

Thèse

Présentée par

MALEK Fairouz

Pour l'obtention du titre de docteur
de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

Spécialité : Physique Nucléaire et des Particules
Expérimentale

ETUDE DE LA FISSION DES HYPERNOYAUX

Date de soutenance : 20 Décembre 1990

Composition du jury :

J.F. Cavaignac	président
J.M. Richard	rapporteur
B. Tamain	rapporteur
J.P. Bocquet	examineur
C. Guaraldo	examineur
H. Nifenecker	directeur de thèse

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires,
53 Avenue des Martyrs 38026 Grenoble-Cedex.

Nom et Prénom :

MALEK Faïrouz

Titre de la thèse :

ETUDE DE LA FISSION DES HYPERNOYAUX

Résumé :

Ce travail est basé sur le dépouillement et l'analyse de l'expérience PS177 faite sur le site de la machine LEAR du CERN(Genève) en 1988. La réaction de l'annihilation au repos des antiprotons sur une cible de bismuth ou d'uranium, est étudiée. Cette réaction produit dans 2% des cas, des particules Lambda dans le noyau. Cette particule étrange remplace un nucléon du noyau, ce qui forme un hypernoyau. On produit environ $7.1 \cdot 10^{-3}$ hypernoyaux par antiproton stoppé dans la cible. La probabilité de fission prompte de l'hypernoyau d'uranium est d'environ 75%, celle du bismuth est de 10% . La particule Lambda semble s'attacher au fragment de fission le plus lourd. La distribution en masse des fragments de fission est symétrique, ce qui indique que l'énergie d'excitation du noyau est très grande. Si le noyau n'a pas fissionné, la désintégration du Lambda par voie non-mésonique, lui fournit environ 100 MeV d'énergie, ce qui lui permet de fissionner plus tardivement. Cette fission retardée est due au fait que la durée de vie de l'hypernoyau est d'environ $1.3^{+0.25}_{-0.21} \cdot 10^{-10}$ sec pour l'uranium et $1.7^{+0.28}_{-0.3} \cdot 10^{-10}$ sec pour le bismuth. L'expérience avait pour but de déterminer ces durées de vie afin de permettre une étude des interactions faibles dans un milieu nucléaire dense.

Mots clés :

ANTIPROTONS. ETRANGETE. HYPERNOYAUX. LAMBDA. FISSION. DUREE DE VIE.



Collaboration PS177

Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, 53 Avenue des Martyrs 38026
Grenoble-Cedex, France

J.P. Bocquet, F. Malek, H. Nifenecker, M. Rey-Campagnolle

DRF/CENG, B.P.85X Grenoble Cedex 38041, France
M. Maurel, E. Monnard, P. Perrin, C. Ristori

Department of Radiation Sciences, P.O. Box 535, S-751 21 Uppsala, Sweden
G. Ericsson, T. Johansson, G. Tibell

GSI, Postfach 110541, D-6100 Darmstadt, Germany
S. Polikanov

Warsaw University, Branch in Bialystok, PL-15-424 Bialystok, Poland
T. Krogulski

Pennstate, 303 Osmond Laboratory, University Park, PA16802, USA
T.A. Armstrong, R.A. Lewis, J. Passaneau, G.A. Smith

CEBAF, Newport News, VA 23606, USA.
J. Mougey

Remerciements

Je suis très reconnaissante à mon directeur de thèse, Hervé Nifenecker, pour m'avoir soutenue moralement, m'avoir encouragée et conseillée durant les trois années de travail avec lui. Je le remercie surtout de m'avoir permis de participer à une expérience du CERN (PS177), où je pense avoir appris l'essentiel de ce qu'est le travail expérimental et le travail de collaboration.

Le travail que je présente dans cette thèse n'aurait jamais pu se faire sans la collaboration PS177, à laquelle je tiens à présenter toute ma gratitude. Je voudrais remercier spécialement M. Rey-Campagnolle qui m'a accueillie maintes fois au CERN et qui m'a non seulement fait bénéficier de son expérience, mais aussi de son amitié. Merci à C. Ristori de m'avoir fourni des documents essentiels pour la compréhension et la rédaction de ce travail. Ma reconnaissance va aussi à S. Polikanov et T. Krogulski pour avoir suivi les étapes de mon travail et m'avoir plusieurs fois donné des idées très intéressantes pour résoudre mes difficultés. Je remercie chaleureusement G. Ericsson pour m'avoir patiemment transmis ses connaissances relatives à PS177 et avoir échangé des idées et des résultats pendant les analyses. Merci aux membres de PS177 qui ont rendu mon séjour au CERN, très agréable et qui m'ont introduite dans l'ambiance de la physique expérimentale. Parmi eux, je nommerais P. Perrin, E. Monnard et M. Maurel. Je remercie J.P. Bocquet pour avoir agrémenté les discussions pendant les analyses, de précieux conseils, et d'avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse.

Je suis reconnaissante à B. Vignon, directeur de l'ISN, de m'avoir rendu possibles de fréquents séjours au CERN ainsi que dans des laboratoires étrangers. Je remercie J.M. Richard de m'avoir accueillie en D.E.A, de m'avoir encouragée et conseillée et d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Ma gratitude va à tous les membres du service informatique et je remerciais plus spécialement D. Gueniche et C. Bragayrat pour leur patience avec moi. Je n'oublierais pas de remercier tous mes voisins de bureau et mes collègues qui ont leur part dans ce travail. Merci à Jocelyne Riffault et Joelle Montel pour leur gentillesse et leur aide ainsi qu'à M^{mes} Blanc, Tur et Callois.

Enfin, je voudrais exprimer mon infinie reconnaissance, mes vives remerciements à une personne, sans laquelle cette thèse n'aurait jamais pu se faire : je remercie donc mon père, Rachid, qui m'a encouragée pendant toutes ces années, et qui m'a permis d'arriver à ce que je suis maintenant, permis d'accéder à plus de connaissances et par conséquent à m'épanouir.

Je finirais en rajoutant à cette grande liste, mon extrême gratitude et ma grande amitié à Staffan Ohlsson. Merci de m'avoir suggéré tant d'idées et donné tant de conseils pour faire fructifier mon travail. Merci de m'avoir soutenue constamment, encouragée et surtout d'avoir été si patient pendant les durs moments de la rédaction de cette thèse.

ETUDE DE LA FISSION DES HYPERNOYAUX

Sommaire

INTRODUCTION	1
1 ANTIPROTONS. HYPERNOYAUX. FISSION	9
1.1 L'ANNIHILATION D'ANTIPROTON	9
1.1.1 L'annihilation sur un nucléon	9
1.1.2 L'annihilation sur plus d'un nucléon	10
1.2 ETRANGETE. HYPERNOYAUX	11
1.2.1 Les hypernoyaux	12
1.2.2 Production d'hypernoyaux	13
1.2.3 La désintégration du Λ	15
1.2.4 La durée de vie des hypernoyaux	17
1.3 L'ETAT RESIDUEL DU NOYAU EXCITE	18
1.3.1 Argument en faveur de la fission des hypernoyaux lourds . .	18
1.3.2 Le phénomène de la fission nucléaire	19
2 ANALYSES EXPERIMENTALES	23
2.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	23
2.1.1 Le faisceau d'antiprotons	23
2.1.2 Les systèmes de détection	24
2.2 TECHNIQUES DE DETECTION	26
2.2.1 La cible et la détection des antiprotons	26
2.2.2 La technique de la distance de recul	27
2.2.3 La technique de détection d'électrons	36
2.2.4 Le télescope	42
2.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX	54
2.3.1 Les distributions des rapports de masses	54
2.3.2 L'attachement du Λ	56
3 SIMULATION	61
3.1 SIMULATION I: L'HYPERNOYAU	61
3.1.1 Création de l'hypernoyau et comportement	61
3.1.2 Ingrédients de la simulation	63
3.1.3 Les résultats de la simulation	73
3.2 SIMULATION II: DUREE DE VIE DES HYPERNOYAUX	82

3.2.1	Théorie	82
3.2.2	Simulation du parcours de l'hypernoyau	84
3.2.3	Données expérimentales	85
3.2.4	Ajustement et extraction de la durée de vie	86
3.3	SIMULATION III: DESEXCITATION DU NOYAU	89
3.3.1	Evaporation nucléaire	90
3.3.2	Fission	94
3.3.3	Calcul de la probabilité de fission des noyaux	96
3.3.4	Calcul de la distribution en masse des fragments de fission .	99
3.3.5	Les résultats de la simulation	100
4	RESULTATS, INTERPRETATIONS ET CONCLUSION	107
4.1	LA FISSION	107
4.2	L'ATTACHEMENT DU Λ AUX FRAGMENTS	109
4.3	LES HYPERNOYAUX	112
4.4	CONCLUSION	117
	Bibliographie	119

Liste des Figures

1.1	(a) Le taux(%) de canaux étranges en fonction de B à $P_{lab} = 0$. (b) Le taux(%) de canaux étranges pour $B = 0$ et $B = 1$ en fonction du moment P_{lab} . Figures extraites de [27]	12
1.2	Diagramme des lignes de quarks de la réaction $n(\pi^+, K^+)\Lambda$	13
1.3	Diagramme des lignes de quarks de la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$	14
1.4	Cinématique de la réaction (K, π) à différents angles, figure extraite de la référence [34].	15
1.5	Rediffusion de \bar{K} de $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K \bar{K} \pi$,	15
1.6	Diagramme des quarks pour les désintégrations mésoniques et non mésoniques.	16
1.7	Les résultats des mesures de la durée de vie obtenus par différentes expériences. Voir texte.	17
1.8	L'énergie potentielle en fonction la déformation pour Z^2/A croissant, [41]	20
1.9	Les différentes étapes du processus de fission et l'échelle de temps correspondante, la figure est extraite de la référence [41].	20
1.10	Diagramme schématique de la double barrière de fission, [41]	21
2.1	Le site du CERN et LEAR	23
2.2	Le faisceau de LEAR et PS177, figure extraite de la référence [34]	24
2.3	Les systèmes de détection de PS177	25
2.4	La cible et la méthode de détection des antiprotons. Figure extraite de [34]	27
2.5	La technique de la distance de recul, figure extraite de la référence [34].	28
2.6	La fission prompte, désintégration du Λ en vol.	29
2.7	La fission retardée, désintégration du Λ dans le noyau lourd	30
2.8	Le détecteur PPAC utilisé par l'expérience PS177 en 1988. Figure extraite de la référence [34]	31
2.9	Distribution en position des fragments de fission "trigger singles", (a) PPAC1, (b) PPAC2 (trait plein).	32
2.10	Cf^{252} : (a) Distribution en masse. (b) Distribution en énergie.	34
2.11	Distribution en position des fragments de fission de la cible d'uranium, "trigger coïncidences", (a) avant calibration. (b) après calibration.	34

2.12 Spectres d'Amplitude- Temps de vol fournis par PPAC1 et PPAC2.	35
2.13 Distribution en position des fragments de fission détectés en coïncidence dans: (a) la zone permise, (b) zone interdite-zone permise, des PPACs.	36
2.14 Schéma synoptique du détecteur d'électrons [15]	37
2.15 La galette de microcanaux, [16]	38
2.16 Schéma synoptique de l'électronique pour la simulation, [15]	39
2.17 (a) Spectre d'électrons, [15] (b) Spectre de fragments de fission, [15]	40
2.18 Spectre d'électrons en coïncidence avec les α , [15]	40
2.19 Spectres d'amplitude électronique (a) totale, (b) pour les hypernucleaux, cas de la cible d'uranium.	41
2.20 Distribution en position (a) des hyperfragments, (b) des hypernucleaux lourds	42
2.21 détecteur à barrière de surface, [57]	43
2.22 Spectre Amplitude-Temps du télescope, (a) pour l'uranium, (b) pour le bismuth	45
2.23 Distribution en masse obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	46
2.24 Distribution en énergie en fonction de la masse, obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	47
2.25 Distribution en vitesse en fonction de la masse, obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	47
2.26 Distribution en vitesse des fragments de fission obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	48
2.27 Distribution en masse des fragments de fission pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	49
2.28 Distribution en énergie cinétique totale des fragments de fission pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.	49
2.29 Comparaison des résultats obtenus par PS177 et des résultats obtenus par la formule de Viola.	50
2.30 Distribution en masse des particules légères, (a) uranium, (b) bismuth. 51	
2.31 (a) Rapport en masses des fragments $N_F(R_1)$ pour le cas des hypernucleaux de fission prompte (b) Distribution symétrisée des rapports de masses N_F , dans le cas de la fission prompte normale . .	55
2.32 Distribution symétrisée des rapports de masses N_F en fonction de R_1 dans le cas (a) des hypernucleaux de fission prompte, (b) des hypernucleaux de fission retardée	55
2.33 Variation de la probabilité expérimentale d'attachement de Λ en fonction du rapport de masse R_1 , pour (a) les hypernucleaux de fission prompte, (b) les hypernucleaux de fission retardée.	57
2.34 Dépendance de l'efficacité de détection du rapport de masse R_1 , spectre obtenu par simulation	58

2.35	La probabilité d'attachement en fonction du rapport de masses R_1 . (trait plein): purement expérimentale, (tirets): avec correction d'efficacité	58
3.1	Schéma de l'expérience PS177: simulation. Figure extraite de [34] .	62
3.2	Distribution en position des fragments de fission. La courbe en trait plein est expérimentale, celle en tirets provient de la simulation . .	64
3.3	(a) Angle solide des détecteurs PPACs. Calculs à partir d'une simulation. (b) distribution expérimentale en position des fragments de fission prompte.	65
3.4	Efficacité de détection des fragments de fission prompte. Combinaison des effets d'efficacité d'échappement de la cible et d'efficacité de comptage dans les PPACs	65
3.5	Distribution en position des fragments de fission prompte, (a) effets de perte d'énergie, (b) effet de perte d'énergie et de diffusion multiple.	66
3.6	Distribution en position dans les PPACs. Méthode de détermination de la ligne de séparation entre les zones interdite et permise. Figure extraite de [34]	67
3.7	Distribution en ΔX , (a) pour les hypernoyaux lourds, (b) pour les hyperfragments.	68
3.8	Distributions expérimentales en position dans la zone interdite et permise de la chambre de détection (a) hypernoyaux lourds, (b) hyperfragments.	70
3.9	Distributions expérimentales des angles d'ouverture entre les deux fragments de fission (a) hypernoyaux lourds, (b) hyperfragments. .	71
3.10	Principe de la méthode d'intersection pour la détermination des erreurs sur les paramètres dans le calcul du χ^2	72
3.11	Distribution en moment de recul d'un hypernoyau. Calculs de Cugnon et al. [30].	73
3.12	Distribution (a) en position, (b) angulaire, des fragments de fission prompte en coïncidence dans la région permise. Expérience (trait plein) et simulation (tirets).	74
3.13	$\chi^2_{permise}$, χ^2_{somme} , en fonction de p_{max}	75
3.14	χ^2_{somme} , en fonction de k_{max}	75
3.15	χ^2_{somme} , en fonction de (a) p_0 , (b) k_0 , (c) δk	76
3.16	(a) Distribution du moment de recul de l'hypernoyau, (b) Distribution du moment de déviation du fragment dû à la désintégration du Λ	76
3.17	Vue simplifiée du processus et de la détection	82
3.18	Probabilités de détection du fragment en fonction de la position dans le détecteur pour différents parcours moyens	83
3.19	Distribution en position dans la région interdite des hypernoyaux pour le montage (a) B(trait plein) et U1(tirets), (b) B(trait plein) et U2(tirets), (c) U1(trait plein)-U2(tirets).	85

3.20	Distribution en vitesses des fragments de fissions dans la zone (a) permise, (b) interdite, dans les cas de la détection des hyper- noyaux lourds	86
3.21	Distributions des cosinus des angles des fragments de fission	86
3.22	χ^2_λ en fonction de λ	87
3.23	(a) Distribution du parcours moyen de l'hypernoyau de bismuth (b) Distribution en position des fragments de fission de l'hypernoyau de bismuth dans la zone interdite.	87
3.24	Durée de vie des hypernoyaux de bismuth et d'uranium	88
3.25	Fissilité et Barrière de fission, figures extraites de la référence [18].	95
3.26	Distribution d'énergie d'excitation pour le bismuth.	98
3.27	Distribution de particules éjectées après annihilation d'antiproton dans le modèle INC.[20]	99
3.28	Probabilités de fission expérimentales pour des noyaux lourds, par rapport à la probabilité de fission de l'uranium. Résultats obtenus par PS177 (1986)	100
3.29	Rapports de probabilités de fission par rapport à l'uranium en fonc- tion du temps de relaxation	101
3.30	(a) Rapports des probabilités de fission théoriques sur les proba- bilités expérimentales en fonction de Z^2/A . (b) Calcul du χ^2_{fiss} en fonction de Tr	102
3.31	Distribution en masse des fragments de la fission de l'uranium . . .	104
4.1	Probabilités de fission prompte et retardée de noyaux lourds	108
4.2	Distribution en masse des fragments de fission	109
4.3	L'attachement de la particule Λ en fonction de la masse du fragment de fission. La courbe en trait plein est purement expérimentale, celle en pointillés est corrigée par les effets d'efficacité.	110
4.4	Durées de vie expérimentales	114
4.5	Les résultats de l'expérience sont comparés aux prédictions théoriques	116

Liste des Tables

2.1	Noyau fissionnant, expérience avec les antiprotons	49
2.2	Noyau fissionnant, expérience avec les protons,[1]	50
3.1	L'ensemble de la statistique des données utilisées pour l'analyse et le dépouillement de l'expérience PS177	70
3.2	Degré de fiabilité de l'ajustement selon le choix de e	72
3.3	Les efficacités de détection obtenues par simulation.	77
3.4	Nombre d'évènements dans la cible.	77
3.5	Les efficacités de détection et le nombre d'évènements détectés dans la cible pour l'uranium (b).	78
3.6	Les efficacités de détection et les taux de production	79
3.7	Comparaisons entre les nombres d'hypernoyaux mesurés pour une cible de bismuth et une cible d'uranium	81
3.8	Résultats de l'analyse des différents montages d'uranium et de bismuth	88
3.9	Resumé des informations obtenues par simulation (a) de la fission prompte normale des noyaux d'uranium et de bismuth, (b) de la fission des hypernoyaux d'uranium et de bismuth.	103
3.10	Fission induite par la désintégration du Λ dans la cible d'uranium.	105
3.11	Fission induite par la désintégration du Λ dans la cible de bismuth.	106
4.1	Les efficacités de détection obtenues par simulation pour des cibles de 100 et de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$	113
4.2	Les durées de vie expérimentales les plus récentes	113

INTRODUCTION

Bref historique de la découverte des particules étranges

En 1947, le nombre de particules connues était de 14 et les “rôles” qui leurs étaient assignés dans le monde de la physique était apparemment claire: l'électron et les nucléons construisent l'atome, le photon transporte les forces électromagnétiques et le pion les forces nucléaires fortes. Les neutrinos sont nécessaires au maintien des lois de conservation dans certains processus de désintégration, comme la désintégration β . L'existence des anti-particules a été interprétée comme étant le résultat de la symétrie naturelle de base, prédite par l'équation de Dirac.

En 1947, d'étranges traces de particules cosmiques ont été observées dans des chambres à brouillard. Après de considérables efforts de recherches pendant 10 ans, ces traces ont été interprétées et le nombre de particules élémentaires a plus que doublé. De nouvelles lois de conservation ont été découvertes et la classification des particules en plusieurs familles a été établie. Les chambres à bulles ont été inventées en 1952 et ont remplacées les chambres à brouillard. Ce qui permit une recherche plus efficace de nouvelles particules.

Les traces, trouvées dans les photographies provenant des chambres à brouillard et des émulsions, permirent de mettre à jour la désintégration de particules neutres possédant une masse d'environ 500 MeV ainsi que des particules ayant des masses doubles de celle-ci. Puis, des traces de particules positives et négatives possédant des masses similaires ont été aussi découvertes. La première allusion à l'existence de particules étranges était l'observation de la trace en “V” sur des plaques photographiques. Le Λ^0 est responsable de certaines traces en “V” découvertes sur les photographies des rayons cosmiques dans les années 1940 (le reste étant produit par les kaons) et ainsi, ce fut le premier hyperon découvert.

En 1952, l'accélérateur “Cosmotron” a été inauguré au Laboratoire National de Brookhaven dans l'état de New York. Cet accélérateur était capable d'accélérer des protons d'énergie autour du GeV et de produire ainsi, une variété de nouvelles particules ayant des énergies prédéterminées et des directions désirées, facilitant l'analyse de leurs propriétés. Il fut alors évident que ces nouvelles particules pouvaient être divisées en deux familles. Le premier groupe consiste en 5 particules possédant une masse de 500 MeV, similaires aux pions (spin zero et affectées par

la force nucléaire forte), considérées plus tard comme faisant partie de la famille des mesons. Dans le second groupe, les particules possèdent un spin $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$ et des masses plus grandes que celles des nucléons; ces derniers sont en fait le produit de leurs désintégrations. Ces particules ont été nommées des "hyperons". Le groupe des hyperons consiste en 7 particules, c.a.d Λ^0 , $\Sigma^{+,0,-}$, $\Xi^{0,-}$, Ω^- et leurs anti-particules. La plupart de ces particules se désintègrent après environ 10^{-10} à 10^{-8} secondes de leur formation.

Il est intéressant de savoir que lorsque les kaons et les hyperons avaient été découverts, on leur avait donné le nom de "particules étranges", car ils ne s'ajustaient pas à l'image fixe du monde que les physiciens avaient construits et aussi à cause du fait que leur étude a révélé d'innombrables puzzles. Par exemple, dans une expérience utilisant des accélérateurs, il a été découvert que ces particules étaient toujours produites par paire dans des réactions de collisions proton-proton ou pion-proton. Ceci a suscité l'idée que leur formation était affectée par une loi de conservation inconnue, comme la loi de conservation de la charge révélée par la formation d'une paire électron-positron à partir du photon. Une autre cause d'étonnement était relative à leur durée de vie: selon la théorie, ces particules devraient se désintégrer plus rapidement (10^{-23} sec) qu'elles ne le font en réalité (observation expérimentale).

Pourquoi étudier de nouvelles particules?

Les biologistes qui ont étudié le royaume animal ou végétal, ont utilisé une méthode de classification qui a mis à jour des centaines de milliers de spécimens en plusieurs groupes, classes et familles, selon des critères généraux adoptés. Si Carl Von Linné n'avait pas apporté de lumière à ce système de classification au 18^{ème} siècle, Darwin n'aurait pas été capable de concevoir la théorie de l'évolution des espèces et les biologistes auraient rencontré maintes difficultés dans leurs recherches et dans la communication de leurs résultats à leurs collègues.

Etant donné que le nombre de variétés de particules que l'on compte présentement est fantastique, l'image générale risque de devenir critique pour la personne qui voudrait faire connaissance avec le monde de la physique des particules élémentaires. Les physiciens qui ont commencé à découvrir particule après particule ont ressenti, sans nul doute, le même problème. Un système de classification apparaît donc essentiel dans la physique des particules. Lorsqu'on trie les particules en plusieurs catégories, l'image générale est plus claire et les lois de la physique qui règnent sur la jungle des particules deviennent aussi de plus en plus apparentes.

La classification des particules élémentaires est basée sur plusieurs critères, entre autres le type de force qui affecte la particule (gravité, électromagnétique, faible ou forte) et la loi de conservation qui la régit (énergie et masse, moment linéaire, moment angulaire et charge électrique, ...). Dans la physique classique, la force est définie comme capable d'affecter le mouvement d'un corps ou sa déformation. Dans la physique des particules, la force est la cause de tout changement, réaction,

création et désintégration.

Lorsque en 1872, Dimitri Mendeleev proposa en premier, sa table périodique des éléments, il ne pouvait pas prévoir la révolution qu'il provoquerait dans la physique et la chimie. Il a permis de mettre de la lumière sur la structure interne de l'atome. Il en est de même avec les particules élémentaires. Leur système de classification est basé essentiellement sur la valeur de leur spin et leur susceptibilité à la force nucléaire forte. Ainsi, on distingue les bosons (spin entier: 0, 1, 2, etc... en unités de \hbar) et les fermions (spin demi-entier: $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, etc...). La plus grande différence entre ces deux particules est ce qu'on appelle "principe d'exclusion de Pauli". Ce principe exprime le fait que des fermions identiques ne peuvent occuper le même état d'énergie. Les électrons et les nucléons qui forment l'atome, sont des fermions (les hyperons aussi). Le principe de Pauli ne s'applique pas aux bosons (photons de spin 1 ou pions de spin 0), ils peuvent occuper tous les états qu'ils veulent en nombre illimité. Les fermions sont sujets à des restrictions de lois de conservation, qui ne leur permettent pas dans certains cas d'être créés ou de disparaître sans la création ou la disparition simultanée d'un autre fermion (par exemple son anti-particule). En général, les fermions sont les particules qui construisent la matière alors que les bosons sont les particules qui véhiculent les forces fondamentales. Néanmoins, ce critère de distinction entre les fermions et les bosons n'est pas suffisant. La sensibilité des particules envers la force nucléaire forte est un second critère nécessaire. Ce dernier, va classer les particules en quatre classes: les leptons (électrons, muons, neutrinos,...), les bosons intermédiaires (photons, W^\pm , Z^0 ,...), les mesons (pions, kaons,...) et les baryons (nucléons, hyperons,...). Le présent statut de classification des particules a permis de déduire les nombreuses lois de conservation de la physique. La connaissance des lois de la nature pourra alors ainsi montrer comment le monde est régi.

Dans les années 1960 et 1970, la liste des nouvelles particules avait apporté aux physiciens un champ riche d'investigations pour plusieurs années, cependant l'impossibilité d'expliquer la relation entre les variétés de particules a montré l'absence d'une théorie pour expliquer la nature sub-atomique des particules. La classification des particules en quatre familles n'était pas un moyen de remettre de l'ordre dans le chaos, étant donné que deux familles-mesons et baryons- avaient fourni des dizaines et des dizaines de nouvelles particules dans leur famille. Une théorie pour expliquer l'existence et les propriétés de toutes les particules était extrêmement nécessaire. Ainsi, plusieurs modèles furent proposés. La sortie de la confusion est survenue dès lors que l'on a considéré que les hadrons (baryons et mesons) étaient constitués d'un petit nombre de particules fondamentales. C'est en 1962 que Ne'eman et Haim Goldberg-Ophir, proposèrent un modèle où chaque baryon était composé de trois structures fondamentales, ayant chacune un nombre baryonique $\frac{1}{3}$. En 1964, Gell-Mann et Zweig ont explicité ce modèle. D'après leur modèle, tous les hadrons étaient constitués de trois particules fondamentales (et leurs trois anti-particules), appelées "quarks". Gell-Man les désigne par "u", "d", et "s". Les quarks "u" et "d" étant "up" et "down" pour désigner la direction

de l'isospin et "s" pour "strange" qui est l'étrangeté. Ainsi, chaque meson était constitué d'une paire de quark et anti-quark, les baryons de trois quarks et les anti-baryons de trois anti-quarks. Le modèle des quarks explique plusieurs faits qui ont été très longtemps considérés comme mystérieux.

