(V.11) nous avons représenté, pour chaque noyau étudié, la valeur expérimentale de δ_p en fonction de la vitesse de rupture du col V_c calculée à partir de la relation (20).

Nous remarquons que les valeurs expérimentales de δ_p sont bien ajustées par une relation du type:

$$\delta_p = 1 - 2\rho e^{-\frac{A}{V_c}} \quad (21)$$

avec $\rho=0.59$ et $A=1.75[\text{fm}/10^{-21} \text{ s}]$.

La relation (21) renforce l'idée que la rupture du col est la source principale de brisure des paires de protons dans la fission à basse énergie. Nous retrouvons une relation similaire à celle de Landau et Zener[22,23].

En effet si on suppose que la probabilité de briser une paire de protons ou exciter une quasi particule est donnée par :

$$P = e^{-\frac{A}{V_c}},$$

et qu'au plus une paire de protons est brisée au moment de la rupture du col, la probabilité d'avoir un fragment impair en charge sera donnée par :

$$P_{imp-imp} = \rho e^{-\frac{A}{V_c}}$$

ρ étant une constante représentant la probabilité que les deux protons résultant de la brisure d'une paire finissent dans deux fragments différents. Dans ce cas la probabilité d'avoir une fragmentation paire – paire s'écrit :

$$P_{pair-pair} = 1 - P_{imp-imp}$$

et l'effet de parité en proton:

$$\delta_p = \frac{P_{pair-pair} - P_{imp-imp}}{P_{pair-pair} + P_{imp-imp}} = 1 - 2\rho e^{-\frac{A}{V_c}} \quad (22)$$

Cette relation montre que δ_p devrait décroître en exponentielle en fonction de la vitesse de rupture du col conformément à la figure(V.11).

ρ , de l'ordre de 0.59, signifie qu'à cause de la brutalité de la rupture du col, deux protons résultant d'une paire brisée finissent dans deux fragments différents avec une probabilité de 59%.

Cette distribution des protons résultants de paires brisées durant la scission contredit l'idée selon laquelle deux protons résultant d'une paire brisée durant la scission finissent dans deux fragments différents.

* Variation de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique des fragments :

L'énergie cinétique des deux fragments de fission au point de scission est donnée essentiellement par l'énergie d'interaction coulombienne :

$$E_K = K \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2 + d},$$

où Z_1, Z_2 sont les charges des deux fragments, R_1, R_2 leurs rayons respectifs, d est la longueur du col qui relie les deux pré-fragments et K une constante.

Si nous considérons une longueur de col de $d=3\text{fm}$, la résolution numérique de l'équation (19) donne des vitesses de rupture du col qui sont reportées dans le tableau(V.1).

Nous remarquons que pour un col plus long, donc pour une énergie cinétique plus faible, la vitesse de rupture du col est plus élevée. La probabilité de brisure des paires de protons, $P = e^{-\frac{A}{V_c}}$, sera plus importante à basse énergie cinétique alors que l'effet de parité en charge sera plus faible.

Ce modèle d'oscillateur harmonique dépendant du temps, décrivant l'équilibration de charge au point de scission, permet d'expliquer le fait que la variance en charge reste constante pour un noyau donné alors que l'effet de parité en charge tend vers zéro à très basse énergie cinétique.

Noyau fissionnant	Vitesse de rupture du col($\text{fm}/10^{-21}\text{s}$) pour $d=1\text{fm}$ et $C_0=3\text{fm}$.	Vitesse de rupture du col($\text{fm}/10^{-21}\text{s}$) pour $d=3\text{fm}$ et $C_0=3\text{fm}$.
^{230}Th	2.62	4.54
^{233}U	4.08	8.76
^{234}U	4.06	8.68
^{236}U	3.95	8.36
^{239}Pu	5.43	12.66
^{240}Pu	5.38	12.5
^{245}Cm	6.79	16.56
^{250}Cf	8.22	20.7

Tableau (V.1) : vitesse de rupture du col pour différents noyaux et pour une longueur du col de $d=1\text{fm}$ et 3fm .

V.3.3 Emission ternaire :

Bouزيد et al. montrent dans [67] que le rapport de la probabilité d'émission ternaire à la fission binaire T/B de différents noyaux fissionnants, peut être exprimée en fonction de la vitesse de rupture du col V_C comme :

$$\frac{T}{B} = F e^{kV_c}$$

où F et k sont des constantes déterminées à partir de l'ajustement des données expérimentales.

Cette relation ne peut être interprétée que d'une seule manière : l'émission des particules ternaires a lieu au moment de la rupture du col joignant les fragments de fission naissants et renforce encore une fois l'idée que la dynamique de la fission qui se manifeste lors de la transition du point selle au point de scission est quasi – adiabatique.

V.4 Répartition de l'énergie collective entre les deux fragments naissants et dynamique de la rupture du col :

Pour une fragmentation donnée, un partage très asymétrique de l'énergie collective du système fissionnant entre les deux fragments naissants, semble entraîner une diminution de la vitesse de striction du col. Ceci se traduit par une décroissance de la probabilité de brisure de paires et par conséquent une augmentation de l'effet de parité δ_P .

Cette hypothèse est renforcée par les résultats expérimentaux obtenus pour la fission thermique des deux isotopes de l'Uranium ($^{232}\text{U}(n_{th},f)$, $^{235}\text{U}(n_{th},f)$). En effet, la figure(IV.10) montre que l'effet de parité en charge local présente deux pics d'intensité comparable autour des charges $Z_L=36$ et $Z_L=40$ et un minimum autour de $Z=38$ [71].

A la charge $Z=36$ est associé un fragment léger(Z,N) $\approx(36,54)$ proche de l'état sphérique(couche sphérique $Z=50$) et un fragment lourd déformé (Z_H,N_H) $\approx(56,87-90)$ (couche très déformée $N\approx 88$)(figure(I.3)).

A la charge $Z=40$ est associé un fragment léger(Z,N) $\approx(40,60)$ déformé (couche déformée $N=60$) et un fragment complémentaire (Z_H,N_H) $\approx(52,81-84)$ presque sphérique(couche sphérique $Z=50$ et $N=82$).

Nous constatons que la brisure des paires est moins importante dans le cas d'une fission asymétrique en forme càd pour un partage asymétrique de l'énergie totale de déformation ou de l'énergie collective.

Ce qui est surprenant c'est que ce partage asymétrique de l'énergie totale de déformation est tout le temps présent quelque soit l'énergie cinétique des fragments donc de l'énergie de déformation totale des deux fragments(figure(IV.11)).

Conclusions

Le spectromètre Cosisu, installé auprès du réacteur à haut flux de neutrons de l'Institut Laue Langevin de Grenoble, nous a permis de mesurer d'une manière précise et simultanément les trois paramètres qui définissent un fragment de fission : la masse, la charge nucléaire et l'énergie cinétique. Nous avons pu enregistrer environ $5 \cdot 10^6$ événements correspondant aux fragments légers et lourds. Cependant, Les fragments lourds n'étant pas séparés avec ce dispositif, nous avons restreint notre analyse uniquement à l'étude des caractéristiques associées aux fragments légers.

Nous avons mesuré et analysé, sur une large gamme d'énergie allant de 82MeV à 112MeV, les distributions en masse, en charge et en énergie cinétique $[Y(A,Z,E)]$ des fragments de fission issus de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$. Nous avons effectué, par ailleurs, une étude comparative de ces résultats avec nos résultats sur la réaction de $^{232}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ (thèse de magister, U.S.T.H.B 1993).