Le but de ce long historique de la classification des particules est de montrer l'utilité de la faire ainsi que les conséquences de la connaissance de la plus petite entité de la matière afin d'expliquer les théories de l'univers. Nous nous intéresserons en particulier à un type de particules, les hyperons.

Hyperons et hypernux

L'étrangeté, tout comme le nombre bayonique, est une sorte de "charge" définie afin d'expliquer la loi de conservation découverte grâce aux données expérimentales. Quand les physiciens ont commencé à étudier les kaons et les hyperons, ils trouvèrent que la probabilité de leur création après une collision entre protons d'énergie suffisante, était très grande. Les calculs ont montré qu'une interaction de 10^{-22} sec entre les deux protons, est suffisante pour produire les hyperons par exemple, ce qui indique que c'est une interaction forte. La désintégration de ces particules par contre, se produit après environ 10^{-10} sec, ce qui est une évidence de l'interaction faible. Ainsi, lorsque les particules étranges sont formées à partir d'une interaction forte, collision entre deux protons ou entre un proton et un meson (π), l'étrangeté totale du produit de la réaction doit être conservée, et donc être égale à zéro car l'étrangeté des particules initiales (protons ou mesons) est zéro. Pour cette raison, les particules étranges sont créées par groupe de deux ou plus. Soit donc S l'étrangeté et la réaction suivante pour illustrer le phénomène :

$$\pi_{S=0}^- + p_{S=0} \rightarrow \Lambda_{S=-1}^0 + K_{S=+1}^0$$

L'étrangeté du Λ a été prise arbitrairement égale à -1 initialement, afin de fixer l'étrangeté des autres particules. Quand la particule étrange est créée, elle ne peut pas se désintégrer par interaction forte ou électromagnétique, car ceci violerait la loi de conservation de l'étrangeté. Elle peut par contre se désintégrer par interaction faible, celle-ci ne conservant pas la loi de conservation de l'étrangeté:

$$\Lambda_{S=-1}^0 \longrightarrow p_{S=0} + \pi_{S=0}^-$$

On explique donc la durée de vie longue (10^{-10} sec) des hyperons par leur désintégration faible.

Dans la physique nucléaire, la question de la relation entre la structure interne des nucléons et les forces ne peut être résolue à cause du principe de Pauli. Les interactions nucléaires qui conservent l'isospin ne peuvent distinguer entre le proton et le neutron par exemple. Afin de pallier ce problème, c.a.d. tester la dépendance des forces nucléaires en fonction de la structure interne, on se doit d'utiliser des particules de différentes structures. Les hyperons, par exemple, peuvent avoir un

ou plusieurs quarks étranges “s” qui remplacent les quarks légers u et d. Ce qui forme alors un baryon avec suffisamment de configurations différentes pour pouvoir tester la relation entre les forces nucléaires et la structure interne du noyau.

Ainsi, remplacer un nucléon (proton ou neutron) d’un noyau par un hyperon par exemple, c’est créer un hypernoyau. Celui-ci donne l’avantage de pouvoir suivre l’évolution du noyau dans une quelconque réaction, l’hyperon jouant le rôle de “marqueur”. Il est évident aussi, que l’interaction d’un hyperon avec des nucléons offre l’unique possibilité d’étudier les forces nucléaires dans le contexte du modèle de la structure en quarks. La désintégration non-mésonique de l’hyperon Λ , $\Lambda + N \rightarrow N + N$ est dominante, surtout pour les noyaux lourds. Les raisons pour lesquelles le taux de désintégration mésonique $\Lambda \rightarrow N + \pi$, diminue avec la masse du noyau, est due au fait que l’augmentation de l’énergie de liaison de la particule Λ avec la masse, restreint l’espace de phase du nucléon sortant et aussi parce que peu d’états restent disponibles au nucléon de recul dans le noyau lourd, à cause du principe de Pauli. Le taux de désintégration non-mésonique est ainsi favorisé par l’augmentation de la densité nucléaire, augmentant les chances de recouvrement de la fonction d’onde du nucléon avec celle du Λ .

Les systèmes de désintégration faible tels que $n + p \rightarrow p + p$ sont interdits à cause de la conservation de la charge, alors que des systèmes tels que $\Lambda + N \rightarrow N + N$ ne le sont pas. On a donc une chance unique d’étudier les interactions faibles de courte portée dans la matière nucléaire ainsi que de sonder les systèmes multi-quarks, grâce aux interactions ΛN . Une étude systématique de l’interaction entre l’hyperon et un noyau pourrait nous apprendre dans quelle proportion le couplage entre le confinement des quarks et la force nucléaire de longue portée résulterait du mécanisme. Avec abondamment de données sur l’hyperon, ainsi que sur l’hypernoyau et les interactions hyperon-noyau, on espère pouvoir expliquer les mystères des interactions nucléaires.

Les hypernoyaux et les antiprotons

La propriété très particulière de l’anti-matière, spécialement les anti-nucléons, offre des possibilités avantageuses pour étudier les différents phénomènes nucléaires, entre autres, le processus de l’excitation de la matière nucléaire. Ainsi, l’annihilation des antiprotons de basse énergie sur un noyau, se produit en général avec un proton ou un neutron à la surface du noyau. Cette réaction en fait, favorise considérablement la production d’étrangeté. L’annihilation d’antiprotons sur un noyau permet aussi d’étudier le mécanisme d’annihilation sur plusieurs nucléons. Il y a dans ce mécanisme, plusieurs possibilités de produire de l’étrangeté, selon que l’annihilation s’est faite sur un ou plusieurs nucléons. Les produits de réaction résultent via une ou plusieurs étapes.

L’annihilation $\bar{p}N$ crée de l’énergie. Le noyau ainsi excité doit dissiper son surplus d’énergie. Le noyau d’uranium a une grande probabilité de fissionner, ce qui nous apprend beaucoup de choses sur la dynamique de la fission. La désintégration

de l'hyperon à l'intérieur d'un noyau, fournit de l'énergie supplémentaire au système nucléaire, ce qui permet au noyau de fissionner, s'il ne l'a pas déjà fait. La fissilité du bismuth étant beaucoup moins importante que celle de l'uranium, elle dévoile plus explicitement le phénomène de la fission retardée provoquée par la désintégration du Λ . Ceci va nous permettre d'étudier la durée de vie de l'hypernoyau.

Réunir l'étude de la physique des antiprotons de basse énergie et la physique de l'étrangeté est un moyen d'étudier une physique plus exotique et d'ailleurs plus riche. Riche dans le sens où les mécanismes impliqués dans cette physique sont du ressort de la physique des particules et de la physique nucléaire. L'aspect séducteur de cette physique n'en réserve pas moins des surprises. On verra d'ailleurs que des mécanismes liés à l'énergie de liaison de l'hyperon dans le noyau ainsi qu'à sa durée de vie semblent bien mystérieux.

Le contenu de la thèse

Cette thèse est basée sur le travail d'analyse de l'expérience PS177 du CERN. PS177 étudie les produits de la réaction d'antiprotons au repos sur des cibles d'uranium et de bismuth. Elle s'intéresse essentiellement à la physique des hypernoyaux lourds et son but principal est la détermination de leur durée de vie.

Le premier chapitre est une description de la physique impliquée dans l'expérience. On donnera un aperçu de l'annihilation des antiprotons et ses conséquences sur la production d'étrangeté et plus particulièrement de l'hyperon Λ . On s'intéressera aussi à l'étape de désexcitation de l'hypernoyau, par voie de fission. Ce chapitre ne peut être considéré comme un travail fait personnellement par l'auteur de cette thèse, mais comme une recherche bibliographique. Il a été inclus afin de donner au lecteur les éléments nécessaires à la compréhension de la physique étudiée.

Le deuxième chapitre donne les détails de l'appareillage et des systèmes de détection de PS177. Il développe les performances de chaque système de détection et son utilité par rapport à chaque particule étudiée. En particulier, la détection des fragments de fission et la distinction des hypernoyaux issus de deux modes de fission différents sont développées. La sélection des événements expérimentaux est discutée et la méthode d'analyse est présentée. On exposera aussi quelques résultats expérimentaux, entre autres, l'attachement préférentiel de l'hyperon Λ à la masse de l'un des deux fragments de fission produits lors de la désexcitation de l'hypernoyau.

Le troisième chapitre est destiné à la simulation de l'expérience. D'abord une simulation de la réaction de base, c.a.d. l'annihilation d'antiprotons et la production de l'hypernoyau. Elle nous renseignera sur l'efficacité de détection des hypernoyaux d'uranium et de bismuth ainsi que sur leur moment de recul et le moment de désintégration de l'hyperon dans le noyau. En rassemblant les informations issues de l'expérience et de cette simulation, on est capable d'extraire des

résultats concernant le taux de production des hypernoyaux. On utilise aussi une simulation simple de la désintégration de l'hypernoyau, afin de rendre compte de sa durée de vie. La troisième et dernière simulation concerne le phénomène de désexcitation du noyau lourd, évaporation nucléaire et fission. Elle nous renseignera en particulier sur la probabilité de fission de l'uranium et du bismuth. Les résultats de la simulation seront fixés à partir du moment où ils auront rendu compte au mieux des résultats expérimentaux. La qualité des ajustements de ces résultats est jugée par la valeur d'un χ^2 , obtenu par calcul de moindre carré.

Le quatrième et dernier chapitre résume la situation des récents résultats obtenus par l'analyse de l'expérience PS177. On en déduit une conclusion au sujet de la qualité de ces résultats et par conséquent de la valeur des nouvelles connaissances extraites de celles-ci.

Chapitre 1

ANTIPROTONS. HYPERNOYAUX. FISSION

1.1 L'ANNIHILATION D'ANTIPROTON

Le point de vue classique du processus d'annihilation de l'antiproton sur un noyau, consiste à dire que l'annihilation se fait, à la surface, sur un nucléon célibataire. L'annihilation va donner naissance à quelques pions qui vont diffuser à travers la cible. L'antiproton voit le noyau comme un disque noir, et le principal effet après l'annihilation est la création d'énergie, principalement d'excitation du noyau.

Cependant, les récentes données expérimentales sont moins consistantes avec ce point de vue conservatif. Plusieurs d'entre-elles, entre autres, l'annihilation sur deux nucléons ou plus, montrent que le processus est bien plus complexe.

1.1.1 L'annihilation sur un nucléon

L'image classique de l'annihilation de l'antiproton au repos sur un noyau est décrite par un schéma dynamique à trois étapes:

- (a) L'antiproton s'annihile sur un nucléon célibataire, libérant un certain nombre de pions (environ 5) à la surface du noyau [38];
- (b) Environ la moitié des pions produits lors de l'annihilation au repos, ayant une énergie comprise entre 100 et 300 MeV, pénètrent dans le noyau et provoquent une cascade d'interactions avec quelques nucléons. Ces derniers se transforment en particules Δ et vont diffuser, se désintégrer ou disparaître par collision avec les nucléons ou par diffusion πN et NN . En moyenne, 0.5 à 1 pion est absorbé. L'énergie est alors transférée du système de pions aux nucléons;
- (c) Après ces processus rapides, le noyau va dissiper l'énergie résiduelle, plus lentement, par évaporation et ou par fission.

L'annihilation de l'antiproton sur le noyau est décrite par le modèle de la cascade intranucléaire INC [21]. Ce modèle a été utilisé par plusieurs groupes [17] reproduisant assez bien les données expérimentales, comme par exemple [4] les

sections efficaces des pions, la distribution de leur multiplicité pour l'annihilation en vol, le spectre des neutrons et la distribution en masse résiduelle après l'annihilation au repos.

Les 2 GeV créés par l'annihilation ne sont pas utilisés entièrement pour exciter le système nucléaire. Quelques uns des pions primaires, issus de l'annihilation, peuvent s'échapper du noyau car l'annihilation se fait en surface. Selon des estimations [34], 93% des annihilations se produisent dans la région où la densité nucléaire est inférieure à 75% de sa valeur moyenne. Une grande fraction de pions interagissants s'échappent aussi du noyau car l'interaction $N\pi$ est forte mais reste élastique à faible énergie.

Tous ces effets, réduisent substantiellement l'énergie transférée du système multipions au système baryonique. En général, l'énergie transférée est d'environ 500 MeV pour l'annihilation au repos et de 800 MeV pour l'annihilation en vol dans le régime de la machine LEAR du CERN. Ceci suggère que l'interaction pionique produit des particules éjectiles plus ou moins indépendamment les unes des autres. Ce schéma est souvent nommé un clan [22]. Le nombre de particules éjectées durant le processus d'annihilation ainsi que le nombre de participants, c.a.d. les nucléons impliqués dans la cascade, sont très petits. Ces derniers peuvent aussi être éjectés. Il est important de souligner que la multiplicité des particules chargées montre un comportement typique de la structure de clan, décrite par la loi binômiale négative, voir Fig 3.27, [23] au chapitre 3.

De plus amples informations au sujet du comportement de ces particules chargées éjectées après l'annihilation sont données au chapitre 3.

Un deuxième type de mesons légers, les kaons d'étrangeté $S=+1$, peut être produit avec une probabilité de 7% à chaque annihilation au repos.

1.1.2 L'annihilation sur plus d'un nucléon

La possibilité d'annihiler un antiproton sur deux nucléons ou plus d'un noyau atomique, suggérée il y a déjà assez longtemps [62], a reçu de plus en plus d'attention ces dernières années. Surtout depuis que de nouvelles données expérimentales semblent justifier on ne peut mieux ce phénomène qui est d'ailleurs assez complexe.

On peut imaginer par exemple que l'arrangement de base des quarks dure un peu plus longtemps. Par conséquent, le système d'annihilation peut évoluer, un autre nucléon (ou plus) peut alors participer au processus d'annihilation. La fréquence de cet événement "rare" a été estimée par de simples considérations géométriques à environ 10 à 20 % pour l'annihilation en vol [24]. De plus, il est possible de détecter facilement ces événements. L'indication plus prometteuse que celle de l'observation directe du processus à 2 corps comme $\bar{p} + d \longrightarrow p + \pi^-$, semble être la mise en évidence de la production d'étrangeté [25].

Cette dernière suggestion est basée sur un modèle purement statistique de la désintégration du système à l'annihilation. Le couple de paramètres qui s'ajuste au système $\bar{N}N$ [25,26] est utilisé alors pour faire des prédictions sur le système

$\bar{N}NN$ ($B \geq 1$). La production totale d'étrangeté est ici plus que le double de celle du système $B=0$ [27].

1.2 ETRANGETE. HYPERNOYAUX

La réaction élémentaire $\bar{p}N$ au repos, produit dans 7% des cas seulement de l'étrangeté sous forme de mesons K de masse environ 495 MeV. Pour des cibles comme C, Ti, Ta, Pb [19] et Ne [5], le taux de production de Λ est d'environ 2%.

D'après la réaction $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, on peut penser qu'on ne peut en aucun cas produire d'hyperons avec des antiprotons au repos car le seuil de production est d'environ 1435 MeV/c. Pour expliquer ceci, on suppose que la production du Λ est due essentiellement à la rediffusion du \bar{K} produit lors de l'annihilation sur un nucléon. On peut schématiser ce processus par

$$\bar{p}p \rightarrow K\bar{K} \text{ et } \bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi .$$

L'autre mécanisme produisant de l'étrangeté, est l'annihilation sur deux ou plusieurs nucléons. Dans ce modèle, la rencontre de l'antiproton et du nucléon crée une boule de feu, de nombre baryonique $B = 0$ et de temps de vie court. Cet objet peut faire des collisions avec d'autres nucléons avant de se désintégrer, il formera alors un système $B \geq 1$. Les calculs montrent que la désintégration du système $B = 1$ mène à une augmentation des canaux favorables à la production de l'étrangeté [27]. Ceci est schématisé par la réaction suivante :

$$\bar{p}NN \rightarrow K^*KN \rightarrow \pi Y \quad Y \text{ étant l'hypernoyau .}$$

Les calculs de Cugnon et Vandermeulen [28], en accord avec ceux de Rafelski [66], prédisent que :

- 11.5 % des événements où $B=1$ (annihilation $\bar{N}NN$) produisent de l'étrangeté, comparé à 5 % dans le cas $B=0$ (annihilation $\bar{N}N$).
- Parmi les 11.5 %, 8 % sont des hyperons qui ne peuvent être produits par l'annihilation au repos $\bar{N}N$. Ceci est indiqué par le fait que le rapport K^+/π passe de quelques pourcents pour $B=0$ à environ 15 % pour $B=1$.

En particulier, du fait que le seuil de production de $\Lambda\bar{K}$ pour $B > 0$ est plus facilement atteint que pour $K\bar{K}$ pour $B = 0$, la dépendance de la production d'étrangeté en B est peu significative à partir du moment où $B > 1$, voir Fig. 1.1a. Pour des réactions en vol, l'étrangeté augmente plus vite pour $B = 1$ que pour $B = 0$ à partir du repos jusqu'à quelques GeV/c, voir Fig. 1.1b. Les figures ont été tirées de la référence [27]. En définitive, on peut dire que, quelque soit le mécanisme de production du Λ , l'étrangeté est clairement présente dans l'annihilation d'antiprotons au repos.

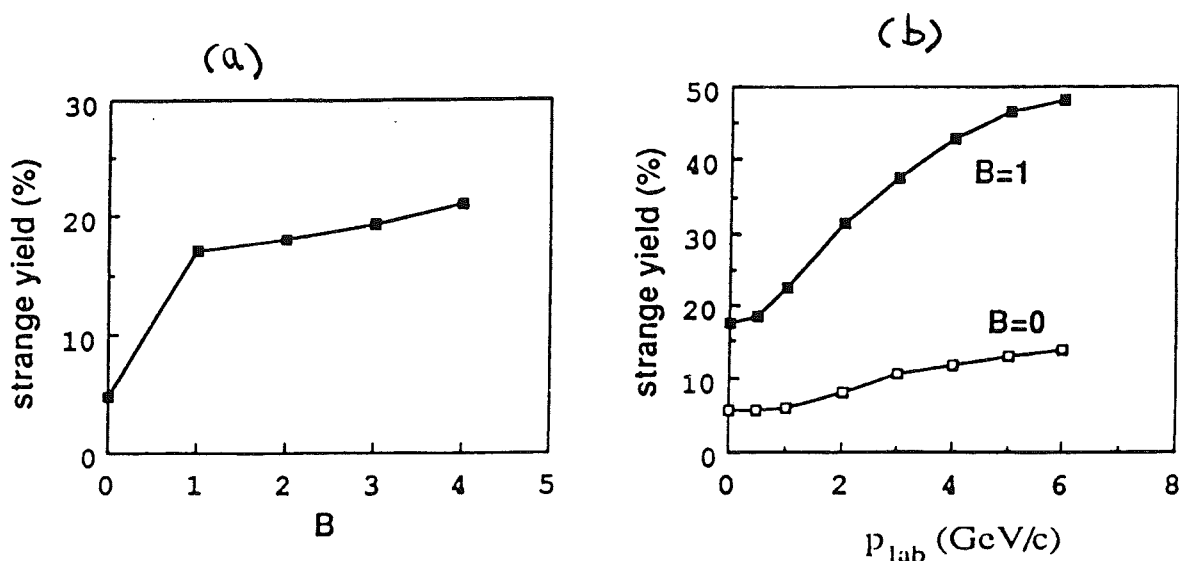


Figure 1.1: (a) Le taux(%) de canaux étranges en fonction de B à $P_{lab} = 0$. (b) Le taux(%) de canaux étranges pour $B = 0$ et $B = 1$ en fonction du moment P_{lab} . Figures extraites de [27]

1.2.1 Les hypernoyaux

Un hypernoyau est un noyau atomique où un ou plusieurs nucléons ont été remplacés par autant d'hyperons.

C'est en 1953 que, pour la première fois, on identifiait la désintégration des hypernoyaux par les émulsions nucléaires [31]. Cette observation arriva juste après la découverte des particules étranges dans les chambres à bulle [68], et fut alors une preuve évidente de la conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes.

Le plus léger des hyperons, de masse 1115.6 MeV, est la particule neutre Λ . Son spin-parité est $J^\pi = \frac{1}{2}^+$, son isospin $I = 0$ et son étrangeté $S = -1$. La durée de vie d'une particule Λ dans l'état fondamental du noyau, fut trouvée de même ordre que pour la particule libre Λ , ce qui veut dire que la particule Λ se désintègre aussi dans le noyau par l'interaction faible.

Les particules étranges telles que Σ , Ξ et Ω dans l'état fondamental du noyau, se désintègrent en Λ par l'interaction forte. Les états des hypernoyaux Σ , Ξ et Ω sont trop larges pour être observés expérimentalement. Néanmoins, l'hypernoyau Σ , avec un état étroit dans la réaction (K^-, π^-) , a été observé [7].

L'hypernoyau Λ considéré longtemps comme une curiosité de la physique nucléaire a donné la possibilité d'étudier le noyau en profondeur. De plus, les interactions Σ - noyau et peut-être aussi $\Xi(\Omega)$ - noyau, ouvrent de nouvelles perspectives pour la physique nucléaire. Ceci représente une chance d'étudier les forces nucléaires dans le contexte de la structure interne des particules en interaction [63].

Les quarks légers sont les constituants des nucléons. Ils sont confinés dans un volume de rayon plus petit que 1 fm. Les forces nucléaires sont en fait un artefact du confinement. La portée des forces nucléaires se comprend en termes de structure de quarks du nucléon.

Dans la physique nucléaire avec les protons et les neutrons et peut-être aussi

les pions, la question de la relation entre les structures internes du nucléon et les forces nucléaires est ambiguë. La raison est simple si on sait que le proton et le neutron ont la même structure interne. En changeant un quark "up" d'un proton en un quark "down", on obtient un neutron. Cependant, les interactions nucléaires conservant l'isospin, ne peuvent distinguer les deux. Ainsi, afin de pouvoir tester expérimentalement et sans ambiguïté la dépendance des forces nucléaires avec la structure interne, on se doit d'employer des particules de différentes structures. Les hyperons avec un, deux ou même trois quarks légers remplacés par des quarks étranges, sont des baryons avec suffisamment de quarks différents pour que des tests puissent être faits [64].

1.2.2 Production d'hypernoyaux

Actuellement, on dénombre trois voies de production d'hypernoyaux : les productions associées où l'on crée une paire de particules avec des nombres étranges opposés [70,59] telles que $n(\pi^+, K^+)\Lambda$, $N(\gamma, K^+)Y$, $p(p, p'K^+)\Lambda$ et $p(\bar{p}, \bar{\Lambda})\Lambda$, l'échange d'étrangeté [59] tel que $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ et l'annihilation sur deux nucléons, voir page 10.

a. Processus K^+ photoproduction

Processus élémentaire	Seuil de production
$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$	911 MeV
$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$	1046 MeV
$\gamma + n \rightarrow K^+ + \Sigma^-$	1052 MeV

Processus dans le noyau	Seuil de production
$\gamma + A_Z^N \rightarrow K^+ + A_{Z-1}^{N-1}\Lambda$	720 MeV
$\gamma + A_Z^N \rightarrow K^+ + A_{Z-1}^{N-1}\Sigma^0$	800 MeV
$\gamma + A_Z^N \rightarrow K^+ + A_{Z-1}^{N-1}\Sigma^-$	~ 805 MeV

b. Processus $(\pi^+, K^+)\Lambda$

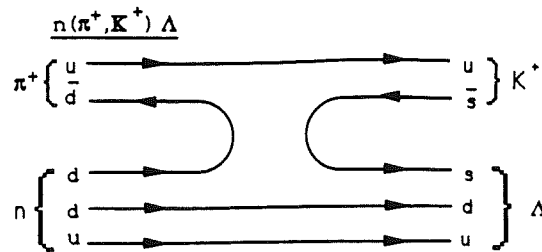
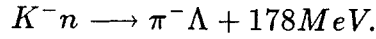


Figure 1.2: Diagramme des lignes de quarks de la réaction $n(\pi^+, K^+)\Lambda$

c. L'échange d'étrangeté (K^- , π^-)

La réaction élémentaire est illustrée par l'équation suivante [59, p.130c], voir aussi le diagramme des lignes de quarks Fig 1.3 :



Le processus exothermique de cette réaction possède des propriétés cinématiques très intéressantes. En effet, si on détecte le π^- sortant à 0° dans le laboratoire, il existe alors un moment incident du K^- "magique" pour lequel le Λ est produit sans recul, $|\vec{p}_\Lambda| = 0$. Ceci est obtenu pour un moment incident de 530 MeV/c [34].

Cependant, pour des moments incidents autour de cette valeur magique et pour des angles de détection de π^- plus grands que 0° , le moment de recul du Λ demeure lui, négligeable. Voir Fig 1.4, [34].

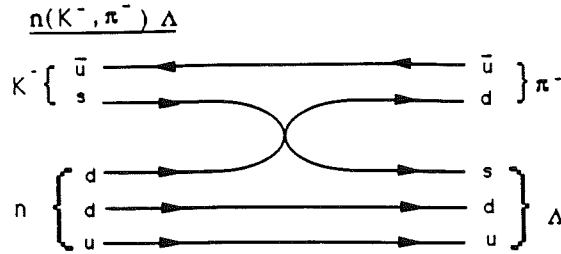


Figure 1.3: Diagramme des lignes de quarks de la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$

Pour produire une paire de quarks étranges massifs, il faut une énergie considérable. Ainsi, la caractéristique commune à toutes les réactions de production associée d'hyperons est leur endothermicité. Par exemple, la réaction $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ a un bilan de réaction plus négatif d'environ 655 MeV que la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$. Ceci nous amène à un moment de transfert grand (> 300 MeV/c) pour la réaction (π^+, K^+) . En contraste, la réaction en vol d'échange d'étrangeté (K^-, π^-), obtenue dans un faisceau de kaons, a un moment de transfert relativement petit, c.a.d. (< 100 MeV/c). Il faudra signaler néanmoins, que la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ avec un faisceau de kaons au repos possède un moment de transfert très comparable à celui de la réaction $n(\pi^+, K^+)\Lambda$. On en déduit, que le grand moment de transfert de la réaction de production associée, implique que l'hypernoyau atteint des états de hauts spins alors que pour la réaction d'échange d'étrangeté, il reste dans des états excités de spins relativement bas et à des angles de réaction petits [59].

L'expérience PS177 s'intéresse à des mécanismes de production d'hypernoyaux plus exotiques. A partir d'annihilation d'antiprotons, on peut produire des kaons et des hypernoyaux. Les processus qui peuvent contribuer à la formation d'hypernoyaux à partir de l'annihilation d'antiprotons sont :

1. Les interactions secondaires de kaons produits à l'annihilation, dans 7% des cas, puis échange d'étrangeté.

2. La production de pions à l'annihilation, par exemple $\bar{p}p \longrightarrow K\bar{K} + n\pi$ est assez considérable. Les réactions (π, K) pourraient aussi contribuer largement si le seuil de production de Λ n'était pas aussi grand (~ 800 MeV). L'annihilation des

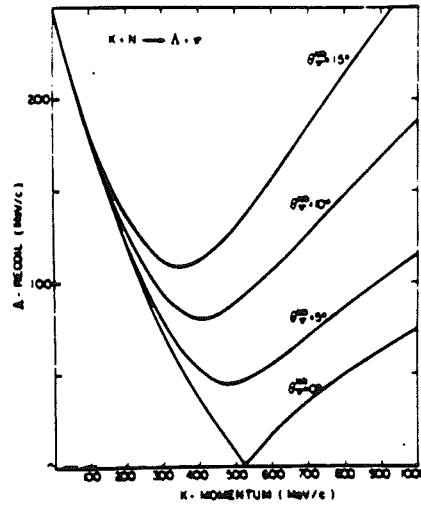


Figure 1.4: Cinématique de la réaction (K, π) à différents angles, figure extraite de la référence [34].

antiprotons au repos ne peut en aucun cas fournir autant d'énergie pour produire le Λ . Cette contribution est alors à éliminer.