Il ressort de cette étude que :

Les distributions en masse présentent des structures autour des masses $A=90, 95, 100$. La couche déformée en neutron, dans le fragment complémentaire, $N_H \approx 88$ favorise la fragmentation autour de la masse $A = 90$, quant aux couches sphériques ($Z_H = 52, N_H = 82$), elles favorisent les fragmentations autour des masses $A = 100$ et 95 . Ces structures s'intensifient avec l'augmentation de l'énergie cinétique. A haute énergie cinétique ($E=112$ MeV), nous avons aussi remarqué que la masse $A = 100$ domine la distribution en masse. A basse énergie cinétique, les distributions en masse s'élargissent et de nouvelles structures, distantes de 1 à 2 u.m.a, apparaissent. Nous pensons que ces deux effets résultent de l'émission neutronique beaucoup plus importante à très basse énergie cinétique.

Il semble que pour un système fissionnant donné l'énergie potentielle effective au point de scission pour différentes fragmentations est décisive quant à la détermination des rendements en masse dans la fission à basse énergie.

Les distributions en charge, pour différentes fenêtres en énergie cinétique, montrent que les rendements des charges paires $Z = 36, 38, 40$ sont favorisés par rapports à ceux des charges impaires voisines. A cet effet d'appariement s'ajoute un effet de couches. En effet, à haute énergie cinétique, c'est les configurations les plus compactes qui sont sélectionnées ceci explique la dominance du rendement de la charge $Z=40$. Un fragment de charge $Z=40$ et de masse $A=100$, donc de nombre de neutrons $N \approx 60$, est peu déformé alors que son complémentaire est presque sphérique ($Z_H \approx 52, N_H \approx 82$).

Pour des fragments d'énergie cinétique supérieure à 92MeV, les distributions en masse et les distributions en charges que nous avons mesurées sont en bon accord avec celles données par Lang et al.(40) et Mollenkopf et al.(44). A très basse énergie cinétique nous avons rencontrés beaucoup de difficultés pour analyser les spectres en charge, à cause de la faible statistique, de la mauvaise résolution en charge et de la présence des événements diffusés par

la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation et dont la proportion est très importante à basse énergie cinétique.

Afin de résoudre ces problèmes, nous avons introduit une nouvelle méthode 'plus précise' pour analyser les données expérimentales à très basse énergie cinétique :

Nous avons commencé par analyser les spectres en charge en nous basant uniquement sur les lignes de position des charges. Il découle de notre analyse que la variance conditionnelle en charge $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ reste constante autour de 0.4 (unité de charge)² dans la gamme d'énergie allant de 92 MeV à 112 MeV mais augmente rapidement pour une énergie $E < 92 \text{ MeV}$.

Nous avons ensuite réalisé une étude systématique, de la variation de la variance isobarique en charge en fonction de l'énergie cinétique, des différents noyaux fissionnants du ²³⁰Th au ²⁵⁰Cf (33, 46, 47). Cette étude montre que ce paramètre est peu sensible à la variation de l'énergie cinétique mais dépend fortement de la masse du noyau fissionnant.

Dans le cas de la réaction de fission de ²³⁵U(n_{th},f), nous avons attribué l'augmentation de la variance isobarique en charge à basse énergie cinétique ($E < 92 \text{ MeV}$) à la présence des événements diffusés par la grille de la fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation. Nous avons donc corrigé les rendements en charge en éliminant les événements diffusés à basse énergie cinétique ($E < 92 \text{ MeV}$) de manière à retrouver une variance $\langle \sigma_Z^2 \rangle$ autour de la valeur de 0.4 (unité de charge)².

Par ailleurs, nous avons aussi montré à travers l'analyse des données de la réaction de ²³⁵U(n_{th},f) que l'effet de parité en charge $\delta_p(E)$ diminue d'une manière continue de $\delta_p \approx 42\%$ pour $E=112 \text{ MeV}$ à $\delta_p \approx 0$ pour $E=82 \text{ MeV}$. Ce résultat s'avère important pour la compréhension de la dynamique de la fission à basse énergie.

La systématique des valeurs moyennes de l'effet de parité en charge $\langle \delta_p \rangle$ que nous avons réalisée pour les différents noyaux fissionnant du ²³⁰Th au ²⁵⁰Cf, montre qu'il ne peut y'avoir brisure de paires de protons au point selle dans la fission à basse énergie.

L'étude des distributions en énergie cinétique : $Y(E_K : m)$, de la dispersion en neutron $\sigma^2(\nu : m, E_K)$ donc des fluctuations en énergie d'excitation des deux fragments de fission $\sigma^2(E^* : m, E_K)$ et de l'effet de parité en charge $\delta_p(E_K)$ montre que l'énergie libérée E_{ss} lors de la transition du point selle au point de scission reste confinée principalement dans les degrés de liberté collectifs vibrationnels tel que prévu par le modèle de Nörenberg et non pas en brisure de paires et excitation de quasi – particules comme le suggèrent les modèles statistiques (modèle statistique de Fong(15) et le modèle super-fluide de Rejmund et al.(62)).

L'étude des distributions en énergie cinétique, pour chacune des charges analysées, montre que les fragments de charge paire emportent plus d'énergie cinétique que leurs voisins de charge impaire. La corrélation linéaire observée, entre l'effet de parité en énergie cinétique totale δE_K^{o-e} et l'effet de parité en charge δ_p , renforce l'idée que la brisure de paires a lieu à un stade tardif du processus de fission. Cette corrélation montre aussi que l'énergie nécessaire pour briser une paire de protons est prélevée sur l'énergie cinétique de pré-scission.

Nous sommes arrivés à la conclusion que la rupture rapide du col joignant les fragments binaires est la principale source de brisure de paires de protons. Cette rupture du col est aussi responsable de l'émission des particules légères chargées de tripartition.

Pour étudier la dynamique de la rupture du col, nous avons adapté un modèle simple, basé sur le mouvement de point zéro du mode collectif dipolaire de charge. Il décrit la brisure du col et nous a permis d'expliquer la variation de l'effet de parité en charge en fonction de l'énergie cinétique ainsi que celle de la variance isobarique en charge.

En perspective, il serait intéressant sur le plan expérimental, d'améliorer la technique de détection des fragments de faible énergie cinétique et d'étendre cette étude à d'autres noyaux.