3. L'annihilation sur deux ou plusieurs nucléons, peut favoriser l'attachement direct des hypernoyaux car le seuil de production est plus facilement atteint que pour l'annihilation sur un nucléon : $\bar{p}NN \rightarrow \Lambda \bar{K}$. Voir le diagramme des lignes de quarks, Fig. 1.5 de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \Lambda X$.

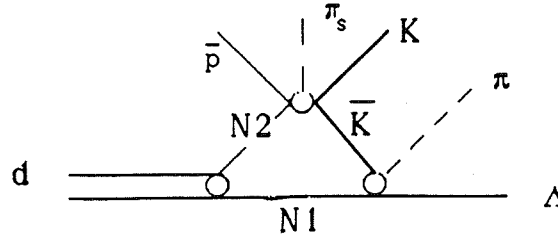


Figure 1.5: Rediffusion de \bar{K} de $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K \bar{K} \pi_s$.

1.2.3 La désintégration du Λ

Les désintégrations mésoniques et non-mésoniques des hypernoyaux, voir Fig. 1.6, nous fournissent des informations utiles au sujet de l'interaction faible dans le noyau. Elles ont des caractéristiques propres basées sur les processus de désintégration ($Z_\Lambda^A \rightarrow Z^{A'}$) suivants :

mésonique

non-mésonique

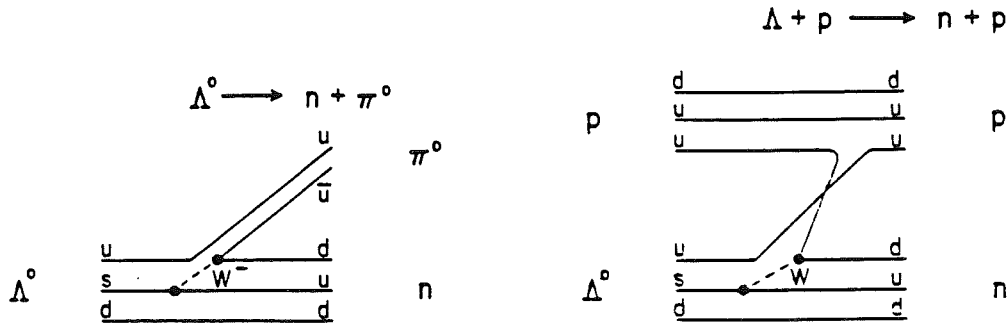


Figure 1.6: Diagramme des quarks pour les désintégrations mésoniques et non mésoniques.

mesonique :

$$\Lambda \longrightarrow p + \pi^- + 38 \text{ MeV} - B_\Lambda + B_{p'}$$

$$\Lambda \longrightarrow n + \pi^0 + 41 \text{ MeV} - B_\Lambda + B_{n'}$$

non-mesonique :

$$\Lambda + p \longrightarrow n + p + 176 \text{ MeV} - B_\Lambda + B_p$$

$$\Lambda + n \longrightarrow n + n + 176 \text{ MeV} - B_\Lambda + B_n$$

B_p et B_n sont respectivement les énergies de liaison des protons et neutrons initiaux, alors que $B_{p'}$ et $B_{n'}$ sont celles des particules sortantes.

La désintégration non-mésonique est dominante la plupart du temps, excepté pour les noyaux très légers [34, p.14] et [48, p.160]. En effet, le mode de désintégration dans l'espace libre, $\Lambda \rightarrow N + \pi$, peut être supprimé à l'intérieur de l'hypernoyau à cause de l'effet du "blocking" de Pauli sur le nucléon sortant. Le Λ qui se désintègre au repos, fournit seulement 5.7(5.4) MeV au neutron(proton) avec un moment correspondant à 104(100) MeV/c. L'énergie fournie au nucléon est trop petite par rapport à l'énergie de liaison typique du Λ dans son état fondamental, le nucléon va donc rester au fond du puits. Ainsi, étant donné que le noyau a un moment de fermi k_F de valeur autour de 270 MeV/c, les états des nucléons de moment 100 MeV/c vont être occupés et la désintégration va être fortement interdite [33].

En général, le but des expérimentateurs est de :

1. mesurer le spectre d'énergie d'excitation avec ou sans produit de désintégration.
2. mesurer la durée de vie des hypernoyaux.
3. détecter les protons et neutrons à partir des désintégrations non-mésoniques et les pions chargés à partir des désintégrations mésoniques, dans le but de calculer le taux partiel de désintégration.

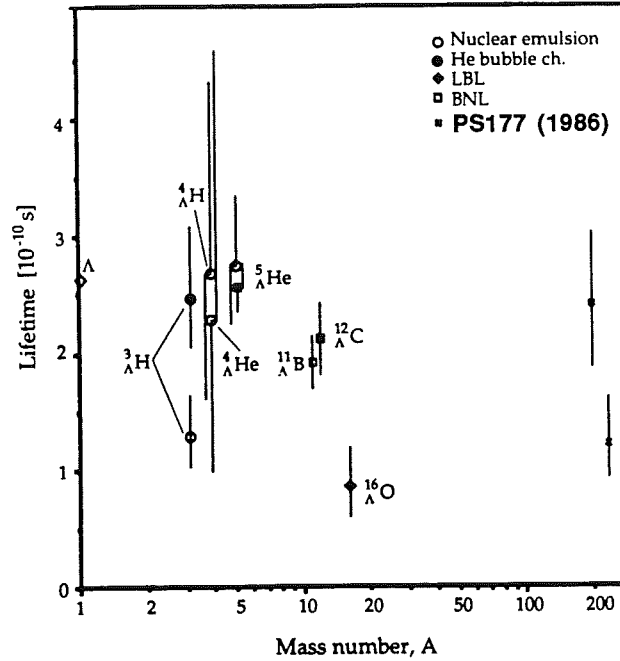


Figure 1.7: Les résultats des mesures de la durée de vie obtenus par différentes expériences. Voir texte.

Pour les hypernoyaux, le taux total de désintégration est la somme de tous les taux partiels, à savoir $\frac{\hbar}{\tau} = \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_{\pi^0} + \Gamma_n + \Gamma_p$. Les taux partiels des désintégrations mésoniques pour les systèmes très légers, sont à peu près égaux à la valeur du taux de désintégration du Λ libre, mais sont fortement supprimés pour les noyaux lourds à cause du principe de Pauli.

1.2.4 La durée de vie des hypernoyaux

Le principal but de l'expérience PS177 était la détermination de la durée de vie des hypernoyaux. On reporte ici, les principaux résultats obtenus par plusieurs expériences, voir Fig. 1.7.

Les premiers résultats des mesures de la durée de vie ont été obtenus dans les années 1960-1970. Ces expériences utilisaient des faisceaux de K^- sur des émulsions nucléaires ou des chambres à bulle, produisant ainsi des étoiles reconnaissables. Elles ont permis d'estimer la durée de vie des hypernoyaux légers tels que H_Λ^3 , H_Λ^4 , He_Λ^4 et He_Λ^5 [65,40,60]. Cependant, le peu de statistique impliquait des barres d'erreurs assez grandes et les résultats ne peuvent être fiables.

Dans les années 80, un groupe au BNL, put mesurer avec plus de précision des durées de vie d'hypernoyaux légers, et aussi d'hypernoyaux lourds tels que B_Λ^{11} et C_Λ^{12} . La méthode expérimentale était basée sur la détection des protons ou des pions énergétiques émis en coïncidence avec la production de (K^-, π^-) [35,75].

En 1985-1986, des expériences utilisant la technique de la distance de recul, décrite page 27, permirent de mesurer la durée de vie d'hypernoyaux lourds tels que U_Λ^{238} et B_Λ^{209} . Dans cette expérience (PS177,LEAR), la durée de vie de

l'hypernoyau Bi_{Λ}^{209} a été trouvée à peu près égale aux durées de vie [34] des hypernoyaux légers mesurées par les autres expériences, c.a.d. celle du Λ libre.

1.3 L'ETAT RESIDUEL DU NOYAU EXCITE

Lorsque le processus d'annihilation, assez rapide, est terminé, l'énergie disponible est distribuée équitablement dans le noyau. Elle est alors dissipée par évaporation. On évalue l'énergie disponible à environ 1.5 MeV par nucléon pour les noyaux lourds. Le processus de désexcitation du noyau commence alors.

1.3.1 Argument en faveur de la fission des hypernoyaux lourds

Parmi les particules qui peuvent induire la fission, l'hyperon Λ est d'un intérêt très particulier. Son temps de vie est plus long que le temps de survie à la fission, ce qui fait que cette particule attachée au noyau fissionnant survit à toutes les étapes de la fission et va finalement s'attacher à l'un des fragments. D'un autre côté, si un hyperon Λ est lié à un noyau lourd, formant un hypernoyau, sa désintégration peut être cause de la fission.

En 1949 Wheeler montra qu'on pouvait observer deux types de fission induite par le muon μ^- . Plus tard, plusieurs expériences confirmèrent les prédictions de Wheeler. Elles montrèrent non seulement que la fission pouvait résulter de la capture du muon par le noyau, mais qu'elle pouvait aussi être causée par la conversion de l'énergie de transition atomique à l'intérieur du noyau excité. Pour les noyaux lourds, cette énergie est comparable à la hauteur de barrière de fission, ce qui induit la fission ou l'évaporation de neutrons.

Dans le cas des hypernoyaux légers, la désintégration mésonique $\Lambda \rightarrow N + \pi$ est prédominante, alors que pour les noyaux lourds, la désintégration se fait par voie d'interactions non-mésoniques faibles $\Lambda + N \rightarrow N + N$. Dans ce dernier cas, l'énergie libérée est autour de 160 MeV, ce qui permet au noyau résiduel de se désexciter par voie de fission. S'il n'y a pas d'autre source importante de fission retardée, alors le temps de vie de la fission retardée peut être interprété comme le temps de vie de l'hypernoyau.

Certaines observations relatives à la fission retardée du noyau produite par l'annihilation d'antiprotons sur les noyaux d'uranium ou de bismuth, montrent que cette fission ne peut pas être attribuée à des isomères de fission (voir page 21). Ces observations sont les suivantes [61] :

Le taux de production de fission retardée pour l'uranium est d'environ 10^{-3} par antiproton stoppé, ce qui est 10^3 plus grand que celui des réactions favorables à la production des isomères de fission.

Aucun isomère de fission n'existe dans la région du bismuth, donc la fission retardée observée pour celui-ci avec un taux de production d'environ $3 \cdot 10^{-4}$ par

antiproton stoppé ne peut être expliqué comme la désintégration d'isomères de fission.

De plus, un fait expérimental très important, qui élimine complètement la possibilité d'expliquer la fission retardée observée pour le cas de l'uranium, par les effets de structure nucléaire, est le fait que la fission retardée est dominée par le mode symétrique de désintégration. Ce mode de fission est observé seulement si l'énergie d'excitation du noyau fissionnant est égale à quelques dizaines de MeV. A cette énergie, des états métastables ne peuvent exister. Ainsi, la seule explication qui reste plausible est que l'annihilation d'antiprotons sur un noyau lourd produit une particule élémentaire (ou un objet exotique inconnu) qui sera attaché au noyau résiduel, et se désintègre avec un temps de vie proche de 10^{-10} sec, laissant le noyau résiduel excité à quelques dizaines de MeV.

1.3.2 Le phénomène de la fission nucléaire

La fission nucléaire implique la division d'un noyau lourd en deux noyaux avec un spectre de distribution de masse assez large.

Après la découverte de la fission (1938), Meitner et Frisch (1939) ont pu expliquer le processus avec le modèle du noyau composé dans le contexte de la goutte liquide. Suivra le célèbre article de Bohr et Wheeler (1939) qui exposa la théorie de base du processus de fission, le modèle de la goutte liquide. Plus tard, d'importants progrès, entre autres l'introduction des effets de couches nucléaires et les études théoriques quantiques variées, permirent de mieux comprendre la fission. Le modèle de la goutte liquide de Bohr et Wheeler continue toujours de fournir une ossature théorique très pratique pour comprendre et expliquer la plupart des traits du processus de fission.

A partir du comportement des énergies de liaison nucléaires en fonction du nombre de masse, il est facile de vérifier que la fission d'un noyau, avec un nombre de masse $A \geq 120$ résultera en une libération d'énergie. Si l'on ne raisonnait que par des considérations énergétiques, on s'attendrait à ce que tous les noyaux lourds soient instables par rapport à la fission et ne pourraient donc que fissionner spontanément. Mais, on sait aujourd'hui que ce n'est pas le cas. En fait, ce qui rend les noyaux stables, c'est la présence de la barrière de fission. Ainsi, le processus de fission est gouverné essentiellement par les caractéristiques de la barrière de fission.

Des calculs plus élaborés du comportement du point selle et des barrières de fission du noyau furent entrepris par Myers et Swiatecki (1963). La hauteur de barrière de fission, qui est le maximum de l'énergie potentielle suivant la trajectoire minimum dans l'espace des déformations, dépend du paramètre de fissilité x , qui est le rapport de l'énergie coulombienne E_c^0 par deux fois l'énergie de surface E_s^0 du noyau dans son état sphérique. Comme il est montré à la Fig 1.8, le modèle de la goutte liquide prévoit une décroissance rapide de la hauteur de barrière de fission lorsque la valeur de Z^2/A du noyau fissionnant croît.

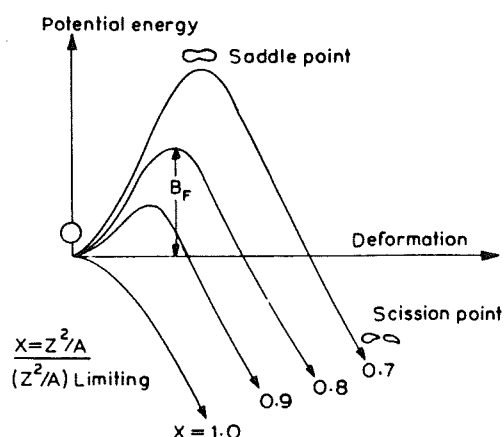


Figure 1.8: L'énergie potentielle en fonction la déformation pour Z^2/A croissant, [41]

Des calculs plus précis et décrivant tout ce qui concerne le processus de fission, ainsi que les définitions du point selle, barrières de fission etc... sont définis au chapitre 3.

a. Les différentes étapes du processus de fission

La Fig. 1.9 [41] schématise l'évolution dans le temps, des multiples étapes du processus de fission. Elle indique aussi à quelle étape les différentes caractéristiques de la fission sont déterminées. Le point de scission représente l'étape du processus où les deux fragments naissants s'influencent à peine par leur forces nucléaires.

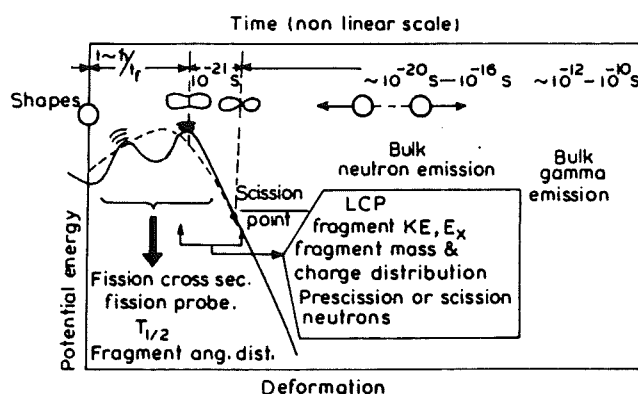


Figure 1.9: Les différentes étapes du processus de fission et l'échelle de temps correspondante, la figure est extraite de la référence [41].

Même si la hauteur de barrière de fission est plus petite que l'énergie totale libérée dans la fission, c'est la barrière de fission qui contrôle le processus. La probabilité de fission spontanée, les sections efficaces de fission et les distributions

angulaires des fragments de fission sont toutes déterminées par l'énergie potentielle autour de la barrière de fission. De plus, les caractéristiques de cette dernière et la dynamique du passage du point selle au point de scission sont importantes dans la détermination des distributions de masse et de charge des fragments de fission.

Les particules légères chargées émises lors de la fission semblent provenir de la configuration de la scission. Un nombre important de neutrons prompts est émis à partir du fragment de fission excité, quelques 10^{-20} sec après que les fragments aient acquis leur vitesse complète sous l'effet de la répulsion mutuelle coulombienne. Quelques neutrons peuvent être émis aux environs de la configuration de scission et avant que les fragments aient acquis leur vitesses finales. La fraction de ce type de neutrons, même si elle est petite pour des énergies de fission basses, est relativement grande dans la fission induite par les ions-lourds.

b. L'effet des couches nucléaires sur les barrières de fission

Bien que le modèle de la goutte liquide ait rencontré beaucoup de succès en expliquant la systématique générale et ait beaucoup contribué au développement au 1^{er} ordre de la théorie de la fission, il a néanmoins échoué à expliquer plusieurs caractéristiques du processus. Par exemple, l'existence des isomères de fission, la structure intermédiaire des résonances de fission et la constance de la barrière de fission avec Z et A dans la région des actinides.

Ces observations ont été bien comprises avec l'introduction du concept des couches nucléaires déformées provoquant la double barrière de fission pour les noyaux actinides, voir Fig 1.10, [41].

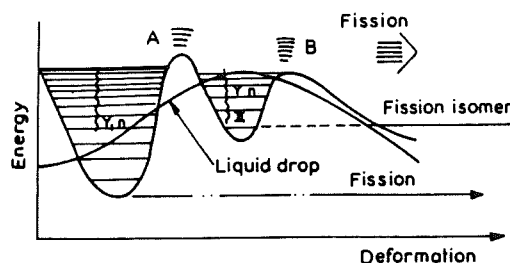


Figure 1.10: Diagramme schématique de la double barrière de fission, [41]

Dans le calcul de l'énergie potentielle nucléaire, l'importance de l'effet de couches nucléaires sur les noyaux de forme sphérique a été soulignée en premier par Myers et Swiatecki (1966). Plus tard, le travail de Strutinski (1967) autour de ce thème a été d'un grand intérêt dans la compréhension de la fission nucléaire. Il a développé une méthode pour calculer la correction due à l'effet de couche sur l'énergie potentielle de surface dans le modèle de la goutte liquide, et il montra que les effets de couches déforment le noyau et mènent à l'apparition de barrières de fission doubles pour les noyaux actinides.

Les barrières de fission doubles expliquent beaucoup de caractéristiques de la fission. Les isomères qui fissionnent spontanément sont maintenant bien interprétés par l'hypothèse qu'ils sont la conséquence de la déformation du second minimum de la barrière double de l'énergie potentielle de surface.

L'introduction de l'effet des couches nucléaires dans le calcul de l'énergie potentielle donne un autre résultat important. A savoir que, si on extrapole aux noyaux très lourds, le comportement général de la diminution de la valeur du temps de vie de la fission spontanée avec l'augmentation de Z^2/A observé, pour $Z^2/A \geq 48$ on s'attendra à des noyaux avec des temps de vie extrêmement courts. Ces noyaux ne peuvent donc pas exister. Cependant, en introduisant la correction due aux effets de couches nucléaires à l'énergie potentielle du modèle de la goutte liquide, les noyaux très lourds, dans la gamme des $Z = 114$, peuvent avoir une hauteur de barrière de fission assez importante. Ces noyaux auraient ainsi des temps de vie suffisamment longs pour être observés. Ce seraient les noyaux super lourds. On observe d'ailleurs, que l'énergie de barrière B_f reste constante jusqu'à $Z = 109$.

De plus amples informations au sujet des temps de vie de fission et les calculs détaillés se trouvent au chapitre 3.

Chapitre 2

ANALYSES EXPERIMENTALES

2.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

2.1.1 Le faisceau d'antiprotons

L'expérience PS177 fut conduite sur le site de l'anneau d'antiprotons de basse énergie LEAR, une des machines du centre européen pour la recherche nucléaire, CERN, se trouvant à Genève, voir Fig. 2.1. LEAR est un anneau de stockage de

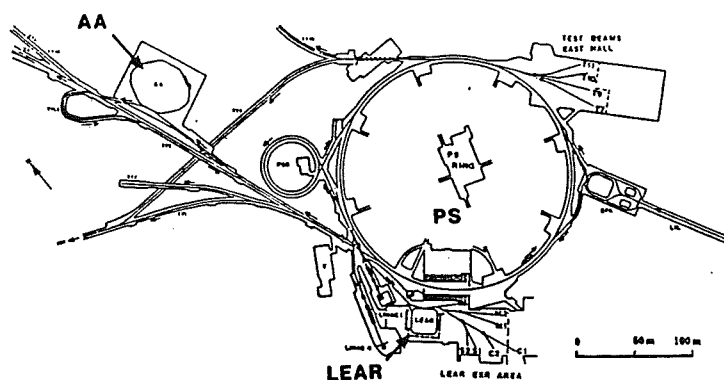


Figure 2.1: Le site du CERN et LEAR

78m de conférence et est principalement destiné à fournir un faisceau d'antiprotons de haute qualité, de moment allant de 0.1 à 0.2 GeV/c. Par un moyen d'extraction ultra-lente, LEAR délivre un faisceau continu avec une intensité typique de 10^5 par seconde pendant une période d'environ 50 minutes. Des précautions assez spéciales ont été prises afin de conserver un faisceau stable et réduire le plus possible la diffusion multiple coulombienne. En effet, la ligne de faisceau a été dotée

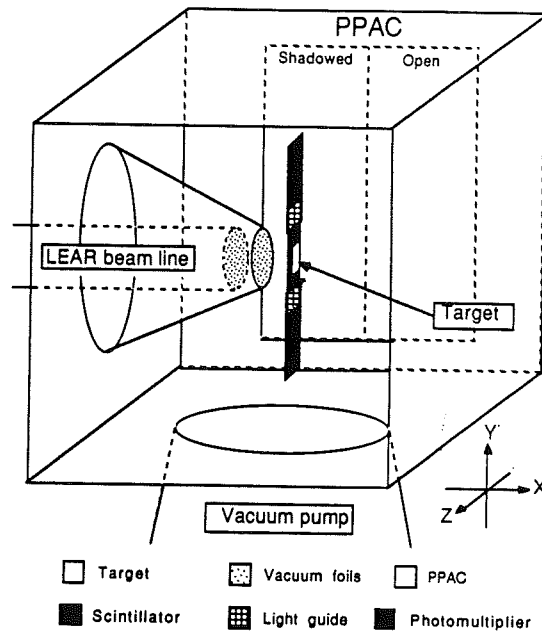


Figure 2.2: Le faisceau de LEAR et PS177, figure extraite de la référence [34]

d'alimentations hyper-stables, de plus, des fenêtres de béryllium servant à diminuer l'effet de la diffusion multiple coulombienne, ont été disposés à la sortie du faisceau.

Le faisceau d'antiprotons délivré à l'expérience PS177 à partir de Septembre 1988 avait un moment nominal de 105 MeV/c. Ce faisceau arrivait au niveau de la cible avec une largeur de spot d'environ 2 mm (FWHM) horizontalement et verticalement. PS177 a bénéficié aussi pendant une semaine environ d'un faisceau d'antiproton ayant un moment nominal de 200 MeV/c.

2.1.2 Les systèmes de détection

PS177 possédait trois systèmes de détection. Ceux-ci, étaient disposés à l'intérieur d'une chambre à réactions en aluminium de $55 \times 55 \times 55 \text{ cm}^3$. Les informations données par chaque système étaient corrélées.

La chambre, voir Fig 2.2, fut mise sous vide à l'aide d'une pompe turbomoléculaire [vacuum pump] ayant une capacité de 500 litres/sec et produisant un vide typique de quelques 10^{-5} torr. Ces précautions étant prises afin d'éviter que les fragments de fission ne perdent trop d'énergie par des collisions lors de leur passage dans le gaz résiduel. Le faisceau d'antiproton était acheminé à travers un tube [LEAR beam line] sous un très grand vide ou vide de LEAR, d'environ 10^{-9} torr. La transition du passage du vide de LEAR au vide de la chambre de fission se faisait par l'intermédiaire de deux fenêtres minces [vacuum foils]. Le tube de LEAR permettant l'acheminement du faisceau d'antiprotons, à son bout se finissait par une fenêtre de Be de $100 \mu\text{m}$. L'entrée de la boîte par contre, se faisait à travers une fenêtre de Kapton de $25 \mu\text{m}$. Les deux fenêtres étaient séparées par

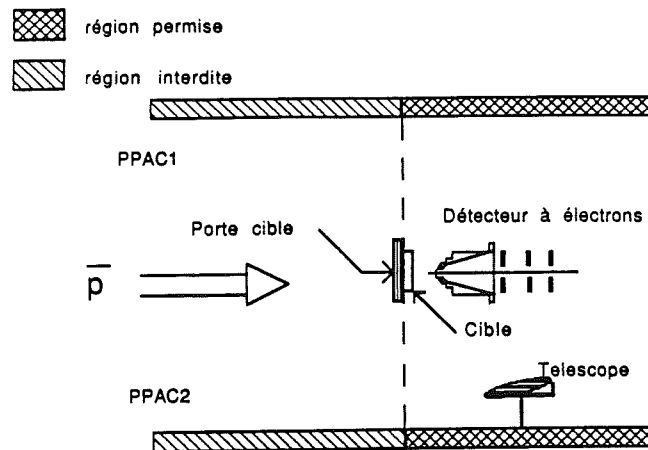


Figure 2.3: Les systèmes de détection de PS177

5 mm d'air et leurs diamètres respectifs étaient 35 mm et 16 mm.

Parallèlement au faisceau et de chaque côté, était placé un compteur pour la détection des fragments de fission. Ces compteurs, appelés PPACs (parallel plate avalanche chambers) ont été mis au point pour la détection de particules chargées dans une gamme de masse pouvant varier de 4 uma (alpha) à 150 uma (produits de fission). Chaque PPAC avait une dimension de 190 mm horizontalement sur 290 mm verticalement. La distance séparant le centre de la cible[target] des deux PPACs était de 270 mm.

Deux sortes de cibles ont été utilisées pour l'expérience, à savoir, U^{238} et Bi^{209} . Pour les deux sortes, les dimensions étaient de 2 mm horizontalement sur 5 mm verticalement. Dans le cas du bismuth, la cible fut placée sur le porte cible par évaporation. Pour l'uranium, le matériau fut placé sur le porte cible par implantation ionique. Son épaisseur était de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le porte cible était constitué d'une fine couche de scintillateur plastique CH_2 , de type NE110. Il fut utilisé en même temps comme porte cible, dégradeur de faisceau et compteur d'antiprotons. Son épaisseur était de $220 \mu\text{m}$ et sa largeur $2r$ était égale à 2.5 mm.

Ce système comprenant les PPACs et la détection du faisceau d'antiprotons est basé essentiellement sur la technique utilisée pour les mesures de durée de vie des isomères de fission, technique dite "de distance de recul". La cible était placée à 15 mm en amont du centre des PPACs laissant voir une région permise de 106 mm horizontalement, voir Fig. 2.3. A part ce qui a été décrit, et qui est la base de l'expérience PS177 déjà utilisé en 1986 [34], PS177 en 1988, fut dotée de nouveaux systèmes de détection. Pour de plus amples informations sur les systèmes de détection employés en 1986, on se reportera à la thèse de G.Ericsson [34].

En aval et très près de la cible était placé un système permettant la détection et le comptage des électrons produits lors de la fission, voir page 36. Celui-ci

est un assemblage de microgalettes, appelées MCP (micro-channel plates). A une distance L de la cible, évaluée à 223 mm, fut placé un petit telescope E. La surface disponible de détection étant de 4 cm^2 . Ce détecteur étant habilité à fournir des informations sur l'énergie et le temps de vol de la particule détectée, l'information physique intéressante est alors la détermination de la distribution en masse des fragments de fission.

2.2 TECHNIQUES DE DETECTION

2.2.1 La cible et la détection des antiprotons

Le faisceau avait en principe un moment de 105 MeV/c, soit une énergie d'environ 5.3 MeV. Comme il a été déjà indiqué, le porte cible S_1 , a servi aussi au diagnostic du faisceau. Un autre scintillateur de 1 mm d'épaisseur ayant un trou de $3 \times 6 \text{ mm}^2$, fut placé à 7 mm en amont de la cible. Le centre de ce trou fut positionné sur l'axe du faisceau. Ce scintillateur S_2 , agissait comme un veto, voir Fig 2.4. Le taux de comptage de S_2 était minimisé alors que celui de S_1 était à son maximum.

L'épaisseur de la cible ne pouvait permettre de stopper un grand nombre d'antiprotons à une énergie de 5.3 MeV. Pour cela, un dégradeur variable était placé dans la ligne de la trajectoire du faisceau, en aval de l'entrée de la chambre de détection. Ce dégradeur était composé de plaques de Mylar collées entre-elles et l'épaisseur pouvait être ajustée dans une gamme allant de $25 \mu\text{m}$ à $60 \mu\text{m}$, par pas de $5 \mu\text{m}$. Les tests de comptage dans les chambres de détection, ont montré que l'épaisseur de rendement optimum était obtenue à $50 \mu\text{m}$. Cette épaisseur a permis aux antiprotons d'être stoppés au centre de la cible.

La fraction d'antiprotons stoppés dans la cible peut-être estimée, moyennant quelques hypothèses. Tout d'abord, on considère que les calculs de pouvoir d'arrêt et de portée pour les protons sont aussi valables pour les antiprotons. De plus, on suppose que l'ajustement du dégradeur variable arrête bien les antiprotons au centre de la cible. Les fluctuations du parcours et des angles des antiprotons peuvent être alors approximées par des distributions normales autour du parcours moyen où la variance est donnée par [69]:

$$\sigma_{\text{parcours}}^2 = 4\pi Z_p^2 N_a Z_a e^4 \int_0^{E_p} \left(\frac{dE}{dx}\right)^3 dE .$$

N_a étant le nombre d'atomes par cm^3 dans l'absorbeur, Z_a le nombre de charge de l'absorbeur, Z_p le nombre de charge du projectile et E l'énergie cinétique du projectile.

Ainsi, la déviation standard de la distribution de la portée dans la cible, pour les antiprotons est donnée par $\sigma = R(E_0)$. Ici, R est le parcours et E_0 est donné par $R_{CH_2}(E_0) = \sigma_{CH_2}$. Le pouvoir d'arrêt de la cible, est alors estimé à l'aide de l'expression suivante:

$$\varepsilon_{\text{stop}} = 100 \left[2 \int_0^{t_{1/2}} N(0, \sigma_{\text{cible}}) dx \right] \% .$$

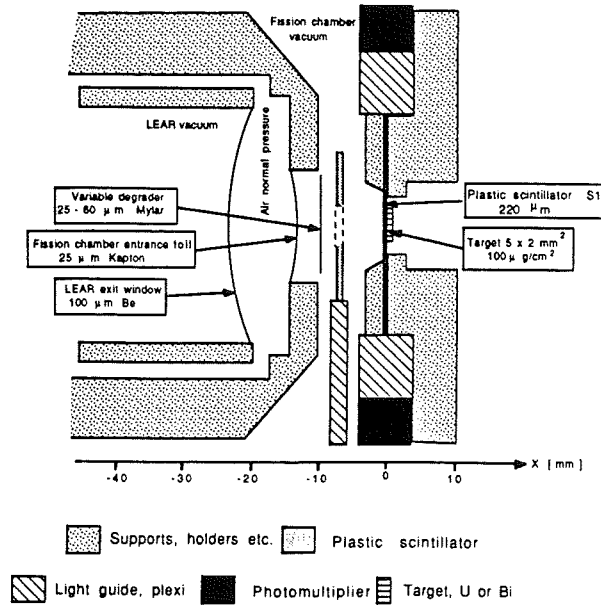


Figure 2.4: La cible et la méthode de détection des antiprotons. Figure extraite de [34]

La densité normale $N(0, \sigma_{cible})$ a une valeur moyenne égale à 0 et une déviation standard égale à σ_{cible} , $t_{1/2}$ est la demi-épaisseur de la cible.

La table ci-dessous résume les calculs de pouvoir d'arrêt pour différents moments incidents et pour une cible d'uranium de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Dans cette table, les calculs de diffusion multiple ont été négligés étant donné que la géométrie du dégradeur et son épaisseur pouvaient en réduire l'effet. On peut voir aussi l'importance de l'utilisation de faisceaux d'antiprotons de petits moments. En effet, moins le moment est grand, plus est grande l'efficacité de stopper les antiprotons dans la cible.

Moment MeV/c	$\epsilon_{stop} U^{238}$ %
95.0	1.41
100.0	1.23
105.0	1.07
110.0	0.91
200.0	0.14

2.2.2 La technique de la distance de recul

La technique de la distance de recul est en fait une méthode de fission en vol qui dépend du mécanisme de désexcitation du noyau. La fission prompt est en général produite au plus tard 10^{-18} sec après l'annihilation des antiprotons, au niveau même du noyau cible. L'hypernoyau par contre, peut échapper à la cible

avant de fissionner. Sa désintégration faible se produisant après environ 10^{-10} sec, il aura parcouru une distance x puis fissionnera par fission retardée.

a. Description du dispositif de détection

La technique expérimentale, appelée technique de la distance de recul décrite par Metag et al [46] ou G.Ericsson [34] est en fait une méthode de détection dont l'arrangement géométrique est simple, voir Fig. 2.5.

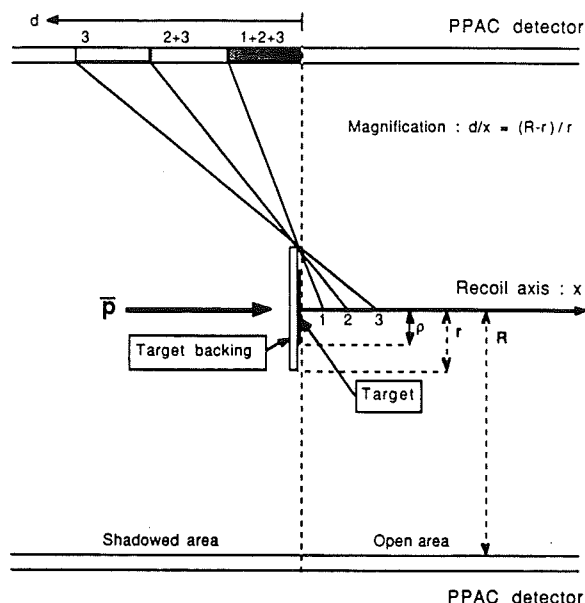


Figure 2.5: La technique de la distance de recul, figure extraite de la référence [34].

On dispose d'une fine cible de demi-largeur $\rho=1$ mm déposée sur un côté d'un large porte cible de demi-largeur $r=1.25$ mm, r étant un peu plus grand que ρ . A une distance $R=270$ mm, des deux côtés de la cible, sont placés parallèlement à la direction du faisceau les deux PPACs ou détecteurs de fragments de fission définis auparavant.

Tel qu'il est disposé, le plan de cible, par sa projection, définit deux zones: la zone permise[open area] qui laisse voir la cible et la zone interdite[shadowed area] où la cible[target] est complètement cachée par le porte-cible[target backing].

Les fragments de fission émis à partir du plan cible ne peuvent être vus et enregistrés par les PPACs que dans la zone permise; tout fragment se dirigeant vers la zone interdite est stoppé au niveau de la cible ou du porte-cible. Néanmoins, les fragments de fission provenant d'une distance en aval du plan cible, ont la possibilité d'atteindre la zone interdite. La distance parcourue par le noyau de recul avant de se désintégrer est amplifiée par la géométrie du dispositif expérimental. Le grandissement maximal d , pour un recul d'une distance x quelconque le long

de l'axe du faisceau est simplement décrit par la formule suivante

$$\frac{d}{x} = \frac{R-r}{r} \approx \frac{R}{r} \text{ et } R \gg r.$$

La distribution en position des fragments de fission enregistrés dans la zone interdite des PPACs est alors mesurée. La distance, elle, va dépendre de la durée de vie et de la vitesse du noyau de recul.

b. Utilisation

Utilisant cette technique, le travail s'est orienté principalement sur trois types d'évènements :

La fission prompte

Mesure des probabilités de fission de différents noyaux tels que l'uranium et le bismuth.

Noyau de recul lourd, fission prompte, désintégration Λ

Le noyau de recul se désexcite par fission prompte; Les deux fragments de fission dont l'un a un Λ attaché à lui, sont détectés par les PPACs. Le recul provoqué par la désintégration du Λ en vol à l'intérieur du fragment, provoque la déviation de celui-ci qui va dans la zone interdite, alors que l'autre continue sa trajectoire vers la zone permise.

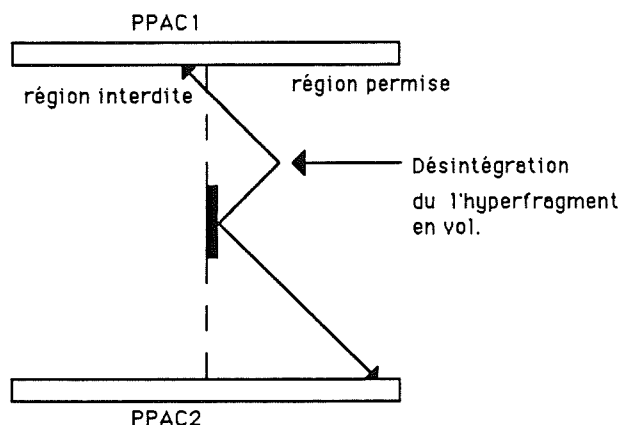


Figure 2.6: La fission prompte, désintégration du Λ en vol.

Noyau de recul lourd, désintégration Λ , fission retardée

Dans ce cas, la désintégration du Λ prend place dans le noyau de recul et la fission ainsi retardée, ne se produit qu'à une distance x de la cible, distance qui correspond à la durée de vie du Λ . La signature de l'hypernoyau est identifiée par la présence d'un des deux fragments de fission dans la zone interdite. L'autre fragment étant émis à 180° par rapport au premier, est détecté en coïncidence dans la zone permise.

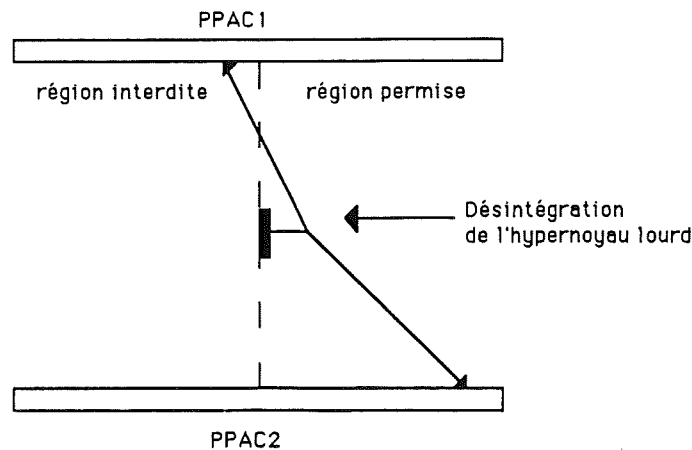


Figure 2.7: La fission retardée, désintégration du Λ dans le noyau lourd

c. Le fonctionnement du PPAC

On va décrire les performances de ce détecteur et la calibration utile à la traduction des signaux électroniques en signaux physiques.

Afin de bien interpréter les signaux fournis par ce détecteur, il faut comprendre comment se déplace le fragment de fission et quelle est l'énergie qu'il transporte et dépose dans le PPAC une fois qu'il échappe à la cible en perdant aussi de l'énergie. Pour les questions de perte d'énergie dans la matière, on se référera aux travaux de Ziegler [77]. Concernant les performances techniques du détecteur, les informations nécessaires à la compréhension de ce travail sont extraites essentiellement de la référence [34].

c.1. Les PPACs

Chaque PPAC consiste en deux plans de fils, placés entre un plan de cathode et un plan d'anode. L'espace entre les électrodes est rempli de gaz isobutane, voir Fig 2.8.

Chaque PPAC avait une surface de $190 \times 290 \text{ mm}^2$. Une anode et deux cathodes le constituent, ils sont faits chacun de $2 \mu\text{m}$ de matière de Mylar aluminé. Une plaque de $2 \mu\text{m}$ de polypropylène joue le rôle de fenêtre de détection.

L'espace entre les deux cathodes est de 3.2 mm, et à mi-distance de ces cathodes, se trouve donc une plaque de $50 \mu\text{m}$ de fils en CuBe, espacés de 2.54 mm l'un de l'autre. Les fils du plan intérieur sont placés verticalement (direction X) alors que ceux du plan extérieur sont placés horizontalement (direction Y).

Le signal rapide électronique de l'anode était envoyé à un préamplificateur, puis à un amplificateur rapide. Le signal était ainsi divisé en deux signaux, l'un pour la mesure de l'énergie perdue " ΔE " et le second comme signal "start", " T_0 ", pour les convertisseurs de temps TDCs, dans la détermination des positions et des temps de vol. Pour la mesure du temps de vol, l'impulsion "stop" était obtenue par le signal provenant de la détection des antiprotons à partir du scintillateur S_1 . Les signaux provenant des deux bouts des lignes de retard [delay line], voir Fig 2.8,

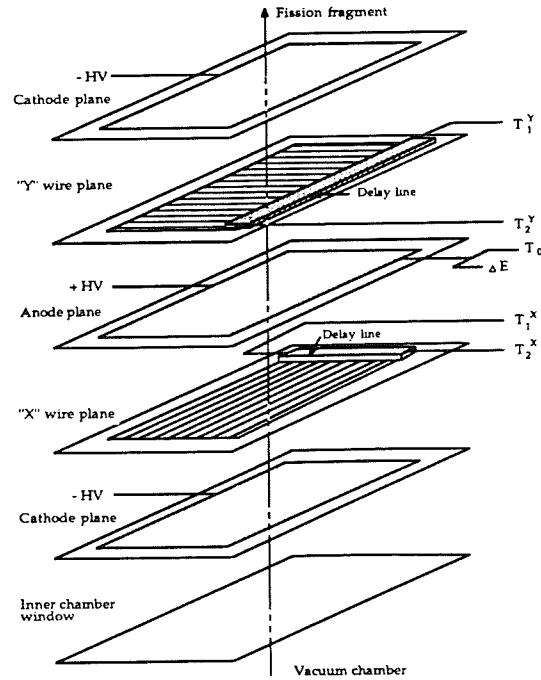


Figure 2.8: Le détecteur PPAC utilisé par l'expérience PS177 en 1988. Figure extraite de la référence [34]

sont envoyés vers un préamplificateur, puis vers un amplificateur, et enfin vers un discriminateur à fraction constante DFC dont le rôle est d'éliminer la dépendance en amplitude dans la définition du temps. L'impulsion logique DFC donne le signal "stop" pour le TDC qui mesure la position, voir les schémas électroniques page 52.

Le système électronique tel qu'il est décrit par le schéma, nous permet de définir deux types de déclenchement selon que l'on regarde ce qui se passe dans un détecteur indépendamment des autres, ou ce qui se passe en même temps dans deux détecteurs.

Si on veut par exemple détecter les deux fragments de fission corrélés, en même temps, on a intérêt à appliquer une coïncidence entre les deux PPACs. On dit qu'on a un "trigger coïncidences". Si on s'intéresse par contre aux événements détectés par un PPAC, on appliquera un "trigger singles". Ceci est illustré par le schéma électronique page 52. La fonction BUSY, indiquée sur ce schéma est relative au fonctionnement de l'ordinateur qui enregistre les données. Un ensemble de données qui est en enregistrement implique que l'ordinateur est "occupé" ou BUSY. La fonction BUSY dure un laps de temps (quelques ms) et permet à l'électronique de traduire et transmettre les données en signaux logiques à l'ordinateur. Ce dernier va les traiter, les classer et les enregistrer. Dans ce cas, on ne veut pas accepter des événements qui peuvent arriver pendant que BUSY est en fonction. BUSY est donc un élément important dans la définition du trigger. Le trigger "singles" était défini par $(S_1 \wedge \overline{S_2} \wedge \overline{BUSY}) \wedge (T_{01} \vee T_{02})$, alors que le trigger "coïncidences" par $(S_1 \wedge \overline{S_2} \wedge \overline{BUSY}) \wedge (T_{01} \wedge T_{02})$.

c.2. Energie perdue dans la matière

L'énergie cinétique des fragments de fission est en général comprise entre 0.1 et 1. MeV/uma. Les fragments légers ont bien entendu une énergie plus grande que les plus lourds à cause de la conservation du moment dans la fission binaire. Pour les calculs de perte d'énergie et de parcours, on se reporte en général aux tables de Northcliffe et Schilling [54] ou Ziegler [77]. Les fragments de fission légers ont en général un parcours d'environ 10 mg/cm² dans l'uranium alors que les plus lourds ont un parcours d'environ 8 mg/cm² [43].

Notre cible avait une épaisseur de 200 μg/cm² et la projection de son plan, définit une zone permise [open] de 106 mm. Les fragments les plus affectés par la perte d'énergie sont ceux qui sortent très près de la cible, à environ 1° par rapport à sa surface. On peut voir d'après les résultats expérimentaux que ces fragments sont situés entre 0 et 5 mm dans la région permise. La Fig 2.9 représente la distribution en position des événements détectés dans les PPACs, avec un trigger "singles".

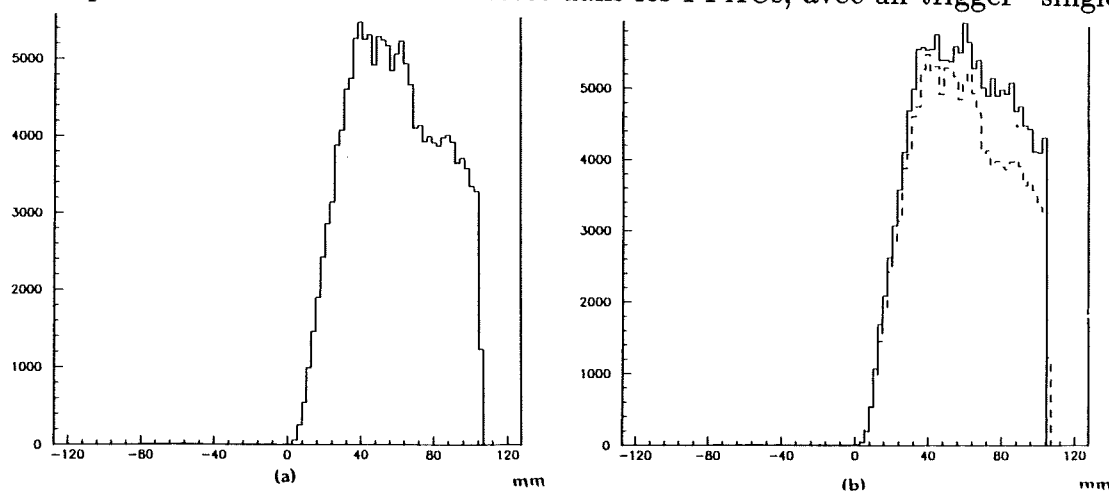


Figure 2.9: Distribution en position des fragments de fission "trigger singles", (a) PPAC1, (b) PPAC2 (trait plein).

Pour le cas des hypernoyaux lourds, la situation est différente. En effet, le noyau lourd de masse environ 200 uma et d'énergie inférieure à 1 MeV, va traverser la cible de 200 μg/cm² à cause de son recul lourd. Il subira une perte d'énergie importante et fissionnera hors de la cible, cette fission étant induite par la désintégration du Λ . Les données expérimentales et les tables de perte d'énergie pour les ions lourds sont rares et pas très fiables. Ainsi, on se trouve dans la situation de ne pouvoir évaluer la perte d'énergie des hypernoyaux lourds dans la cible.

Les fragments de fission vont subir aussi une perte d'énergie dans les PPACs. En effet, si le fragment se dirige vers le PPAC perpendiculairement, il lui faudra traverser une épaisseur de 6 μm de Mylar avant d'être détecté électroniquement, c.a.d. produire des signaux X et Y. La perte d'énergie due à la présence du gaz dans les chambres PPACs est négligeable, les fragments légers déposant plus d'énergie que les lourds. Il y a une forte corrélation entre l'énergie cinétique initiale

de la particule entrante et l'énergie qu'elle y perd dans la matière: plus l'énergie est grande, plus l'énergie perdue l'est aussi. Une particule α d'énergie cinétique initiale de 6 MeV, en déposera seulement 5.4 MeV. Un fragment de nombre de masse Nd^{142} et d'énergie 80 MeV déposera environ 26 MeV après avoir traversé les deux cathodes, alors qu'un fragment Ag^{107} de 105 MeV d'énergie initiale en déposera 49 MeV. Ces deux éléments sont les pics de la distribution en masse asymétrique des fragments de fission du Cf^{252} utilisé très souvent comme source de calibration.

D'après la figure 2.9, on peut déduire l'effet de la perte d'énergie dans la cible et dans les PPACs. Ainsi, on remarque que les effets de la cible sont marqués par la pente de la distribution dans la région des positions très proches du plan de cible. On peut voir aussi que très loin de la cible, la queue de la distribution tend à s'évanouir. Ce dernier phénomène est dû essentiellement à l'effet d'angle solide. La différence de comportement de la distribution en position fournie par le détecteur PPAC1 par rapport à celle fournie par PPAC2, pour des événements détectés loin de la cible, voir Fig 2.9, est due au fait qu'un détecteur de l'expérience, le télescope, était placé tout près de PPAC1, en aval du faisceau, voir Fig 2.3. Ce qui fait que PPAC1 ne fournissait pas d'informations dans la zone de détection des événements loin de la cible. Ces événements seront, par contre, détectés par le télescope.

c.3. Les calibrations et les dépouillements

La calibration permet de traduire les signaux logiques définis en unités de canaux en unités physiques tels que les ns pour le temps et les MeV pour l'énergie. Pour cela, une source de Cf^{252} a été utilisée. Le Cf^{252} est bien connu pour ses capacités de fissionner et d'émettre des particules α . La distribution en masse des fragments de fission montre nettement deux pics qu'on sait traduire comme les deux éléments Ag^{107} d'énergie 105 MeV et Nd^{142} d'énergie 80 MeV, voir Fig 2.10.

En 1985, 1986 et 1988 PS177 utilisa la technique de la distance de recul et la calibration des systèmes de détection fut faite à l'aide du Cf^{252} . Mon travail consiste à analyser les données fournies par l'expérience PS177 en 1988. Les détails des méthodes de calibration des PPACs pour les données 1985 et 1986 ont été déjà publiés. Pour cela et pour ne pas répéter un travail déjà fait, je me contenterais de décrire l'essentiel pour la compréhension de ce travail et réfèrerais à la thèse de G.Ericsson [34] pour les détails.

Il faut donc savoir que, dans cette expérience, les mesures de position et de vitesse dépendent de l'information en temps. Les corrélations entre les canaux des signaux logiques TDC et ADC et leurs valeurs physiques, respectivement le temps de vol et l'énergie, sont donc définis grâce aux calibrations. Pour le temps de vol par exemple, on envoie un train d'impulsion à partir des TDC. Ces impulsions sont générées consécutivement toutes les 10 ns. Le spectre en temps de vol, dévoile un ensemble de pics espacés d'un nombre "c" de canaux. Il est évident que cet espace "c" correspond à un temps de 10 ns. On utilise alors la méthode du moindre

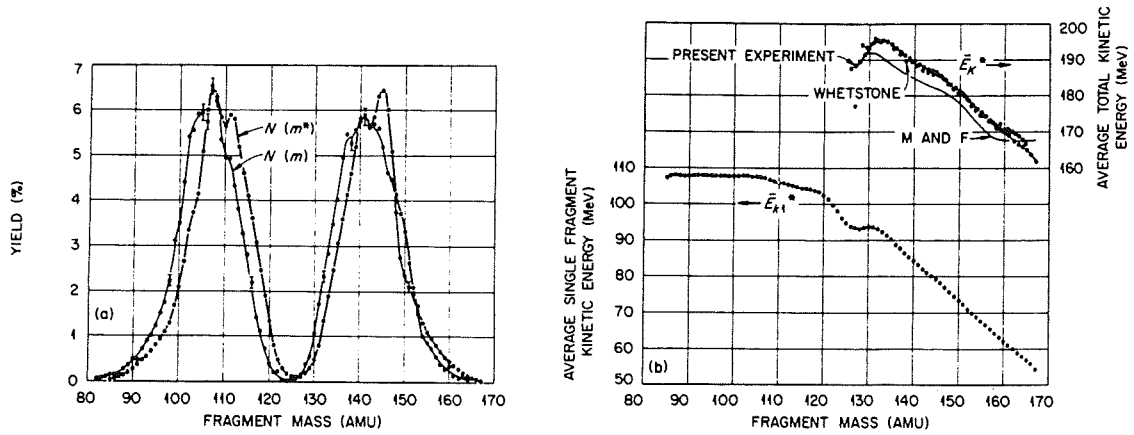


Figure 2.10: Cf^{252} : (a) Distribution en masse. (b) Distribution en énergie.

carré pour déduire la correspondance canaux-ns . Pour la calibration en position, on utilise une cible de californium inclinée de 45° par rapport au faisceau. Ceci fait que les fragments de fission peuvent atteindre la zone interdite et on obtient ainsi un spectre en position étendu aux deux zones de détection. Connaissant la dimension des chambres en mm et utilisant l'information fournie par les spectres, la calibration est alors déduite. La Fig 2.11 montre la distribution en position des fragments de fission issus de la cible d'uranium, détectés par les PPACs, avant et après les calibrations.