Références

- [1] N.Bohr and J.A.Wheeler, Phys.Rev 56(1939) 4265.
- [2] L.Wilets, Theories of Nucléar fission, clarendon press, Oxford 64.
- [3] V.M.Strutinsky, Yad. Fiz. 3(1966) 614.
- [4] V.M.Strutinsky, Nucl.Phys. A95 (1967) 420.
- [5] V.M.Strutinsky, Nucl. Phys. A122 (1968) 1.
- [6] J.Borden, L.N.Cooper and J.R.Schriffer, Phys.Rev 108 (1957) 1175.
- [7] J.F.Berger, M.Girod, D.Gogny, Nucl.Phys. A428 (1984) 23c.
- [8] J.Decharge et D.Gogny, Phys.Rev, C21 (1980) 1568 ,36c.
- [9] D.Gogny, cinquième session d'études Biennale de Physique Nucléaire (aussois, 1979).
- [10] M.Girod et D.Gogny, Phys.Lett. 64B (1976) 5.
- [11] M.Girod et B.Grammaticos, Phys.Rev. C27 (1983) 2317.
- [12] M.Girod et P.G.Reimond, Phys.Lett. 117B (1982) 1.
- [13] V.M.Strutinsky, N.Ya.Lyashehko, N.A.Papov, Nucl.Phys. 46 (1963] 639.
- [14] B.D.Wilkins, E.P.Steinberg and R.P.Chasman, Phys.Rev.C14 (1976)1832.
- [15] P.Fong, Phys.Rev. 102 (1956) 434.
- [16] J.R.Nix, Nucl.Phys. A130 (1969) 241.
- [17] P.Möller, S.G.Nilson, Phys.Lett. B31 (1970)284.
- [18] R.W.Hasse, Ann.Phys. (N.Y) 68 (1971) 377.
- [19] L.G.Moretto, Phys.Lett. 40B (1972) 1.
- [20] H.J.Krappe, J.R.Nix, Proc.Symp. on physics and chemistry of fission Rochester, 1973 Vol :1 (IAEA , Vienna,1974) 159.
- [21] Norenberg W 1974. Proceed.3rd Symp.on Physics and chemistry of Fission(Rochester,1973)Vol 2(Vienna :IAEA)p547.
- [22] W.Norenberg .Phys.and Chem of Fission Vienna IAEA 1969 p51.
- [23] Landau LD 1932 Sov.Phys.246.
- [24] Zener C 1932 Proc.R.Soc.A137 696.
- [25] Hill DL and Wheeler JA 1953 Phys.Rev 89 1102.
- [26] A.Oed, G.Barreau, F.Gonnenwrin, P.Perrin, Ch.Ristori, P.Geltenbort, NIM 179(1981)265.
- [27] A.Oed, P.Perrin, F.Gonnenwein, H.Nifenecker, P.Geltenbort, G.Barreau, Ch.Ristori, Lectures Notes in Physics(Springer Verlag)158(1982)128
- [28] A.Oed, P.Geltenbort, F.Gonnenwein, T.Manning, D.Souque, NIM 205(1983)455.
- [29] A.Oed, P.Geltenbort, F.Gonnenwein, NIM 205(1983)451.
- [30] HW.Schmitt, W.E.Kiker, C.W.Williams, Phys.Rev.137(1965)B837.
- [31] J.K.Ziegler,
Handbook of stopping cross – section for energetic ions in all elements Vol5 Pergamon Press(1980).
- [32] A.Sicre, G.Barreau, A.Boukellal, F.Caitucoli, T.P.Doan, B.Leroux, P.Geltenbort, F.Gonnenwein, A.Oed, M.Asghar, Proc.of Int.Conf.On Nuclear Data for Basic and Applied Science (USA)Vol1(1985)401.
- [33] G.Medkour Fev 1993 Thèse de Magister.
- [34] M.Asghar, M.Djebara, B.Bouزيد, G.Medkour and N.Boucheneb.
NIM A330 (1993)178-182.
- [35] M.Asghar A311(1978)205.
- [36] M.Asghar, F.Caitucoli, B.Leroux, P.Perrin, G.Barreau Nucl.Phys A368(1981)328.
- [37] F.Caitucoli Thèse d'état, Univ Bordeaux I(1985).
- [38] M.Haddad, J.Crançon, G.Lhospice, M.Asghar. Radiochimica Acta. 46(1989)23.
- [39] A.C.Wahl,

Atomic Data and Nuclear Data tables, Vol.39 N°1 1988.

[40] Lang W, H-G Clerc, H.Wohlfarth, H.Schrader, K-H.Schmidt 1980 Nucl.Phys.A 345 34

[41] Gerard Simon Thèse d'Etat Unité de Paris Sud (1990).

[42] U.Quade, K.Rudolph, S.Skorca, P.Armbruster, H.G.Clerc, W.Lang, M.Mutterer, C.Schmitt, J.P.Theobald, F.Gonnenwein, J.Pannicke, H.Schrader, G.Siegert, D.Enghardt, Nucl.Phys.A487(1988)1.

[43] G.Medkour, M.Asghar, M.Allab, B.Bouزيد, P.Geltenbort and G.Barreau. X International Seminar on interaction of neutrons with Nuclei. Dubna, May 2002.

[44] W.Mollenkopf, J.Kaufmann, F.Gonnenwein, P.Geltenbort and A.Oed. J.Phys.G :Nucl Part.18(1992)L203-L210.

[45] B.L.Tracy, T.Chaumont, R.Klapisch, J.M.Nitschke, A.M.Poskanzer, E.Roeckl and C.Thibault, Phys.Rev.C5(1972)222.

[46] N.Boucheneb.These d'état Alger 1992.