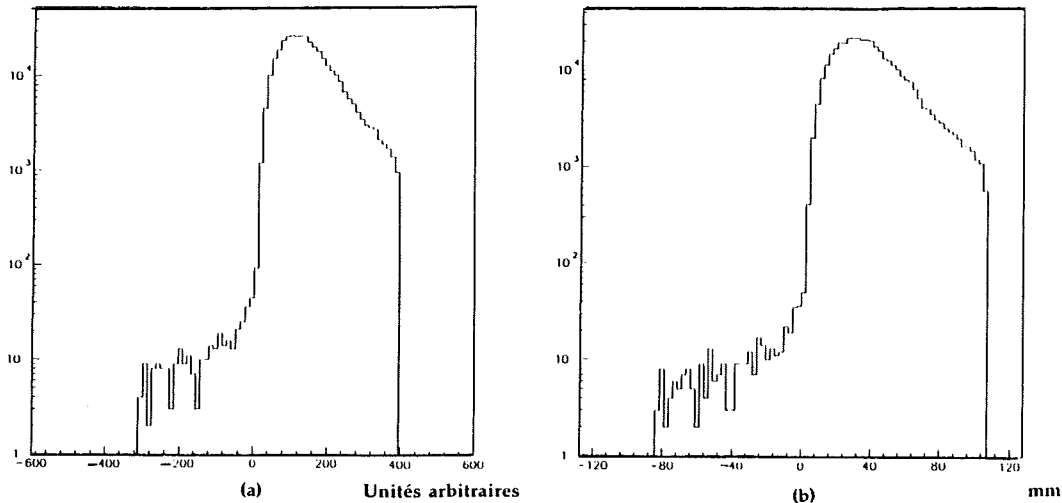


Figure 2.11: Distribution en position des fragments de fission de la cible d'uranium, "trigger coïncidences", (a) avant calibration. (b) après calibration.

On sait que les fragments de fission ont les caractéristiques suivantes:

1) Ils sont lourds et ont une charge grande, ce qui les rend très ionisants lorsqu'ils traversent la matière.

- 2) Ils sont lents et ont des vitesses typiques de 1cm/ns.
 - 3) Ils sont émis en général en paire, à 180° l'un de l'autre dans la fission binaire.
- Ces trois caractéristiques peuvent aider à identifier les fragments de fission, spécialement si on impose une coïncidence entre l'impact du premier fragment dans un PPAC et l'impact du deuxième dans l'autre PPAC.

La Fig 2.12 est le spectre de l'énergie en fonction du temps de vol (en unités logiques de canaux) qui est typique pour les fragments de fission. Il faut noter que le temps Zero est situé aux environs de 500 canaux, ce qui veut dire que l'évolution du temps est inversement proportionnelle à l'augmentation du nombre de canaux. La forme de "banane" définit la région des fragments de fission alors que le petit îlot isolé est la signature des particules légères. Notre but est d'identifier les fragments de fission.

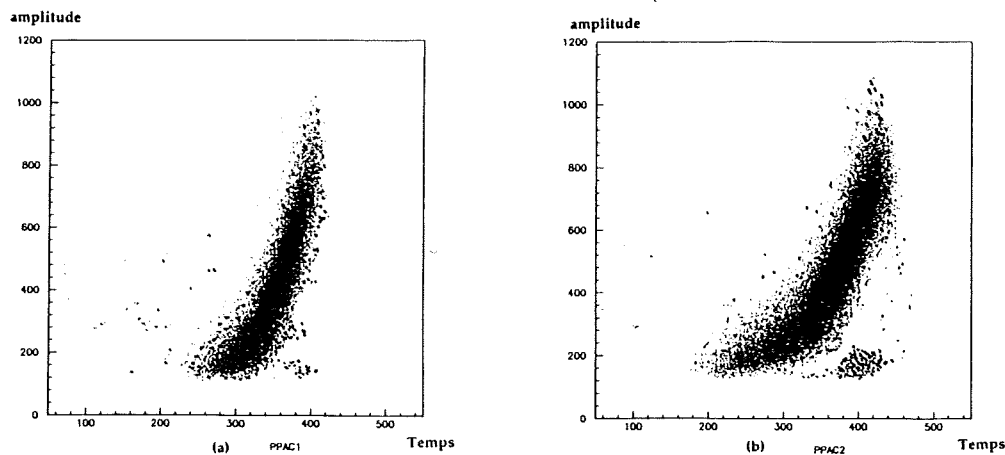


Figure 2.12: Spectres d'Amplitude- Temps de vol fournis par PPAC1 et PPAC2.

Ainsi, pour une analyse propre des fragments de fission, on est amené à appliquer des coupures.

c.4. Les distributions en position, signature des hypernoyaux

Lorsque le noyau fissionne promptement, les deux fragments sont enregistrés dans la zone permise des deux PPACs. Dans le cas des hypernoyaux de fission prompte ou hyperfragments, le fragment qui avait un Λ initialement attaché à lui, va être identifié s'il se dirige vers la zone interdite. Dans le cas où sa trajectoire le dirige vers la zone permise, il va s'évanouir dans l'amas des fragments de fission prompte et ne pourra nullement être identifié. La Fig 2.13a montre la distribution en position des fragments de fission détectés en coïncidence dans la région permise des deux PPACs. On peut la comparer à la Fig 2.13b où la distribution représente la position des fragments de fission dont l'un est enregistré dans la zone interdite en coïncidence avec le deuxième fragment corrélé détecté dans la zone permise. Les fragments détectés dans la zone interdite sont la signature des hypernoyaux, de fission prompte ou de fission retardée. La méthode de différenciation des deux sortes d'hypernoyaux sera décrite plus loin car elle utilise un autre système de

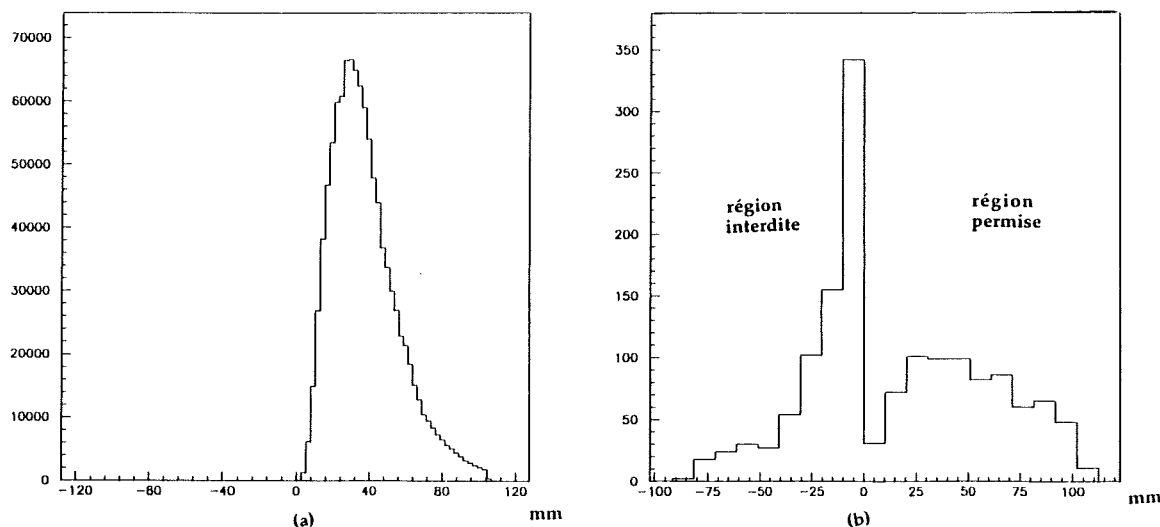


Figure 2.13: Distribution en position des fragments de fission détectés en coïncidence dans: (a) la zone permise, (b) zone interdite-zone permise, des PPACs.

détection en coïncidence avec la technique décrite ici.

2.2.3 La technique de détection d'électrons

a. La production d'électrons

On sait que des particules ionisées quittant une surface, arrachent un bon nombre d'électrons secondaires de basse énergie. Le nombre d' e^- secondaires augmente avec le pouvoir ionisant de la particule sortante. Les fragments de fission rapides, de charge importante, sont très ionisants, par contre les noyaux de recul lourds et lents ne le sont pas. En particulier, un fragment de fission quittant une cible, produit une moyenne de 100 e^- , ce qui nous amène à environ 200 à 300 e^- lors de la fission d'un noyau en deux fragments au niveau de la cible. La fission retardée par le recul lent d'un hypernoyau par exemple, produira en moyenne 10 e^- seulement.

Afin de distinguer les deux phénomènes décrits auparavant, à savoir les hyperfragments et les hypernoyaux lourds, un détecteur d'électrons a été pour cette raison utilisé.

b. Le détecteur d'électrons

b.1. Description du détecteur

Le détecteur d'électrons est constitué essentiellement en amont de deux galettes de microcanaux (MCP), d'une électrode à géométrie cylindrique équipée à l'entrée de deux fils croisés et en aval, d'une anode collectrice d'électrons. La Fig 2.14 montre la disposition mécanique de la répartition des potentiels des différents éléments de ce détecteur. Pour des raisons d'encombrement, la cible émettrice d' e^- secondaires est placée à 10 mm des fils croisés. Une différence de potentiel entre la cible et l'électrode de suppression d'ions est placée afin de créer un champ électrique (3 kV/cm) pour accélérer les e^- émis. Les fils en croix, créent un champ électrique défocalisant à l'intérieur de l'électrode de suppression d'ions. De ce

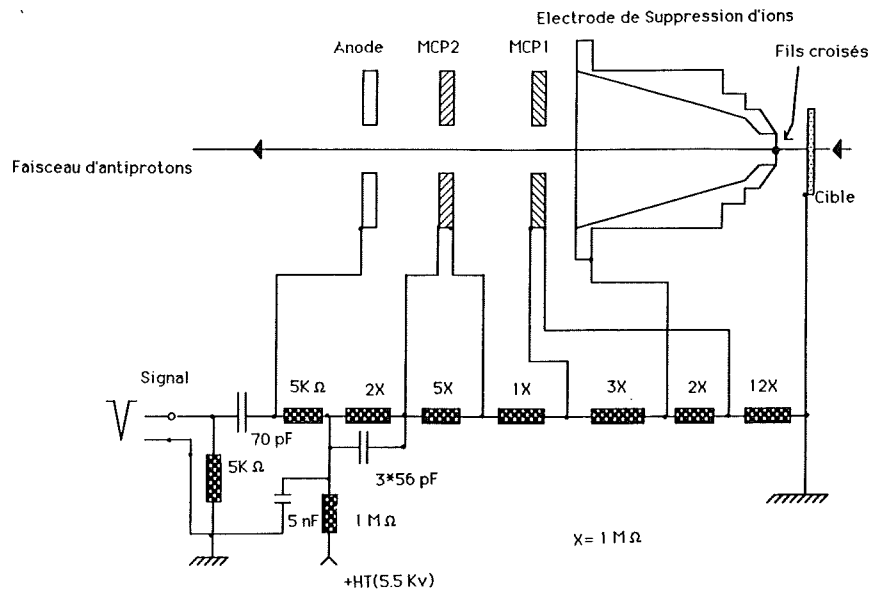


Figure 2.14: Schéma synoptique du détecteur d'électrons [15]

fait, ces e^- accélérés à 3 kV, ont des trajectoires divergentes par rapport à l'axe du faisceau. Ils vont être collectés et amplifiés par les deux MCP. Ces dernières, montées en cascade ont été préalablement trouées en leur milieu afin de permettre au faisceau d'antiprotons de suivre son chemin sans aucune contamination. Le signal rapide, d'amplitude proportionnelle au nombre d' e^- émis et amplifiés par les MCP, est collecté sur l'anode trouée elle aussi pour la même raison que précédemment.

b.2. Les galettes de microcanaux,[16]

Les galettes de microcanaux, MCP, se présentent sous la forme d'une plaque de verre à forte teneur en plomb constituée par la juxtaposition de 10^4 à 10^7 microcanaux élémentaires orientés parallèles les uns par rapport aux autres, chacun d'entre eux jouant le rôle d'un multiplicateur d'électrons. Les diamètres typiques des canaux sont dans la gamme de 10 à $100\mu\text{m}$ et ont un rapport longueur sur diamètre entre 40 et 100. Les axes des canaux sont perpendiculaires ou inclinés d'un petit angle d'environ 8° par rapport à la surface d'entrée de la MCP.

Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les deux faces de la plaque, la surface interne de chaque canal devient une dynode continue, analogue électriquement à la structure à dynodes discrètes d'un photomultiplicateur conventionnel, et qui remplit également la fonction de diviseur résistif de tension. Une métallisation des deux faces de la galette assure la mise en parallèle électrique des microcanaux, voir Fig 2.15. La résistance totale entre les électrodes est de l'ordre de 10^9 Ohms. Les microcanaux, utilisés seuls ou en cascades, permettent la multiplication d'électrons d'un facteur 10^4 - 10^7 couplés avec une résolution en temps très grande (< 100 ps) et une résolution spatiale limitée seulement par l'espacement et la dimension des canaux. $12\mu\text{m}$ et $15\mu\text{m}$ sont respectivement les diamètres et

les espacements centre-à-centre typiques.

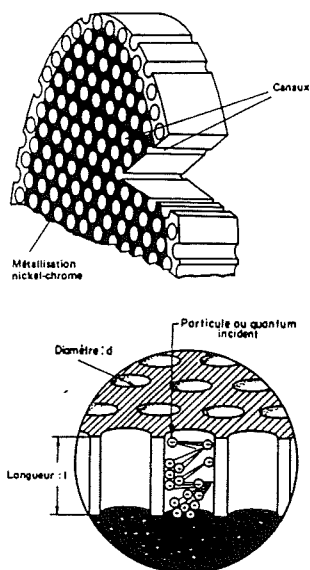


Figure 2.15: La galette de microcanaux, [16]

Comme tous les multiplicateurs d'électrons, les galettes doivent être utilisées dans un vide meilleur que 10 mPa ($\simeq 7.10^{-5}$ torr)[16]. Un électron qui pénètre dans un canal par l'extrémité portée au potentiel le plus bas, est accéléré par le champ électrique axial et frappe la paroi en provoquant l'émission d'électrons secondaires qui vont à leur tour déclencher le même processus. Ainsi, chaque électron incident initie un phénomène d'avalanche, lequel produit en sortie une charge électrique contenant jusqu'à 10^4 électrons dont l'amplitude fluctue selon une loi de distribution dépendant de plusieurs paramètres. L'inclinaison des canaux par rapport aux faces de la galette est choisie de telle manière que les particules incidentes viennent frapper la paroi à l'entrée même des canaux.

b.3. Les réactions ioniques et le gain, [16]

La densité du nuage électronique en sortie des canaux est suffisante pour générer de nombreux ions, qui en remontant le champ électrique vers l'entrée, vont frapper les parois et déclencher ainsi une nouvelle avalanche d'électrons secondaires. Il apparaît ainsi un train d'impulsions qui va modifier le potentiel de la paroi du canal et réduire le gain. Cet effet limite la tension qui peut être appliquée à une galette de microcanaux droits, et donc le gain correspondant. Il existe cependant des moyens pour réduire les réactions ioniques et donc augmenter le gain théoriquement possible, consistant à piéger les ions avant qu'ils n'aient acquis une énergie cinétique suffisante pour libérer des électrons secondaires. Par exemple, l'utilisation de deux galettes en cascade, positionnées de telle manière que l'angle des canaux placés en regard bloque toute remontée, dans la galette d'entrée, des ions en provenance de la galette de sortie. Il est alors possible d'atteindre des gains supérieurs à 10^7 .

Pour une tension donnée, les trajectoires électroniques varient en proportion

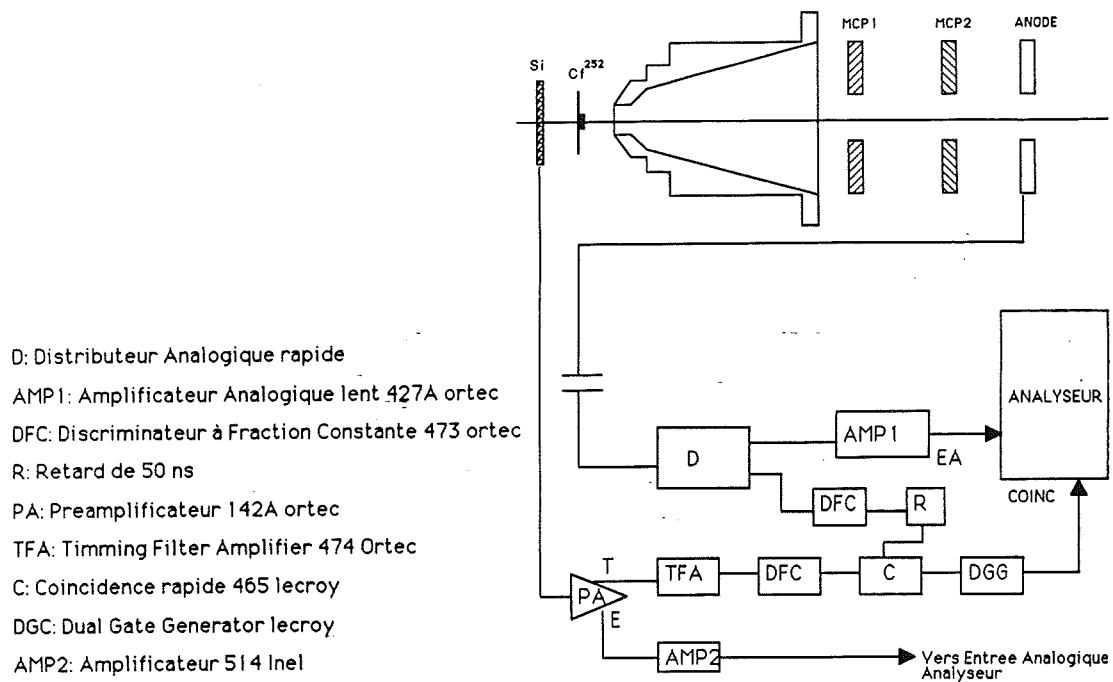


Figure 2.16: Schéma synoptique de l'électronique pour la simulation, [15]

des dimensions du canal. Il en résulte que le gain de chaque canal est une fonction complexe de la tension appliquée.

c: Tests en laboratoire, simulation de l'expérience, [15]

Dans ce qui va suivre, les renseignements sur la simulation en laboratoire faite au CEN de Grenoble, ont été fournis par l'un des membres de la collaboration PS177, lui même ayant effectué ces tests, [15].

Ainsi, la simulation de la détection d'électrons a permis d'évaluer les paramètres de sélectivité et d'efficacité avec lesquels il était possible de distinguer les deux cas possibles d'hypernoyaux, les hyperfragments et les hypernoyaux lourds. Pour cela, on a utilisé des électrons émis par une source de Cf^{252} lors de la fission spontanée des deux fragments.

1) Hypernoyaux de fission prompte

Lors de l'émission des deux fragments de fission, arrachés à la surface de la source de Cf^{252} , on observe un flux important d'électrons. L'un des deux fragments est détecté par un détecteur à barrière de surface Si, voir Fig 2.16. Ce processus donne, à un facteur 2 près, le même signal que l'émission simultanée de deux fragments avec un Λ attaché à l'un deux. Pour l'expérience PS177, une intensité de 200 à 300 électrons pour les deux fragments a été évaluée.

On peut voir par exemple la Fig 2.17a qui représente le spectre d'électrons corrélés avec les fragments de fission détectés par le détecteur Si. Cette coïncidence fait disparaître, en principe, le bruit de fond électronique de bas niveau. La Fig 2.17b, elle, représente le spectre du nombre de fragments de fission en fonction de leur énergie (lourd, léger) en coïncidence avec les électrons détectés par l'ensemble des deux MCP. Dans les deux figures, on aperçoit le début du bruit de

fond de bas niveau.

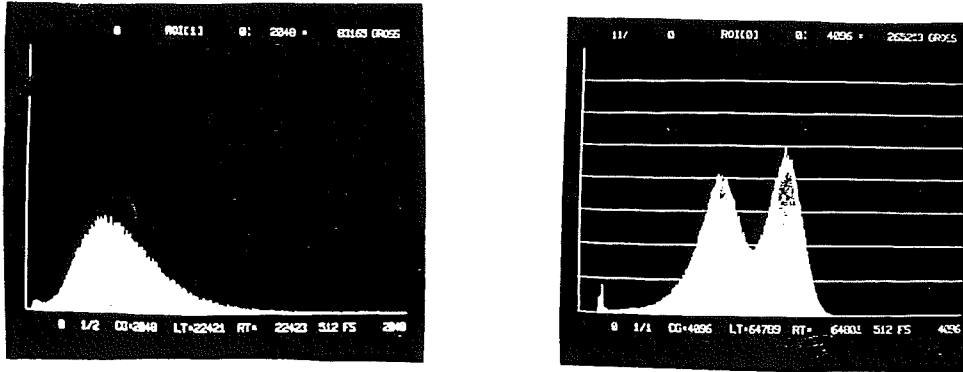


Figure 2.17: (a) Spectre d'électrons, [15] (b) Spectre de fragments de fission, [15]

2) Hypernoyaux de fission retardée

Par la détection d'un flux d'électrons arrachés par le noyau de recul lors de l'émission d'une particule α , le processus permet de simuler l'émission d'un hypernoyau, qui ensuite se désintègre en vol en deux fragments de fission. On s'attendra à environ une dizaine d'électrons arrachés.

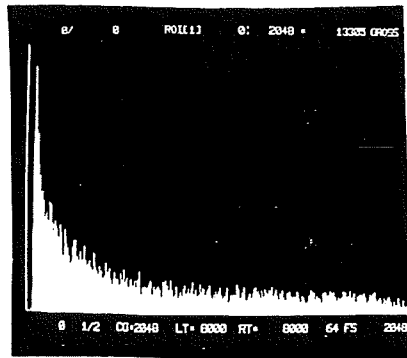


Figure 2.18: Spectre d'électrons en coïncidence avec les α , [15]

La Fig 2.18 montre le spectre d'électrons détectés en coïncidence avec les particules α . Le spectre n'est pas très parlant et montre que l'on n'obtient que du bruit de fond, donc pas ou très peu d'électrons. Cela signifie que le noyau de recul en coïncidence avec les α n'arrachait pas assez d'électrons pour fournir un signal au dessus du bruit de fond.

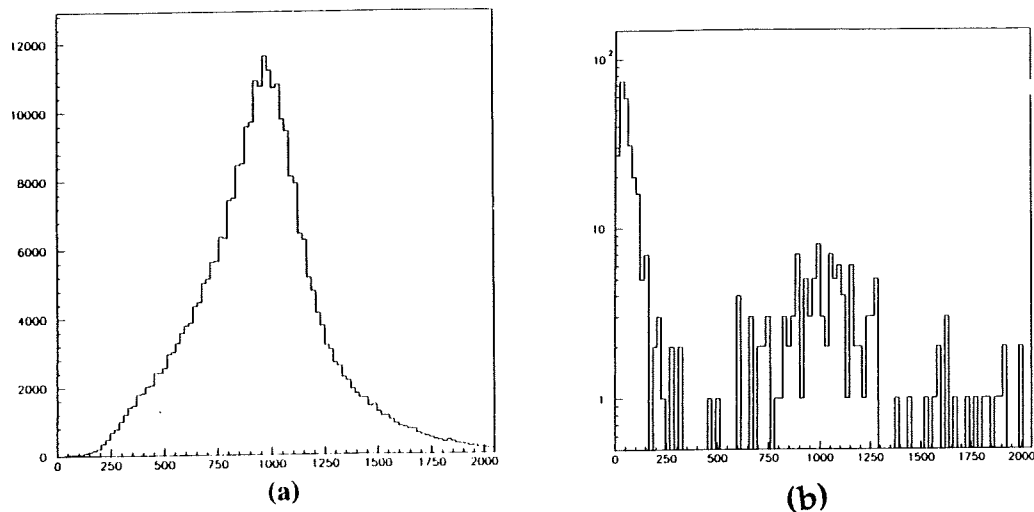


Figure 2.19: Spectres d'amplitude électronique (a) totale, (b) pour les hypernoyaux, cas de la cible d'uranium.

d. Les dépouillements du détecteur

d.1. L'électronique et les calibrations

A chaque fois qu'on a un signal électronique dans le détecteur d'électrons en coïncidence avec un signal dans le scintillateur S_1 , on peut extraire une information en temps et en amplitude. L'information en amplitude est prise directement à partir du signal anode du détecteur. Celui-ci est ensuite envoyé vers un distributeur analogique, amplifié puis envoyé vers un analyseur. Pour le temps de vol, le signal "start" est donné par le détecteur lui-même alors que le "stop" est fourni par S_1 . Le signal "start" est envoyé à un convertisseur Temps-Amplitude par l'intermédiaire d'un pré-amplificateur, d'un amplificateur, puis d'un discriminateur à fraction constante DFC, voir schéma page 52. La calibration en temps est faite exactement de la même manière que pour la calibration en temps de vol des PPACs, voir page 34. La figure 2.19a représente le spectre d'amplitude tel qu'il est fourni par le détecteur d'électrons pour une cible d'uranium.

d.2. Comment distinguer les hyperfragments des hypernoyaux ?

Les hypernoyaux de fission prompt, produisent un grand nombre d'électrons alors que les hypernoyaux de fission retardée produisent environ 10 fois moins d'électrons. Il convient donc de faire une coupure en amplitude afin de distinguer les deux phénomènes. La valeur de cette coupure a été prise égale à 400 canaux, amplitude à partir de laquelle deux structures d'amplitude électronique se distinguent, voir Fig 2.19b. Ainsi, les fragments détectés par les PPACs en coïncidence avec une amplitude supérieure à la coupure, sont désignés comme des fragments de fission prompt. Ceux qui sont détectés en coïncidence avec une amplitude faible, inférieure à la valeur de la coupure, sont désignés comme des fragments de fission retardée. Cette méthode permet alors de définir les hyperfragments et les hypernoyaux. Les Fig 2.20a et b montrent les distributions en position respectivement des hyperfragments et des hypernoyaux, obtenues grâce à

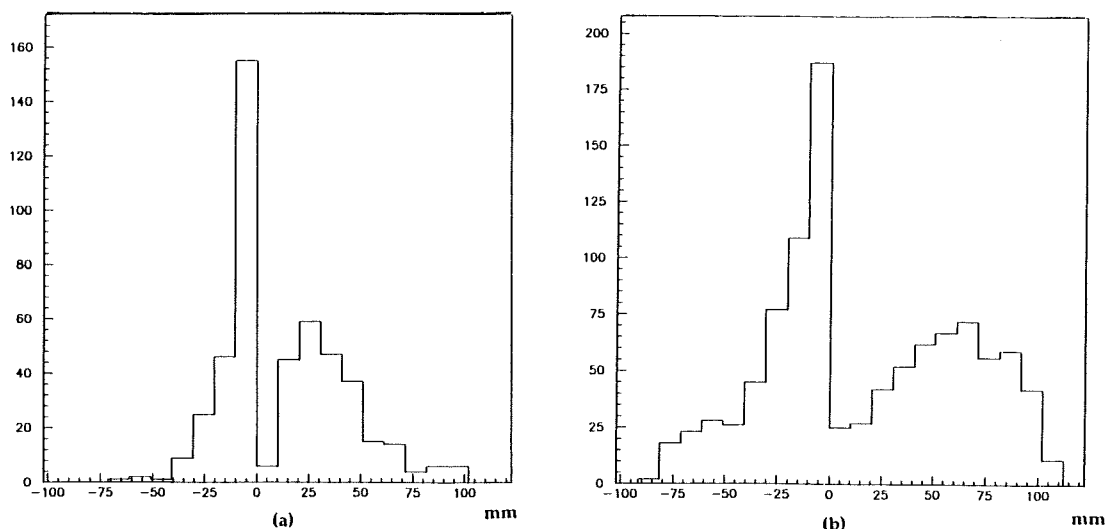


Figure 2.20: Distribution en position (a) des hyperfragments, (b) des hypernoyaux lourds

cette méthode.

2.2.4 Le télescope

a. Description générale

Le détecteur semi-conducteur est par une simple analogie, une chambre d'ionisation où le gaz a été remplacé par un métal semi-conducteur, [57]. Le télescope est un détecteur semi-conducteur à silicium. On l'appelle aussi le détecteur à barrière de surface. Les performances de ce type de détecteurs sont:

1. Les électrons ont une grande mobilité et la distance pour collecter ceux-ci est courte, il est donc possible de déterminer des temps relativement courts, à savoir des nanosecondes.
2. Les problèmes de pureté des gaz et de la stabilité du temps rencontrés souvent pour les chambres à ionisation, sont ici absents.
3. Les détecteurs sont petits et donc plus compacts.
4. Le contrôle sur l'épaisseur et la surface sensible, et de plus sur la géométrie de détection, est facile.

b. Le détecteur silicium à barrière de surface, [57]

Lorsqu'une particule chargée entre dans le détecteur silicium, il y a création de paires d' e^- -trou libres. La création de cette paire nécessite une perte d'énergie dans le silicium d'environ 3.6 eV. Ce taux de création a été trouvé à peu près indépendant de l'énergie et du type de la particule entrante, ce qui permet d'utiliser un détecteur d'épaisseur sensible qui dépasse le parcours de la particule. De plus, ceci veut dire que le champ électrique dans la région sensible doit être suffisamment grand pour séparer les charges avant qu'elles ne se recombinent.

Le détecteur silicium à barrière de surface, voir Fig. 2.21 est constitué d'une grande surface de diodes extrêmement fines de type p disposées sur une surface

sensible de silicium de haute pureté de type-n. Les deux contacts électriques de cette diode sont faits

1. au niveau de la surface de type-p d'un film d'or très fin de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.
2. au niveau du silicium de type-n, par l'intermédiaire d'un métal connecté à l'arrière de la face du silicium.

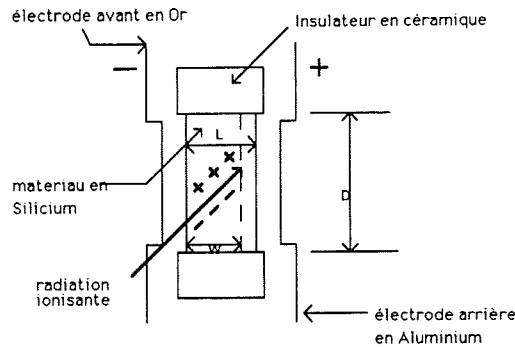


Figure 2.21: détecteur à barrière de surface, [57]

D est le diamètre effectif correspondant à la surface active du dispositif. W est l'épaisseur de la région de déplétion ou région désertée. L est l'épaisseur totale du silicium. $L-W$ est l'épaisseur de la région de non-déplétion. La région W correspond à la portion du silicium qui contient un champ électrique résultant d'une application d'un voltage extérieur (V_b) inversé dans la diode. Les charges libres transportées dans cette région par les radiations ionisantes, sont séparées sous l'influence du champ électrique, et le courant résultant représente alors la source d'information de base du nombre de charges mobiles créées par la radiation incidente.

c. Caractéristiques

- **épaisseur sensible**

Si à la sortie, on veut que la hauteur de l'impulsion soit proportionnelle à l'énergie de la particule chargée, toute l'énergie doit être déposée dans la région sensible. Pour cela, on a besoin d'un champ électrique intense, spécialement pour la spectroscopie des ions lourds et des fragments de fission.

- **résolution en énergie**

Pour les ions lourds ou les fragments de fission, la résolution en énergie est typiquement de 1 MeV pour I^{127} .

- **forme de l'impulsion**

En principe, la forme de l'impulsion fournie par des particules ionisantes quelconques est une fonction complexe de la masse, du parcours donc de l'énergie,

de l'orientation des particules ionisantes et des paramètres du détecteur tel que l'épaisseur sensible, le champ électrique etc...

La largeur de l'impulsion pour les détecteurs à barrière de surface peut être de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes.

- **détermination simultanée de la masse et de l'énergie de la particule chargée**

L'électronique des détecteurs silicium à barrière de surface est destinée à produire simultanément une information en temps très rapide et une bonne résolution en énergie. Sur cette base, on peut alors faire une identification des systèmes de particules et l'analyse simultanée de leurs énergies et masses.

d. Les dépouillements du détecteur

d.1. Les calibrations et l'équation de masse

Le détecteur d'électrons a joué aussi un rôle dans l'électronique de détection du télescope. Ainsi, la mesure du temps de vol des fragments de fission combinait plusieurs signaux en coïncidence. Une particule était détectée dans le télescope si on avait un signal "start", signal en coïncidence entre le faisceau S_1 , le télescope et le détecteur d'électrons et aussi un signal "stop" pris directement sur le télescope. La combinaison des signaux provenant du détecteur d'électrons et du télescope donne deux informations: une information en temps, et l'autre en énergie, voir le schéma électronique page 52.

On connaît la formule d'énergie cinétique $E = \frac{1}{2} m v^2$, où la masse du fragment de fission est m et sa vitesse est v ; v est définie par $\frac{L}{t-t_0}$, L étant la distance de la cible au télescope, t le temps de vol de la particule et t_0 le temps "zero" du détecteur. Dans l'électronique de PS177, la valeur du temps de vol est collectée à partir d'un convertisseur temps-amplitude TAC et la valeur de l'énergie par un ADC. Ces deux signaux sont notés dans toute la suite par, respectivement, X et Y. Les analyses "hors ligne" montrent les spectres X-Y, Fig. 2.22a et b, respectivement pour l'uranium et le bismuth. Un coup d'oeil rapide nous fait découvrir un spectre définissant explicitement deux structures, bien séparées, en forme de "banane". La première structure est localisée pour des X et des Y petits alors que la seconde se situe aux X et Y grands. Lorsqu'on sait que X représente le temps de vol et que Y donne l'énergie perdue dans le détecteur, la plus simple des interprétations est de dire que, la première structure est reliée aux particules légères alors que la seconde représente les fragments de fission.

Il faut savoir que le télescope était placé de telle manière qu'il gênait la détection dans la zone permise d'un des deux détecteurs PPACs, voir Fig. 2.3. Ce qui fait que les particules légères ou les fragments de fission qui sont détectés par le télescope, ne le sont pas par le PPAC "voilé". Par contre, on peut rendre compte des fragments de fission corrélés aux éléments détectés par le télescope, en mettant une coïncidence entre celui-ci et le PPAC "propre". Une triple coïncidence entre les deux PPACs et le télescope, montre que les événements détectés dans les

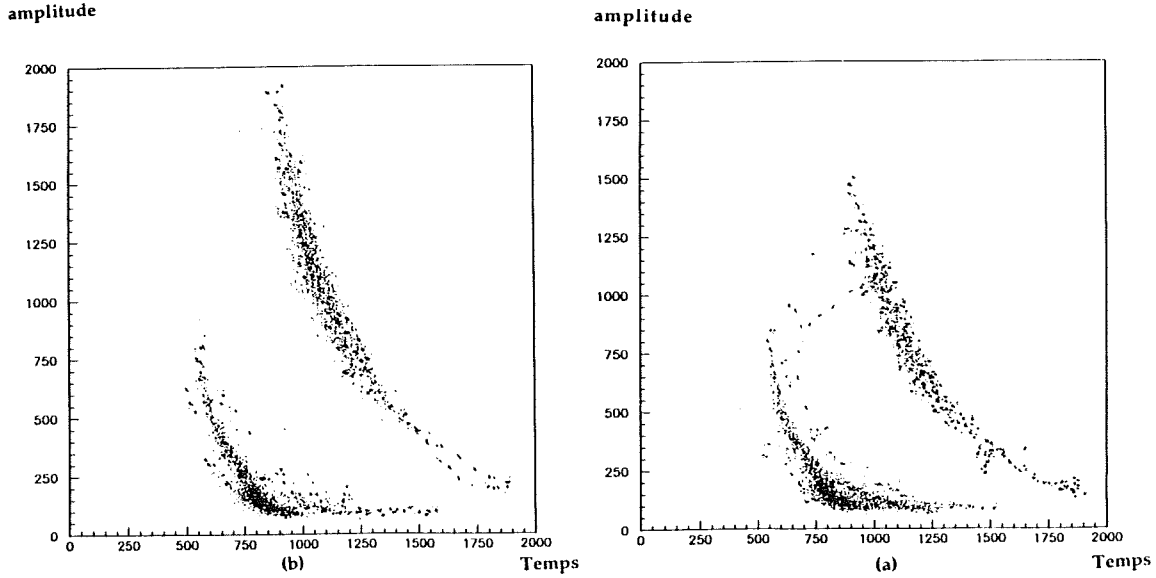


Figure 2.22: Spectre Amplitude-Temps du télescope, (a) pour l'uranium, (b) pour le bismuth

deux PPACs ne sont autres que des fragments de fissions corrélés, alors que les événements détectés dans le télescope sont uniquement des particules légères.

Si on considère que l'énergie E est exprimée par $(a Y + b)$, où b est un paramètre qui dépend de l'efficacité électronique de détection de l'énergie perdue [51], se comportant différemment pour les particules légères et les fragments de fission, et si $(t - t_0)$ est exprimé par $c \times (X - X_0)$, où c est le paramètre de calibration du temps de vol télescope, alors l'équation de masse est facilement extraite:

$$m \text{ (uma)} = \frac{1.923 \times c^2 \times (a Y + b) \times (X - X_0)^2}{L^2} \quad (2.1)$$

Pour la calibration, plusieurs tests utilisant une source de californium ont été réalisés. On a montré précédemment, la distribution en masse des fragments de fission du californium, voir page 33 et Fig 2.10. On sait que la valeur moyenne du fragment lourd est de 142 uma alors que celle du fragment léger est de 107 uma. La source de californium utilisée pendant l'expérience était épaisse et protégée, donc mauvaise, et on n'a pas pu obtenir un spectre X-Y propre. Néanmoins, ce spectre a fournit des informations intéressantes, spécialement une distinction difficile, mais possible, entre les deux "bananes" qui donnent les zones de masse lourde et de masse légère. De plus, ce même spectre, montre une troisième structure dont les événements ont une grande vitesse et une énergie très petite. Cette zone définit les α de 6 MeV d'énergie, normalement émis par le californium.

Ainsi, afin de calibrer le détecteur et d'extraire les paramètres a , b et c , on utilise une méthode de minimisation. On choisit une fonction $F(m) = \sum_i (m_i - m_{exp})^2$, où m_i est exprimée par l'équation de masse précédente 2.1, m_{exp} est prise égale à 4 uma, 107 uma ou 142 uma selon les données sélectionnées, respectivement parmi celles de la première structure de "banane", de la seconde ou de la troisième. La sommation se fait sur l'ensemble des données sélectionnées. Les conditions sur l'énergie sont différemment prises pour les particules α et les fragments de fission.

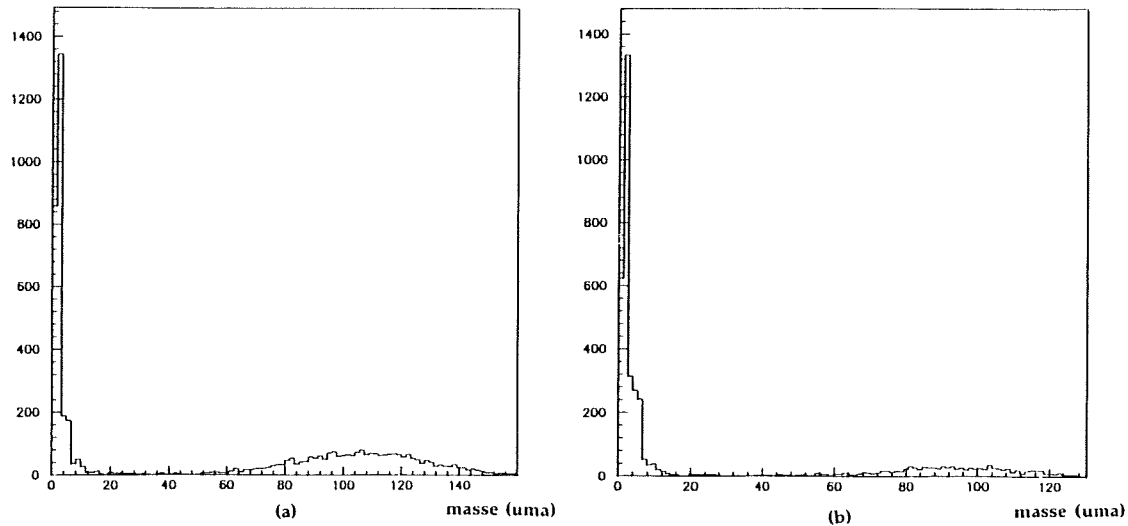


Figure 2.23: Distribution en masse obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

Dans le premier cas, la valeur de l'énergie peut varier entre 4 et 8 MeV. Dans le second cas, on applique la systématique de Viola sur l'énergie cinétique des fragments de fission [76]. Le programme de minimisation utilise une routine du CERN, appelée CERN MINUIT routine [39].

Ainsi, a, b et X_0 ont été extraits et l'équation de masse peut s'écrire:

$$m \text{ (uma)} = 6.3 \cdot 10^{-6} \times (0.07 \times Y + b) \times (X - 600)^2$$

et

$$b = -2.2 \text{ MeV si } m > 20 \text{ uma}, b = -4. \text{ MeV si } m < 20 \text{ uma} \quad (2.2)$$

d.2. Les distributions en masse et en énergie cinétique

On peut construire la distribution en masse et la distribution en énergie cinétique des fragments de fission en utilisant l'équation 2.2. Les figures 2.23a 2.23b qui sont respectivement les distributions en masse des événements détectés par le télescope, lui même en coïncidence avec le PPAC propre, pour les cibles d'uranium et de bismuth, montrent deux structures en masse nettement séparables. La première structure où les petites masses forment un pic autour de la valeur 1 uma est bien entendu liée aux particules légères. La deuxième structure, ayant une largeur de distribution importante, représente la distribution des fragments de fission.

De même les distributions en énergie Fig 2.24a et b et de vitesse Fig 2.25a et b en fonction des masses donnent une idée des différences de comportement entre les particules légères et les fragments de fission.

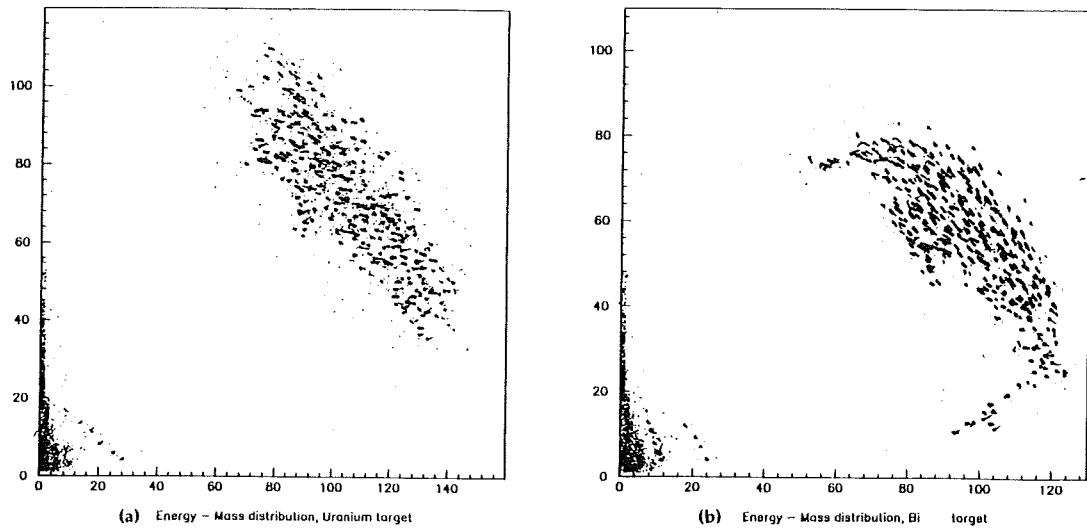


Figure 2.24: Distribution en énergie en fonction de la masse, obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

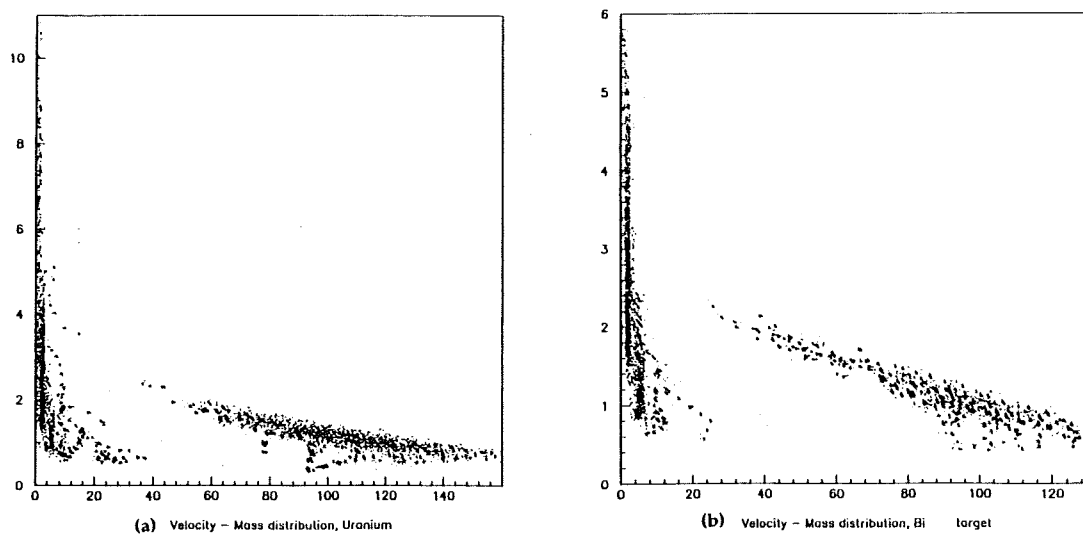


Figure 2.25: Distribution en vitesse en fonction de la masse, obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

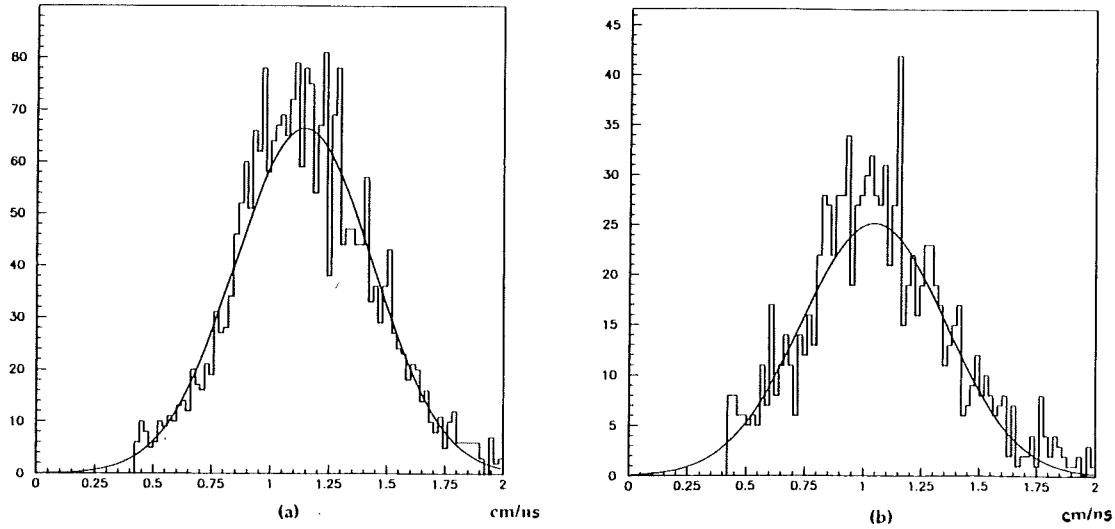


Figure 2.26: Distribution en vitesse des fragments de fission obtenue pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

Les fragments de fission

Les fragments de fission ont des caractéristiques propres qui les différencient facilement des autres types d'ions. Entres autres, ils sont lents, de vitesses typiques autour de 1 cm/ns. Les distributions de vitesses obtenues par cette expérience vérifient cette règle. On voit d'après les figures 2.26a et b que les valeurs moyennes et les déviations standard des distributions de vitesse pour l'uranium et le bismuth sont égales respectivement à 1.14 cm/ns, 0.29 cm/ns et 1.04 cm/ns, 0.30 cm/ns.

On suppose que la fission est symétrique, c'est à dire que le noyau fissionnant en deux masses égales, et que le processus de fission est isotrope. Etant donné qu'il est utile de connaître la masse du noyau fissionnant, nous "ajustons" la distribution en masse expérimentale des fragments de fission Fig 2.27a pour l'uranium et Fig 2.27b pour le bismuth, par une fonction Gaussienne de type

$$G(m) = C \times \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \times \left(\frac{m - m_0}{\sigma}\right)^2$$

où C est un facteur d'échelle, m_0 la masse moyenne et σ la déviation standard. La masse moyenne du noyau fissionnant sera égale à $(2 \times m_0)$.

Une procédure identique est utilisée pour construire la distribution en énergie cinétique totale, égale à $2 \times E$ et son "ajustement", voir Fig 2.28a et b. Le tableau 2.1 résume les valeurs moyennes des énergies cinétiques totales et des masses des noyaux fissionnants d'uranium et de bismuth. Ce tableau est comparé au tableau donnant les valeurs moyennes des masses et énergies cinétiques des noyaux fissionnants pour une expérience utilisant un faisceau de protons de 475 Mev sur des cibles d'uranium et de bismuth [1], tableau 2.2. Les deux expériences ne sont pas semblables, et les processus impliqués dans l'une comme dans l'autre ne coïncident pas, néanmoins, le résultat final, c.a.d. le comportement du noyau fissionnant, doit être plus ou moins similaire. On voit d'ailleurs que les deux résultats ne se contredisent pas.

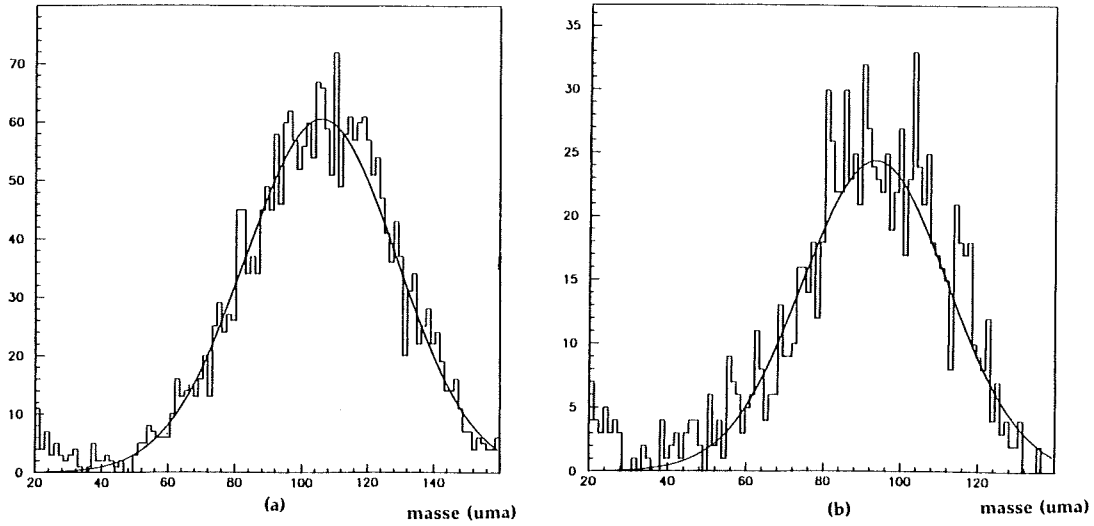


Figure 2.27: Distribution en masse des fragments de fission pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

Noyau mère	Noyau fissionnant	
	Masse moyenne (uma)	énergie totale moyenne (MeV)
uranium	212 ± 44	144 ± 43
bismuth	188 ± 35	111 ± 39

Table 2.1: Noyau fissionnant, expérience avec les antiprotons

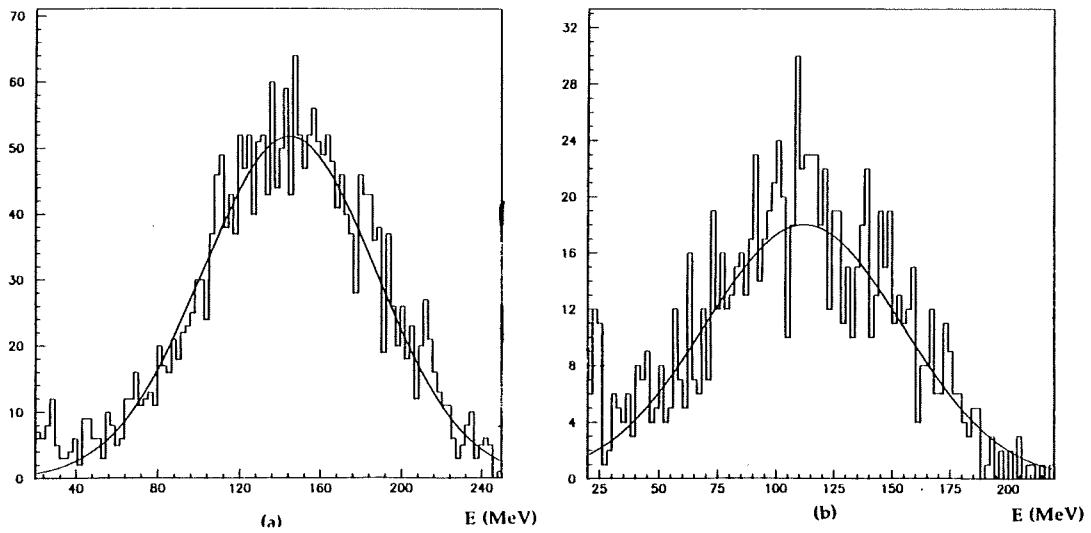


Figure 2.28: Distribution en énergie cinétique totale des fragments de fission pour une cible (a) d'uranium (b) de bismuth.

Noyau mère	Noyau fissionnant	
	Masse moyenne (uma)	énergie totale moyenne (MeV)
uranium	220	150
bismuth	200	130

Table 2.2: Noyau fissionnant, expérience avec les protons,[1]

La Fig 2.29 illustre les résultats obtenus par l'expérience et ceux par la formule de Viola [76], en ce qui concerne la valeur des énergies cinétiques totales. Ceci donne une idée de la fiabilité des résultats expérimentaux.