[47] M.Djebara.These d'état Alger 1994.

[48] G.Medkour, M.Asghar, M.Djebara and B.Bouزيد. J.Phys.G :Nucl.Part.Phys.23(1997)103-112.

[49] Armbruster P 1981 Proc.4th Int.Conf.Nuclei Far from stability(Helsingor)(Geneva :CERN 81-89)Vol II,p675.

[50] Knitter HH, Hamsch FJ and Boudz-Jorgensen 1992 Nucl.Phys.A536 221.

[51] Hamsch FJ, Knitter HH and Boudz-Jorgensen 1993 Nucl.Phys A554 209.

[52] M.Asghar, B.Bouزيد, G. Medkour and M.Djebara. J.Phys.G :Nucl.Part.Phys.22(1996)1643-1651.

[53] Hentzschel R, Faust HR, Denschlag HO, Wilkins BD and Gindler J. 1994 Nucl.Phys.A571 427.

[54] Faust HR ILL 1994.

[55] M.Asghar, G.Medkour, M.Djebara and B.Bouزيد Int. Workshop on "Nuclear fission and fission-product spectroscopy" May 1994,ILL, Grenoble.

[56] G.Medkour, M.Asghar, B.Bouزيد and M.Djebara. Int Nuclear Physics Conference August 21-26, 1995 Beijing China.

[57] Nifenecker IAEA-SM-174/207 p147.

[58] T.D.Thomas, W.M.Gibson et G.J.Safford , Proc."Symp.Physics and Chemistry of fission", Vol.1, IAEA, Vienna, 1966, p.467.

[59] C.Signarbieux, R.Babinet, H.Nifenecker, J.Poitou. IAEA-SM-174/41 p179

[60] V.A.Kalinin, V.N.Dushin, B.F.Petrov, V.A.Jakovlev, A.S.Vorobyev, I.S.Kraev, A.B.Laptev, G.A.Petrov, Y.S.Pleva, O.A.Shchrbakov, V.E.Sokolov, F-J.Hamsch. Submitted to World Scientific on February 8, 2002.

[61] A.S.Vorobyev, V.N.Dushin, F-J.Hamsch, V.A.Jakovlev, V.A.Kalinin, I.S.Kraev, A .B.Laptev, B.F.Petrov, G.A.Petrov, Yu.s.Pleva, O.A.Shcherbakov, V.E.Sokolov. ISINN-9.Dubna 2001.

[62] F.Rejmund, A.V.Ignatyuk, A.R. Junghans, K.-H.Schmidt Nuclear Physics A678(2000)215-234.

[63] S.Bjornholm, J.E.Lynn, Rev.Mod.Phys.52(1980)725.

[64] N.Boucheneb, P.Geltenbort, M.Asghar, G.Barreau, T.P Doan, F.Gonnenwein, B.Leroux, A.Oed, A.Sicre.

Nucl.Phys.A502(1989)261c.

- [65] H.Nifenecker, C.Signarbieux, R.Babinet, J.Poitou, 3rd Symp on Physics and chemistry of Fission, Rochester(1973),Vol.III117.
- [66] M.Asghar, N.Boucheneb, G.Medkour, P.Geltenbort, B.Leroux. Nuclear Physics A560(1993) 677-688.
- [67] B.Bouزيد, M.Asghar, M.Djebara and G.Medkour. J.Phys.G :Nucl.Part.Phys.24(1998)1029-1037.
- [68] Brosa,u,Krappe H.J :Z.Physik A284,65(1978)
- [69] H.Nifenecker. Physics letters 1980 V41-p47.
- [70] M.Asghar Z.Physik A 79-80(1980).
- [71] G.Medkour, M.Asghar, B.Bouزيد et M.Allab. 4^{ème} Congrès National de la physique et de ses applications CNPA'2000 Sidi Fredj du 21 au 23 Novembre 2000.

ANNEXE

Tableaux des rendements partiels en charge par masse et par énergie
des fragments de la réaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$.