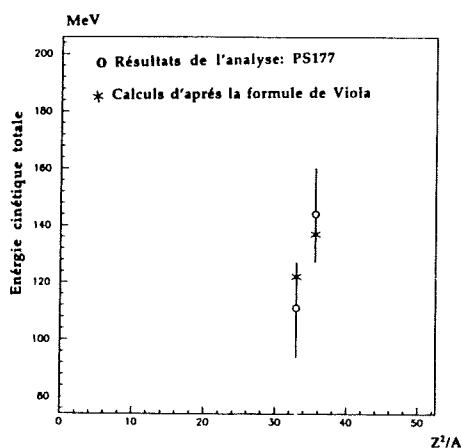


Figure 2.29: Comparaison des résultats obtenus par PS177 et des résultats obtenus par la formule de Viola.

Les particules légères

Les distributions en masse des particules légères Fig 2.30a et b, respectivement pour l'uranium et le bismuth dévoilent:

1. une première structure fortement piquée autour de la masse 1 uma,
2. une deuxième structure beaucoup plus large que la première, de masse moyenne autour de 4 uma.

On en conclut que les particules de pré-fission et probablement aussi de post-fission sont en majorité des protons et des particules alphas. On peut aussi distinguer une troisième zone constituée par des noyaux de lithium et de béryllium.

Il est intéressant de savoir maintenant quelle est la multiplicité Mu^{pl} de ces particules. Elle est définie par l'expression suivante:

$$Mu^{pl} = \frac{N_c^{lp}}{N_s^{fiss} \times \varepsilon_{tel}} .$$

Cette relation est vraie seulement dans le cas de notre expérience, i.e dans le cas où l'efficacité géométrique de détection du télescope $\varepsilon_{tel} \ll \frac{1}{Mu^{pl}}$. La surface S

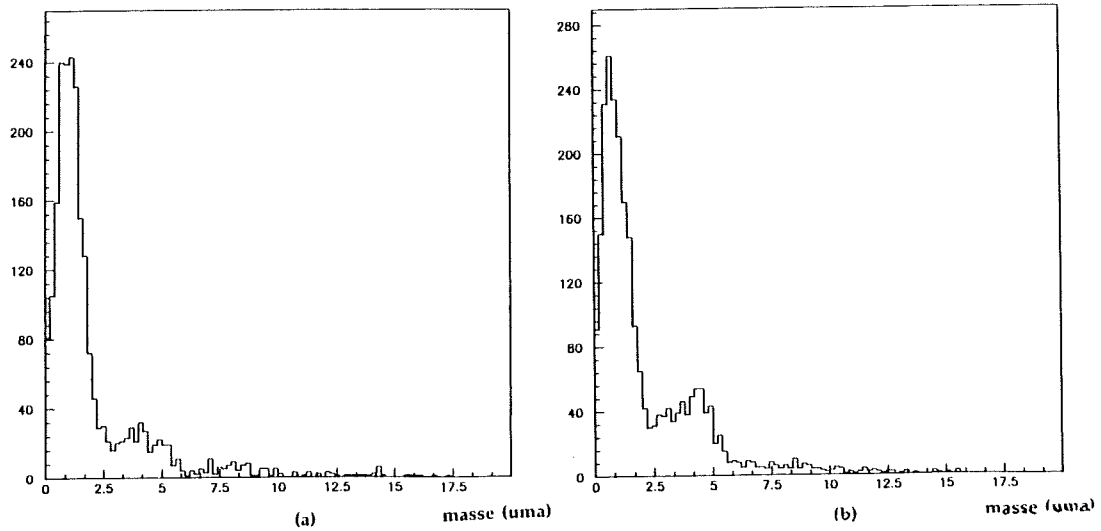


Figure 2.30: Distribution en masse des particules légères, (a) uranium, (b) bismuth.

disponible de détection du télescope est de 4 cm^2 et la distance L de la cible au détecteur est évaluée à 223 mm. Ainsi, l'efficacité de détection peut être exprimée par $\varepsilon_{tel} = \frac{S}{4 \times \pi \times L^2} = 6.4 \cdot 10^{-4}$. Les valeurs de N_c^{lp} et N_s^{fiss} sont définies par :

1. le nombre total de fragments de fission détectés dans le PPAC "non-voilé", et avec un trigger "singles". Ce nombre est N_s^{fiss} .
2. sous condition de ne détecter que des particules légères dans le télescope, on met celui-ci en coïncidence avec le PPAC précédent. Le nombre de ces particules est N_c^{lp} .

La multiplicité de ces particules est alors évaluée à 4.5 ± 1.43 pour l'uranium et $4. \pm 1.27$ pour le bismuth.

Schéma électronique du système de détection de PS177, en 1988

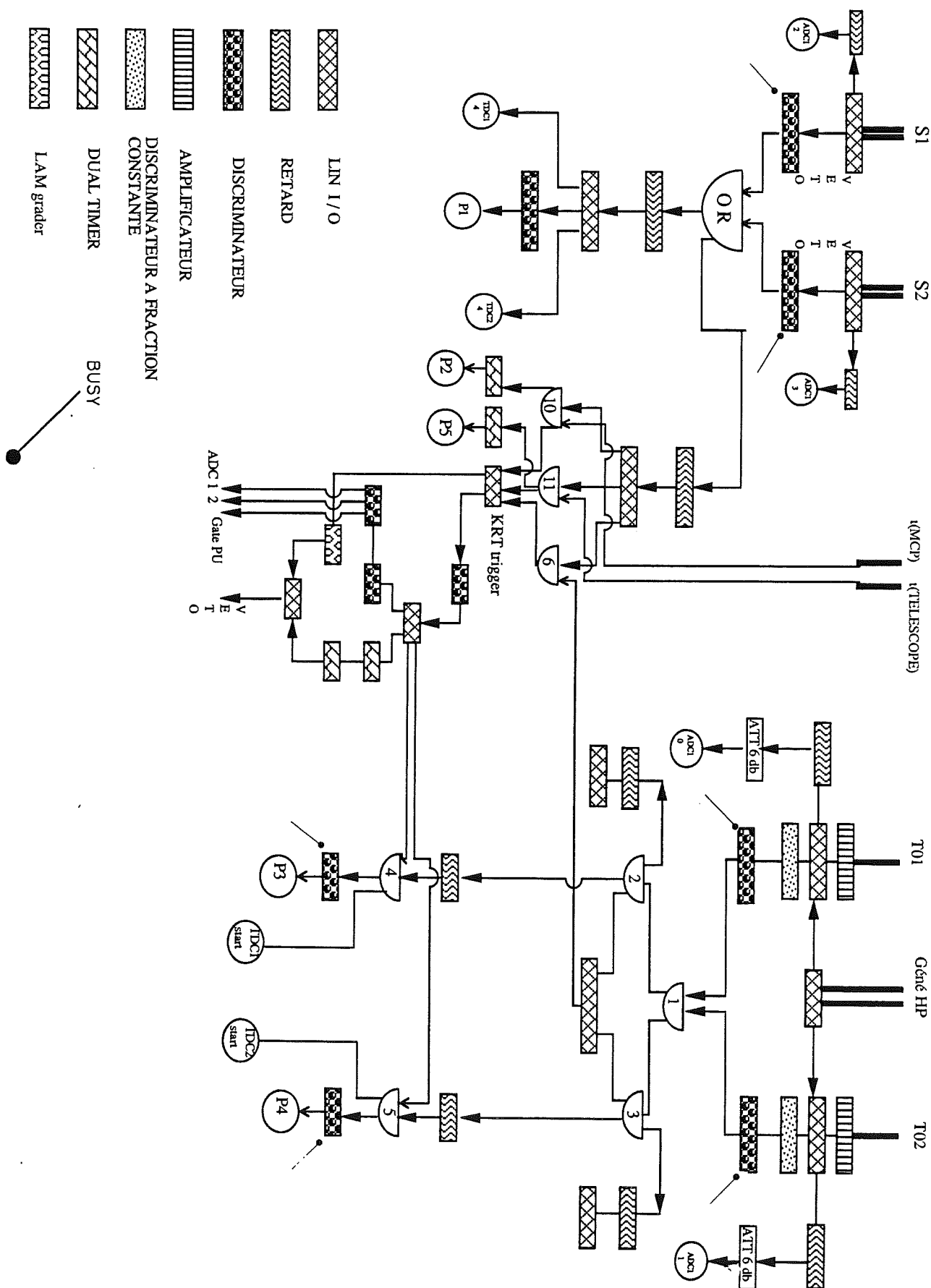
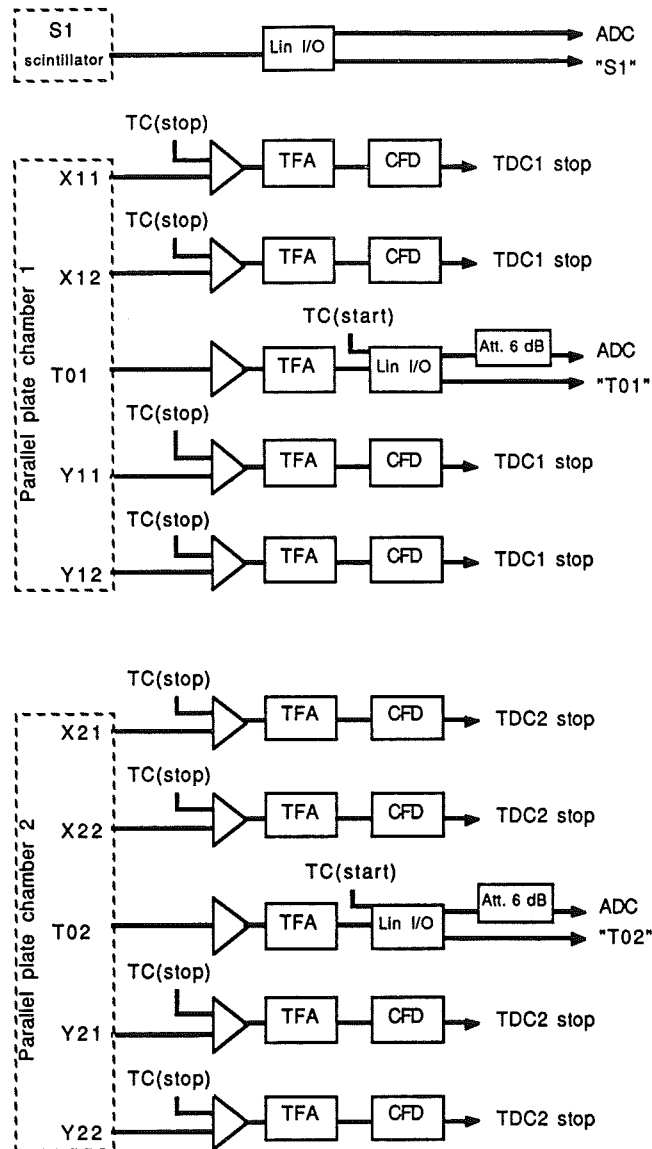


Schéma électronique du fonctionnement des PPACs



2.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Profitant du fait que nous pouvons différencier les deux cas de production d'hypernoyaux de fission, nous nous sommes penchés sur le problème de la dynamique d'attachement du Λ au fragment de fission dans le cas de la fission prompte. Il est clair que la particule Λ est attachée au fragment qui est détecté dans la région interdite du PPAC en coïncidence avec une grande amplitude enregistrée dans le détecteur d'électrons. Le rapport de masse de ce fragment par rapport à la masse du noyau fissionnant est déterminé par la technique dite de "double vitesse" [47]. Cette technique est basée sur le fait que l'évaporation nucléaire à partir du fragment de fission, possède la symétrie avant arrière dans le référentiel du fragment, et en principe ne change pas la valeur moyenne de la vitesse du fragment. Si on désigne par 1 et 2 les deux fragments de fission, la conservation du moment à la fission est $m_1 \times v_1 = m_2 \times v_2$. On en déduit que $\frac{m_1}{m_1+m_2} = \frac{v_2}{v_2+v_1}$. Cette relation, et la conservation des vitesses en moyenne, nous permet d'écrire, à partir des mesures expérimentales des vitesses des deux fragments de fission, que $R_1 = \frac{m_1}{m_1+m_2}$. A partir de cet instant, on peut traiter deux problèmes. A savoir, les distributions des rapports de masses et l'attachement de la particule Λ au fragment de masse correspondant à un rapport de masses R_1 .

2.3.1 Les distributions des rapports de masses

Le taux de comptage $N_F(R_1)$ des fragments de fission détectés en coïncidence dans les PPACs correspondant à un rapport de masses R_1 , donne une idée de la distribution en masse réelle des fragments de fission, voir la Fig 2.31a pour le cas des hypernoyaux de fission prompte. On peut voir que cette distribution (1) dévoile une assymétrie par rapport à la valeur $R_1 = 0.5$, valeur qui représente la valeur moyenne d'une distribution symétrique. Cette assymétrie dévoile un phénomène qui est en relation avec la masse du fragment. Afin de concrétiser l'effet de cette assymétrie en fonction de la masse du fragment, on étudiera, en particulier, l'allure de la distribution $N_F = N_F(R_1) + N_F(R_2)$ (2), distribution symétrisée des rapports de masses et le rapport de la distribution (1) par rapport à la distribution (2).

Si la distribution en masse des fragments de fission est symétrique et unimodale (une bosse), cela veut dire que l'énergie d'excitation du noyau fissionnant, impliquée dans le processus, est grande. On s'attendra alors, à ce que la distribution $N_F = N_F(R_1) + N_F(R_2)$ en fonction de R_1 ait une valeur moyenne autour de 0.5 et qu'elle se comporte comme une Gaussienne. Par contre, si la fission était symétrique et bimodale (deux bosses), et donc une énergie d'excitation petite, on s'attendra à ce que cette distribution dévoile deux structures en masse. La première serait une structure en masse des fragments légers et la seconde serait celle des fragments lourds. Soit donc, N_F en fonction de R_1 , qui est directement comparable aux distributions en masse des fragments de fission, dans les trois cas suivants:

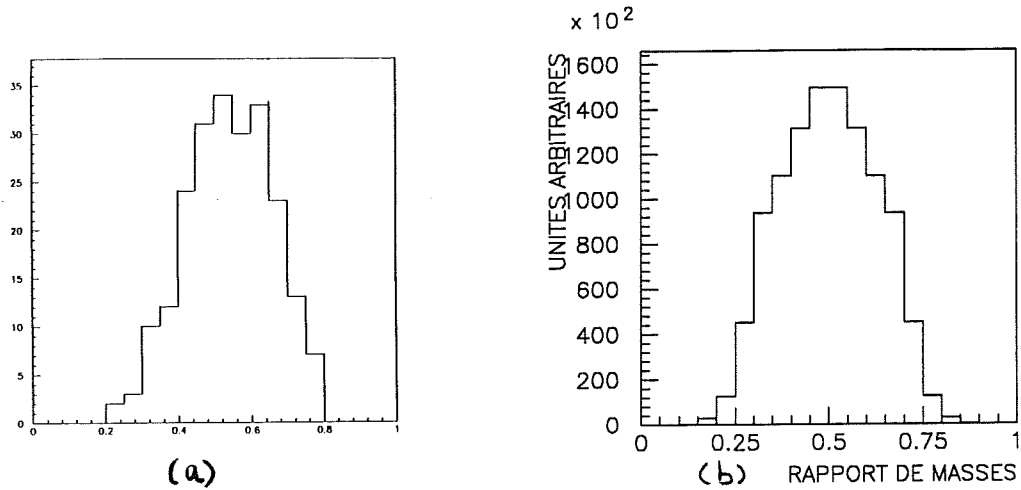


Figure 2.31: (a) Rapport en masses des fragments $N_F(R_1)$ pour le cas des hypernoyaux de fission prompt (b) Distribution symétrisée des rapports de masses N_F , dans le cas de la fission prompt normale

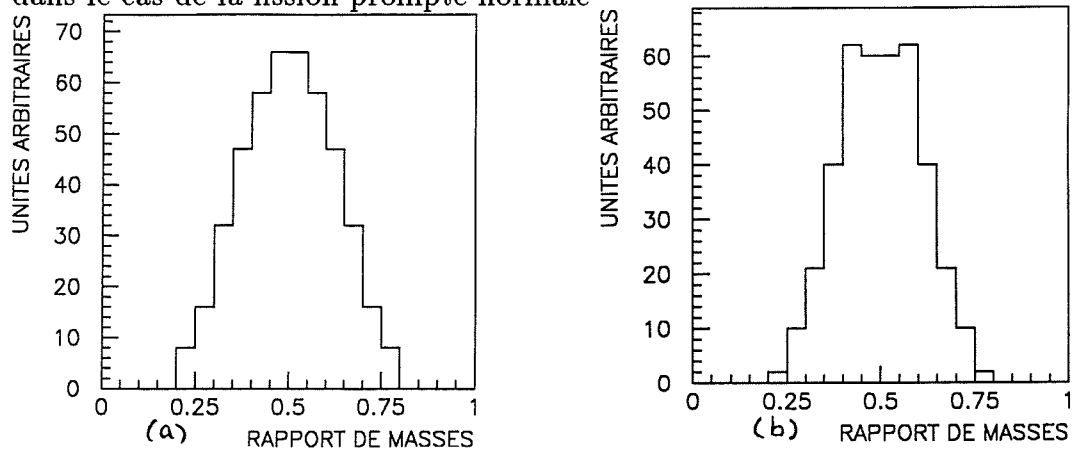


Figure 2.32: Distribution symétrisée des rapports de masses N_F en fonction de R_1 dans le cas (a) des hypernoyaux de fission prompt, (b) des hypernoyaux de fission retardée

a) fission prompte, fragments de fission détectés en coïncidence dans les régions permises des PPACs, voir Fig 2.31b

b) fission prompte, l'un des fragments est détecté dans la région permise alors que l'autre est dans la région interdite, Fig 2.32a

c) fission retardée, l'un des fragments est détecté dans la région permise alors que l'autre est dans la région interdite, Fig 2.32b.

Dans tous les cas de figure, fission prompt normale, hyperfragments et hypernoyaux lourds, on voit que la distribution est tout à fait symétrique autour d'une valeur moyenne de 0.5, ce qui confirme que le processus d'excitation se fait à haute température. Dans le cas des hypernoyaux lourds, la distribution montre une allure symétrique et bimodale, ce qui indique que l'énergie d'excitation est plus petite que dans le cas de la fission prompte.

La largeur de la distribution pour l'uranium, est égale environ à 12.7 uma pour la fission prompt normale d'un noyau de masse 212 uma, valeur qui doit être comparée à 10 uma extraite de [37].

2.3.2 L'attachement du Λ

Le taux de comptage $N_\Lambda(R_1)$ des fragments de fission observés dans la région interdite, ayant des fragments complémentaires dans la région permise et correspondant à un rapport de masses R_1 s'écrit, voir Fig 2.31a :

$$N_\Lambda(R_1) = N_{HN} P_{pf} F(R_1) A_\Lambda(R_1) \eta_{MCP} \epsilon(R_1) \quad (2.3)$$

où:

N_{HN} est le taux de production d'hypernoyaux,

P_{pf} est la probabilité qu'un hypernoyau provienne de la fission prompte, la particule Λ restant attachée à l'un des deux fragments,

$F(R_1)$ est la probabilité que les fragments de masse m_1 et m_2 soient produits. Il est évident que $F(R_1) = F(R_2)$,

$A_\Lambda(R_1)$ est la probabilité d'attachement de la particule Λ au fragment de masse m_1 ,

η_{MCP} est l'efficacité de détection des électrons de fission, à peu près égale à l'unité, $\epsilon(R_1)$ est la probabilité que l'un des deux fragments de fission soit détecté dans la partie interdite du PPAC, après la déflexion de sa trajectoire due à la désintégration de la particule Λ , alors que le fragment complémentaire l'est dans la région permise de l'autre PPAC.

A partir de notre définition, on a $A_\Lambda(R_1) + A_\Lambda(R_2) = 1$. Il suivra alors :

$$\mathcal{R}_{Exp}(R_1) = \frac{N_\Lambda(R_1)}{N_\Lambda(R_1) + N_\Lambda(R_2)} = \frac{A_\Lambda(R_1) \epsilon(R_1)}{A_\Lambda(R_1) \epsilon(R_1) + A_\Lambda(R_2) \epsilon(R_2)} \quad (2.4)$$

et:

$$\mathcal{R}_{Cor}(R_1) = \frac{\frac{N_\Lambda(R_1)}{\epsilon(R_1)}}{\frac{N_\Lambda(R_1)}{\epsilon(R_1)} + \frac{N_\Lambda(R_2)}{\epsilon(R_2)}} = A_\Lambda(R_1) . \quad (2.5)$$

où \mathcal{R}_{Exp} et \mathcal{R}_{Cor} sont respectivement le rapport des masses expérimentales obtenu à partir des données expérimentales "brutes" et celui corrigé par l'efficacité de détection.

La Fig 2.33a donne donc la variation du rapport \mathcal{R}_{Exp} en fonction de R_1 , comme il est observé pour les hypernoyaux de fission prompte. Comme on le voit explicitement, il y a une forte corrélation entre le rapport de comptages et le rapport de masses. Ceci implique que les masses lourdes sont détectées en plus grand nombre dans la région interdite que ne le sont les masses légères. Cet effet peut être attribué à un attachement préférentiel de la particule Λ aux masses lourdes ou bien à un effet de dépendance de l'efficacité de détection avec la masse.

Le même traitement est appliqué aux fragments de fission retardée. Ici, étant donné que la particule Λ se désintègre avant la fission, on s'attendra à ce qu'il n'y ait aucun effet apparent sur la dépendance en masse. En effet, la Fig 2.33b montre qu'il n'y a aucune apparente corrélation entre le rapport de comptages et le rapport de masses. Ceci est une confirmation de la fiabilité de la technique expérimentale utilisée et des analyses faites.

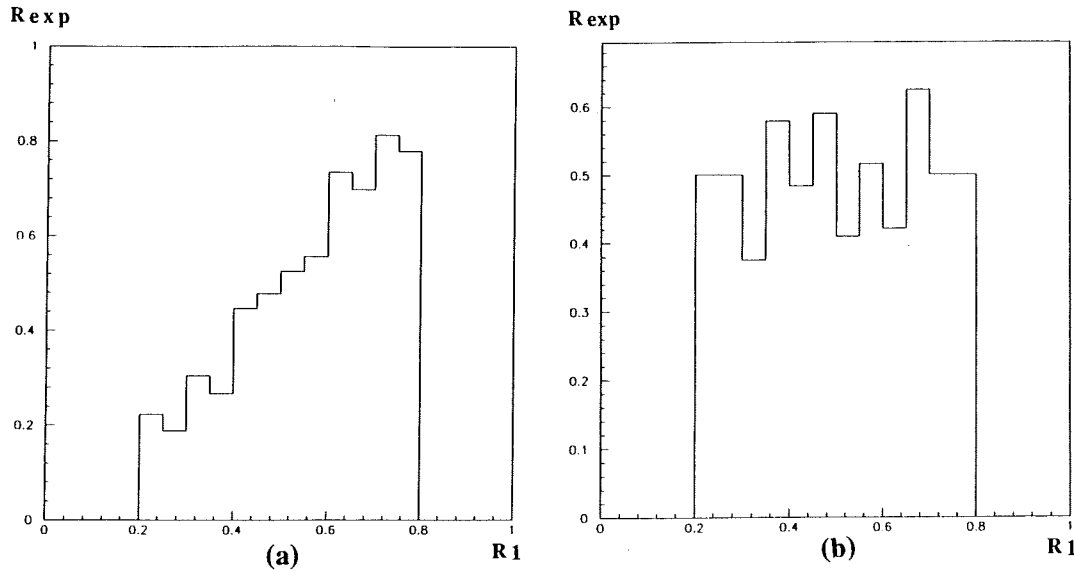


Figure 2.33: Variation de la probabilité expérimentale d'attachement de Λ en fonction du rapport de masse R_1 , pour (a) les hypernoyaux de fission prompte, (b) les hypernoyaux de fission retardée.

Interprétations

Afin de déterminer la dépendance de l'efficacité de détection, un programme de simulation a été nécessaire. Ce programme est décrit dans le chapitre 3, page 61.

On s'occupe ici du cas de la fission prompte. On donne autant de chances au fragment 1 qu'au fragment 2, produits lors de la fission, d'avoir une particule Λ initialement attaché à lui. L'histoire de la fission du noyau de recul et l'attachement du Λ et sa désintégration dans le fragment est décrite dans le chapitre 3 page 61. Dans cette simulation, on tiendra compte des pertes d'énergie dans la cible et dans les détecteurs PPACs, de l'émission des neutrons à partir des fragments de fission dans la cible et de la diffusion multiple. La distribution en masse des fragments de fission est considérée comme plate, i.e que la valeur de la masse du fragment est prise égale au hasard entre 0 uma et la masse du noyau fissionnant.

A partir de cette simulation, le spectre d'efficacité de détection obtenu dévoile une dépendance du rapport de masses, R_1 . Cette efficacité diminue avec l'augmentation de R_1 , voir Fig 2.34. Ceci peut être dû à plusieurs raisons:

1. Etant donné que la vitesse du fragment lourd est plus petite que celle du fragment léger, la désintégration du Λ se fait plus près de la cible et diminue les chances du fragment de se retrouver dans la zone interdite.

2. L'effet de la perte d'énergie dans la cible provoque une diminution de la vitesse de certains fragments lourds ou légers. Ceci a pour conséquence de décaler la valeur du rapport de masses expérimental. En général, cet effet tend à faire paraître la fission plus asymétrique qu'elle ne l'est. Il influence aussi le taux de variation de \mathcal{R}_{Exp} et le rend plus plat qu'il ne l'est en réalité.

Utilisant Fig 2.33a qui est la variation du rapport \mathcal{R}_{Exp} en fonction de R_1 et les valeurs de l'efficacité de détection de Fig 2.34, on obtient les valeurs de $\mathcal{R}_{Cor}(R_1)$, voir Fig 2.35. L'attachement du Λ peut être alors calculé à partir de l'équation 2.5.

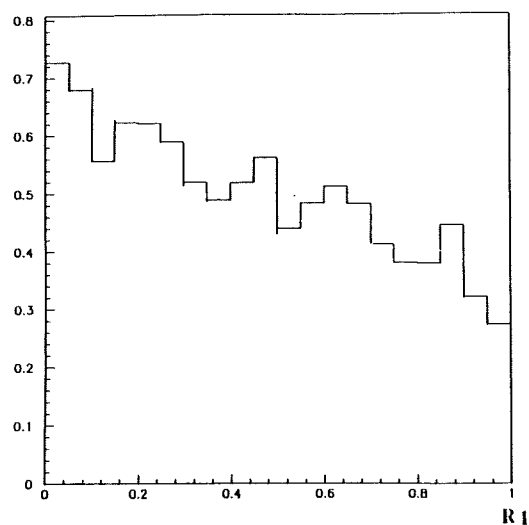


Figure 2.34: Dépendance de l'efficacité de détection du rapport de masse R_1 , spectre obtenu par simulation

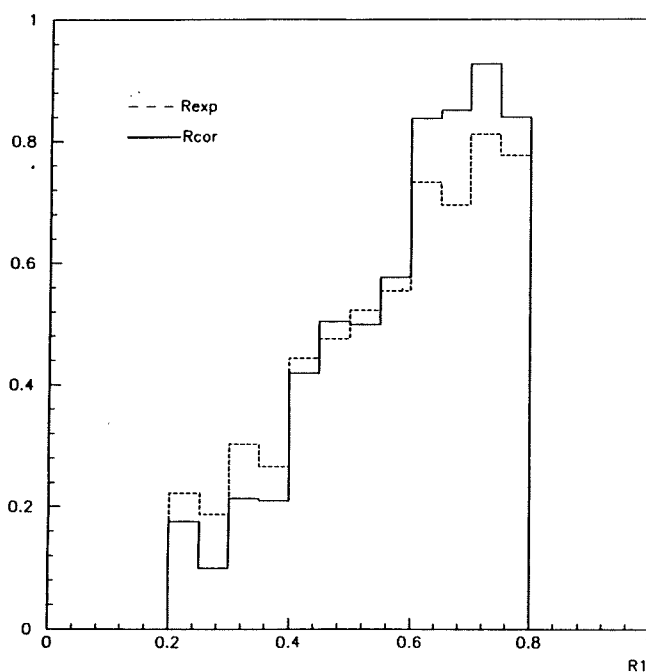


Figure 2.35: La probabilité d'attachement en fonction du rapport de masses R_1 . (trait plein): purement expérimentale, (tirets): avec correction d'efficacité .

Dans la région des taux de production non négligeables, la probabilité d'attachement du Λ est décrite par une dépendance linéaire du rapport de masses R_1

$$A_\Lambda(R_1) = 0.5 + \alpha(R_1 - 0.5) \text{ avec } \alpha \simeq 1.7 \quad (2.6)$$

Une valeur $\alpha = 1$ correspond à une probabilité d'attachement proportionnelle à la masse du fragment de fission. On voit qu'ici ce n'est pas du tout le cas. La dépendance de l'attachement Λ au fragment semble être beaucoup plus forte que le cas limite. Cette dépendance peut en principe donner des informations sur la dynamique de la fission.

Si on considère que le Λ est dans son état fondamental au moment de la fission alors:

1. Si le processus de fission est très rapide comparé à la fréquence orbitale de vibration du Λ , on devrait s'attendre à ce qu'il finisse dans n'importe quel fragment et avec une probabilité approximativement proportionnelle à son volume.

2. Si le processus de fission est par contre très lent, on s'attendra à ce que le Λ reste dans son état fondamental et finisse dans le fragment le plus massif, où il trouvera une plus grande énergie de liaison.

Chapitre 3

SIMULATION

On essaye de simuler l'expérience à l'aide d'un Monte-Carlo. Le programme de simulation utilise les informations expérimentales telles que la géométrie réelle de l'expérience par exemple, des informations théoriques telles que les phénomènes et les lois physiques et des hypothèses lorsqu'on ne connaît pas certaines expressions de certains phénomènes. Ceci implique qu'un ensemble de paramètres variables va être mis en jeu. Ces paramètres sont contenus dans des expressions théoriques et seront fixés lorsque les résultats de la simulation ressembleront au mieux aux résultats expérimentaux. Pour juger de la compatibilité des résultats, on fait des calculs de moindres carrés et la qualité de l'ajustement entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation est jugée d'après la valeur du χ^2 .

Ce chapitre étudie, à travers trois différentes simulations, les phénomènes relatifs à la production de l'hypernoyau (Simulation I), la durée de vie de celui-ci et sa désintégration (Simulation II), ainsi que la désexcitation du noyau de recul (Simulation III).

3.1 SIMULATION I : L'HYPERNOYAU

On veut trouver le taux de production des hypernoyaux d'uranium et de bismuth ainsi que leur durée de vie. Cette première partie de simulation était destinée à étudier essentiellement le phénomène de la durée de vie. La conception de ce programme de simulation étant terriblement compliquée et impliquant un nombre important de paramètres inconnus, par conséquent, la durée de vie n'en est pas facilement extraite. Cependant, de précieuses informations concernant le taux de production d'hypernoyaux ainsi que l'évolution de celui-ci après l'interaction des antiprotons avec le noyau, ont été extraites.

3.1.1 Création de l'hypernoyau et comportement

Nous allons décrire les éléments qui constituent le programme de simulation. Il faut souligner que le cas des hyperfragments et celui des hypernoyaux lourds sont

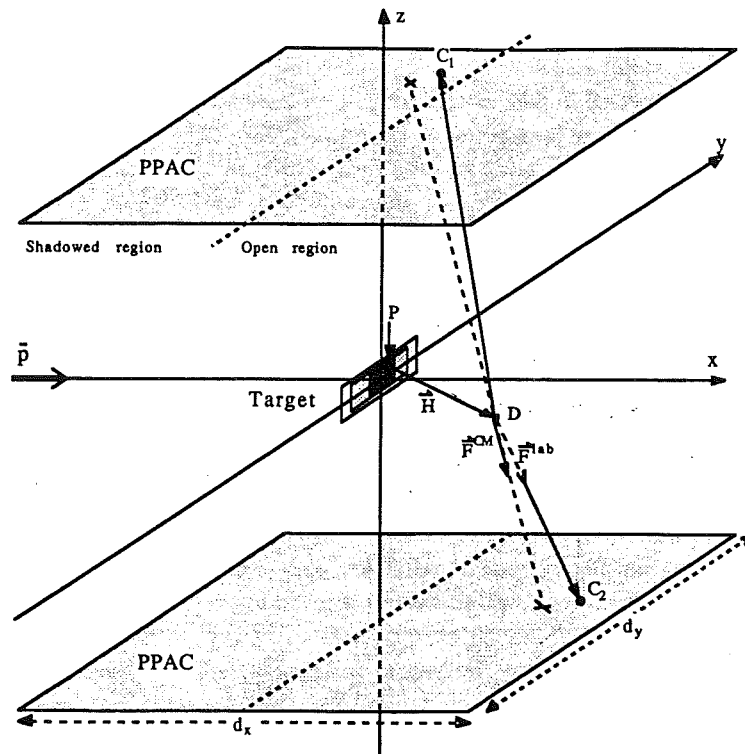


Figure 3.1: Schéma de l'expérience PS177: simulation. Figure extraite de [34]

traités indépendamment par la simulation. La Fig 3.1 est un schéma synoptique de la géométrie de l'expérience. Elle montre aussi les composants utilisés par la simulation pour décrire et définir les réactions physiques et leurs conséquences.

L'endroit de production de l'hypernoyau est indiqué par "P". Le faisceau d'antiprotons fourni par LEAR avait une épaisseur d'environ 2 mm horizontalement et verticalement (FWHM) au niveau de la cible. Une surface de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ a été choisie pour représenter la surface de production effective. On suppose aussi qu'on a une distribution uniforme de points (surface sombre au niveau de la cible).

Lorsque le noyau recule, sa trajectoire va avoir une direction \vec{H} de sortie. La longueur de \vec{H} est déterminée par la durée de vie τ et de la vitesse de recul de l'hypernoyau lourd dans le cas de la fission retardée. Dans ce cas, cette direction est choisie au hasard à partir d'une distribution uniforme sphérique. Les hypernoyaux qui reculent dans la direction des x négatifs, c'est à dire vers la cible, sont considérés comme perdus. Dans le cas de la fission prompte, \vec{H} a une longueur zéro. Ceci prend en compte le fait que la fission prompte est presque immédiate, se produisant à quelques 10^{-18} s après l'annihilation des antiprotons. Ici, tout se passe à l'intérieur de la cible. Les fragments de fission, avant de sortir de la cible, vont subir d'abord une évaporation de neutrons, puis une perte d'énergie et une diffusion coulombienne multiple.

L'un des buts de l'expérience est la détermination de la durée de vie τ et de la vitesse de l'hypernoyau lourd. Pour trouver la vitesse, il faut connaître la masse de l'hypernoyau fissionnant et son moment de recul. La distribution de la masse du noyau fissionnant a été calculée grâce aux résultats déduits des analyses expérimentales des données fournies par le télescope, un des systèmes de détection de PS177, voir page 42. Au sujet du moment de recul, une distribution

phénoménologique a été adoptée. La forme finale de l'expression est:

$$N(p) = p \times \exp\left(-\frac{p}{p_0}\right) \quad (3.1)$$

où p_0 est un paramètre définissant la largeur de la distribution. Chaque hypernoyau créé par le Monte-Carlo, aura un moment de recul choisi au hasard dans la distribution décrite par l'Eq. 3.1.

La désintégration de l'hypernoyau selon le processus $\Lambda + N \rightarrow N + N$, va créer une énergie d'environ 176 MeV. Cette énergie va induire la fission de l'hypernoyau à l'endroit "D" indiqué sur la figure 3.1. Afin de simuler l'effet de désintégration du Λ , on introduit un moment de désintégration de type "distribution de Fermi". Il est défini par

$$N(k) = k \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{(k-k_0)}{\delta k}\right)} \quad (3.2)$$

où k_0 et δk sont des paramètres libres.

Dans le cas des hypernucleux lourds, ce moment est ajouté au moment de recul. Dans le cas des hyperfragments, ce sera le moment qui dévie le fragment de sa trajectoire initiale.

Dans la simulation et comme l'expérience le montre aussi, la fission est considérée comme binaire et symétrique dans le centre de masse. L'énergie cinétique totale a été estimée à 160 MeV pour l'uranium et à 140 MeV pour le bismuth [34]. La direction des fragments émis est générée, au hasard, à partir d'une distribution uniforme sphérique, ce qui donne $\pm \vec{F}_{CM}$. Etant donné le recul du système fissionnant, l'angle d'ouverture entre les directions des deux fragments, \vec{F}_1^{lab} et \vec{F}_2^{lab} dans le système du laboratoire, va être plus petit que 180° . Le point de désintégration "D" n'est pas connu expérimentalement et l'angle d'ouverture est calculé en utilisant les vecteurs à partir de l'origine, c.a.d. du centre de la cible aux points d'impact " C_1 " et " C_2 ". Pour être cohérent avec l'expérience, le Monte-Carlo procède de la même manière. L'hypernoyau lourd traverse quelques dizaines de mm en dehors de la cible avant de se désintégrer, la différence entre le vrai angle d'ouverture et celui calculé, est en principe insignifiante car la distance du centre de la cible au détecteur PPAC est de 270 mm.

La géométrie réelle de l'expérience est décrite et incrémentée dans le programme de simulation. Ainsi, les fragments qui se dirigent hors des limites de l'arrangement géométrique de l'expérience sont considérés comme perdus. On tient compte bien entendu de la présence des autres systèmes de détection et de leurs influences.

3.1.2 Ingrédients de la simulation

a. Perte d'énergie dans la cible-Efficacité de détection

Si on veut calculer exactement le taux de production d'hypernucleux produits par fission retardée ou par fission prompte, on a tout intérêt à simuler correctement les effets de perte d'énergie dans la cible et dans les détecteurs PPACs. De plus, il

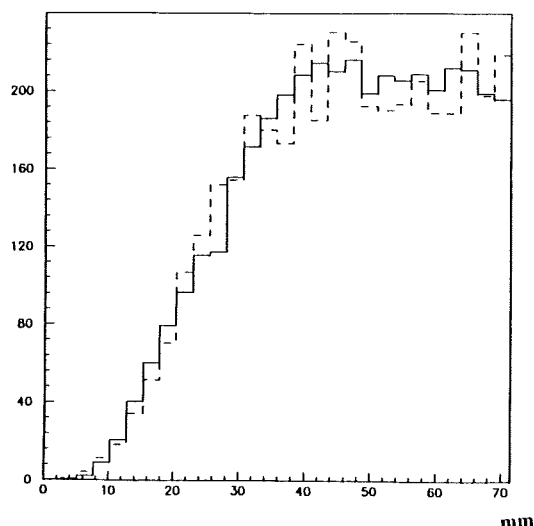


Figure 3.2: Distribution en position des fragments de fission. La courbe en trait plein est expérimentale, celle en tirets provient de la simulation

faut connaître la distribution spatiale des points de désintégration. Cette dernière est en relation directe avec la distribution de vitesse de recul et la durée de vie de l'hypernoyau.

Dans l'analyse des hypernoyaux lourds, l'efficacité de détection dans les PPACs est prise égale à 100%. De plus, d'après un calcul de simulation utilisant un code de Ziegler [77] pour la perte d'énergie du noyau de recul dans la cible d'uranium, on estime à 60% le taux d'hypernoyaux lourds d'uranium s'échappant de la cible [34].

Dans le cas des hypernoyaux de fission prompt ou hyperfragments, on peut faire une étude plus réaliste. En effet, d'après Ziegler [77] ou Northcliffe et Schilling [54], on calcule la perte d'énergie des fragments de fission dans la cible d'uranium et dans les PPACs. Ceci nous permet d'obtenir une information concernant la vitesse réelle de recul et celle du fragment de fission. Un programme de simulation est donc effectué. On s'aperçoit très vite que pour bien reproduire les résultats expérimentaux, à savoir les distributions en position, il faut introduire d'autres effets, entre autres, l'effet de la diffusion coulombienne multiple [34, p.121] et l'effet d'évaporation de neutrons à partir des fragments de fission dans la cible. On arrive ainsi à reproduire assez bien les distributions en position des fragments de fission, voir Fig 3.2. Le problème se pose quant au temps de calcul de la simulation. C'est la routine utilisée pour simuler la diffusion coulombienne multiple qui augmente considérablement le temps de calcul.

Afin de pallier cette difficulté, on est amené à utiliser un programme de simulation plus simplifié. Si on compare la dépendance en angle solide, voir Fig 3.3a, avec la distribution en position des fragments de fission prompt, voir Fig 3.3b, on comprend facilement qu'une grande partie des fragments n'est pas détectée dans les PPACs.

On définit alors l'efficacité de détection

$$\varepsilon_{det}^i = \frac{N_{exp}^i}{N_{\Omega}^i} \quad (3.3)$$

où N_{exp}^i est le nombre de fragments de fission détectés à la position i , N_{Ω}^i est l'angle solide pour cette même position i . Cette efficacité de détection est normalisée à 100%, voir Fig 3.4. Le comportement de la distribution dévoile deux régions principales. La première région se localise dans une zone très près du plan de cible, c.a.d. de 0 mm jusqu'à 40 mm. Il ya ici progressivement un accroissement de l'efficacité. La seconde, à partir donc de 40 mm jusqu'à environ 70 mm, où l'efficacité semble former un plateau. Une troisième zone, non indiquée sur la figure, de 70 mm jusqu'à la limite de la chambre de détection, montre que l'efficacité semble décroître très lentement.

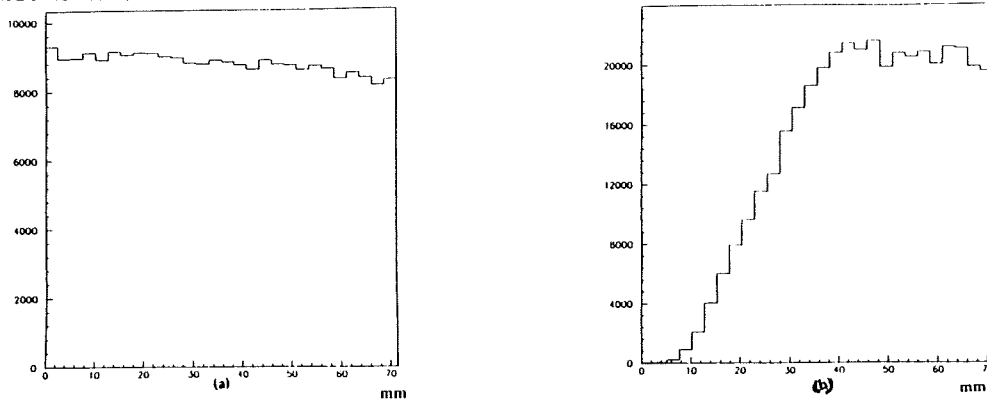


Figure 3.3: (a) Angle solide des détecteurs PPACs. Calculs à partir d'une simulation. (b) distribution expérimentale en position des fragments de fission prompte.

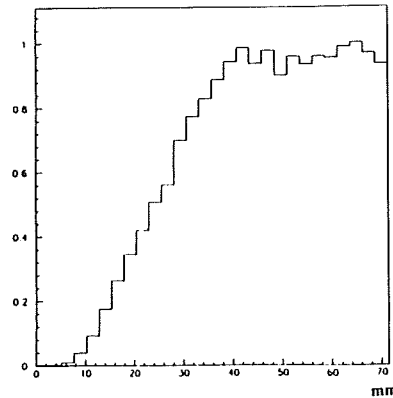


Figure 3.4: Efficacité de détection des fragments de fission prompte. Combinaison des effets d'efficacité d'échappement de la cible et d'efficacité de comptage dans les PPACs

La perte d'énergie et l'effet de la diffusion multiple des fragments de fission dans la cible sont responsables de la perte d'efficacité dans la première région.

La diffusion multiple est elle, encore plus problématique pour les fragments de fission qui ont une trajectoire presque parallèle au plan de cible. Le programme de simulation effectué afin de rendre compte de ces effets, dévoile l'importance de la diffusion multiple, voir Fig 3.5a et b. Comme on peut le constater d'après ces figures, l'effet de perte d'énergie des fragments de fission dans la cible d'uranium de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ est beaucoup moins important, pour les événements très près du plan de cible, que l'effet de la diffusion multiple. En général, les fragments de fission arrivent à sortir presque tous de la cible s'il n'y avait que l'effet de perte d'énergie. Par contre, l'effet de la diffusion multiple, décroît l'efficacité de sortie de ces fragments.

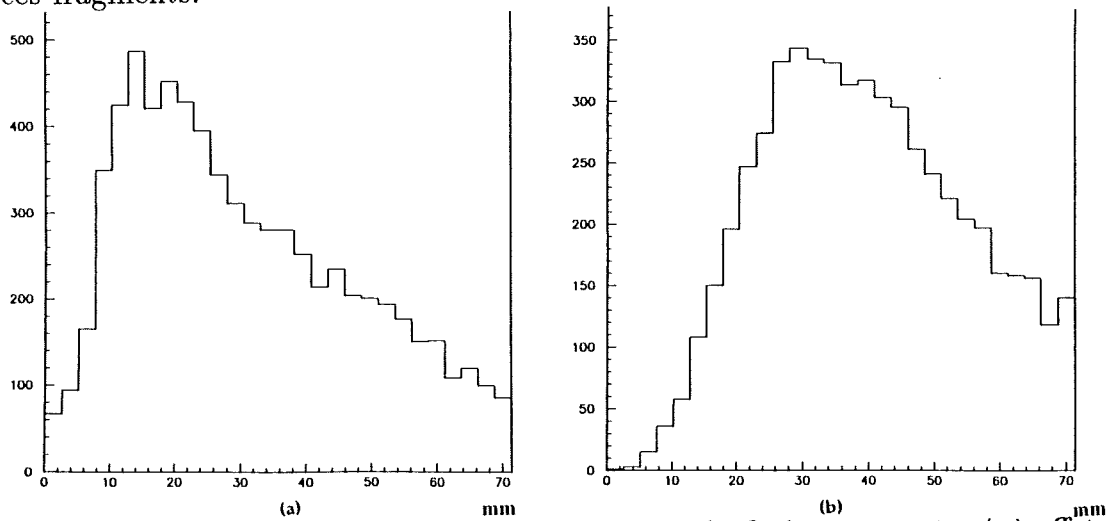


Figure 3.5: Distribution en position des fragments de fission prompt, (a) effets de perte d'énergie, (b) effet de perte d'énergie et de diffusion multiple.

La valeur de l'effet de la diffusion multiple est décrite par la formule [3]

$$\Theta = \frac{14.1}{p\beta} z \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left(1 + \frac{1}{9} \text{Log}_{10} \left\{ \frac{L}{L_R} \right\} \right). \quad (3.4)$$

où p, β , et z sont respectivement le moment, la vitesse et la charge de la particule incidente, L est la distance traversée, L_R est la longueur du rayonnement dans le noyau, c.a.d., $6 \text{ g}/\text{cm}^2$ pour l'uranium. L'angle de diffusion est choisi au hasard à chaque fois que le fragment a traversé $L = 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La distribution angulaire est une distribution Gaussienne dont la variance est donnée par l'équation 3.4.

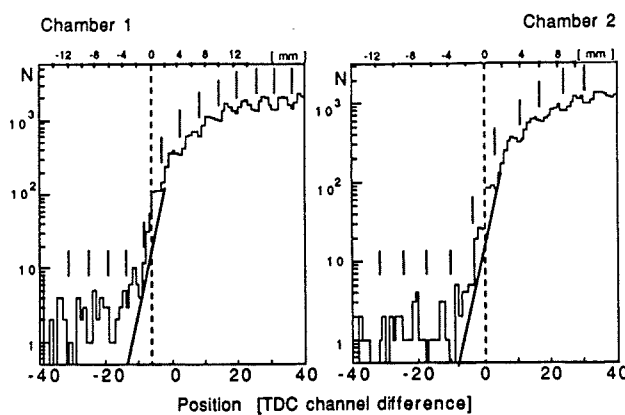
La décroissance de l'efficacité dans la troisième région est due essentiellement à la perte d'énergie de certains fragments de fission dans les couches de Mylar du PPAC et aux effets d'angle solide.

Ainsi, pour reproduire le comportement de l'efficacité dans les chambres et pour éviter des problèmes de temps de calcul longs, l'efficacité de détection d'un fragment est estimée par son point d'impact ou position dans la chambre de détection, voir Fig 3.4. On décrit dans le programme de simulation la première région par une équation polyômiale de quatrième ordre, et les deux autres régions par une

constante égale à 1. La valeur de l'efficacité pour deux fragments en coïncidence est égale à celle du fragment le plus proche du plan de cible.

b. Zone de plan de cible. Sélection des évènements.

On sait identifier les hypernoyaux par leur présence dans la zone interdite des PPACs. Il s'agit maintenant de connaître exactement la séparation entre les deux zones des PPACs. La détermination précise de la géométrie des deux zones est très importante dans l'utilisation de la technique de la distance de recul. Le spectre de la distribution en position dans chaque PPAC, donne une idée générale de la géométrie des chambres de détection et de la position du plan de cible, voir Fig 3.6. L'analyse des spectres en position et en temps issus des PPACs est discutée en détail dans la référence [34, p.69].



Distribution expérimentale en position des fragments de fission, projetée sur l'axe x , axe parallèle au faisceau. Chaque minimum de modulation d'intensité est indiqué par un tiret. La droite continue relie les deux minima de la région permise proches de la ligne de séparation interdite/permise.

Figure 3.6: Distribution en position dans les PPACs. Méthode de détermination de la ligne de séparation entre les zones interdite et permise. Figure extraite de [34]

Les positions du plan de cible sont déterminées par une méthode de moindres carrés utilisant les évènements qui se situent entre les deux minima des deux zones. Chaque définition de la ligne de séparation entre les deux zones, va créer un ensemble de données. Afin d'être sûr de ces données, on va utiliser plusieurs ensembles avec différents décalages de la ligne de séparation, tout en restant tout près de la zone intuitive du plan de cible. Le Monte-Carlo décrit ci-dessus, va permettre de fixer un ensemble de données définitif. Par exemple, nous construisons un ensemble de données expérimentales avec 2 décalages de la ligne de séparation des deux zones. Le premier ensemble est celui où la ligne de séparation est déduite par la méthode des moindres carrés, on les appellera "coordonnées standard". Le second va être un ensemble de données où on ajoute deux unités aux coordonnées du point de séparation entre les deux zones. Le troisième, sera celui où on retranche deux unités aux coordonnées du point de séparation. Ces trois ensembles de données vont être introduits dans le Monte-Carlo, indépendamment les uns des autres. Les résultats du Monte-Carlo sont comparés à ceux de l'expérience. Le meilleur

des ajustements obtenu, fixera les données à utiliser. Pour notre expérience par exemple, on déduit d'après cette méthode, que les données qui reproduisent au mieux les résultats expérimentaux, sont ceux qui sont extraits avec une ligne de séparation ayant des coordonnées "standard + 2 unités".

c. Les conditions de validité des données expérimentales

D'après la technique de la distance de recul, à chaque fois que l'hypernoyau lourd recule et qu'on détecte des fragments de fission dans la zone interdite, très près du plan de cible, cela voudra dire que le moment de recul a une composante positive, parallèle à la direction du faisceau (x). Si le seul moment impliqué dans ce processus de recul est celui-ci, et si la fission est parfaitement symétrique, l'impact du fragment dans la région permise devrait se trouver très loin du plan de cible.

Si on examine maintenant les distributions expérimentales, et plus particulièrement le spectre de la quantité $\Delta X = |X_{permise}| - |X_{interdite}|$ dans le cas des hypernoyaux lourds, voir Fig 3.7, on remarque que ces distributions peuvent avoir des valeurs très négatives en ΔX . Ceci n'est évidemment pas attendu.

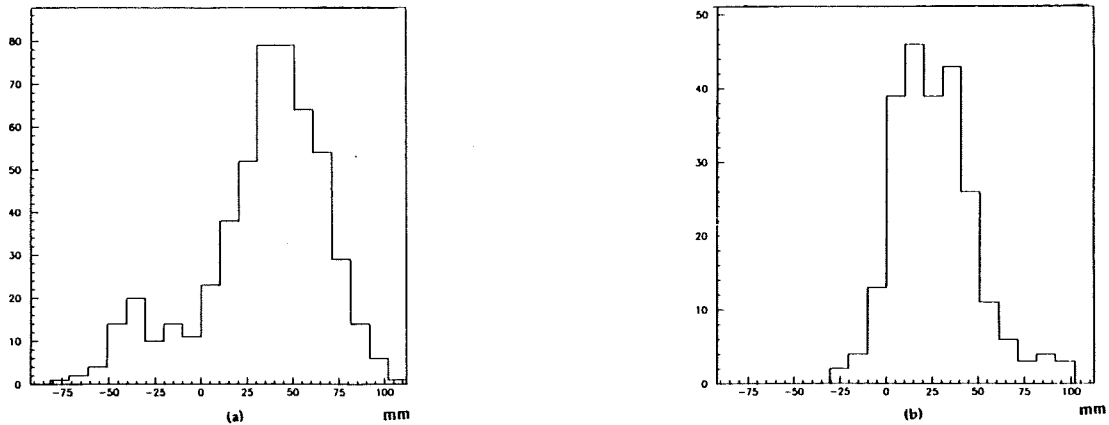


Figure 3.7: Distribution en ΔX , (a) pour les hypernoyaux lourds, (b) pour les hyperfragments.

En effet, essayons de comprendre le comportement de la distribution en ΔX . On sait que la désintégration faible du Λ , $\Lambda + N \rightarrow N + N$, est responsable de la fission retardée de l'hypernoyau lourd. Environ, 400 MeV/c est transféré à l'état final du noyau. Une étude Monte-Carlo [34] montre que la distribution ΔX est très bien expliquée si on transfère un moment isotropiquement distribué à l'hypernoyau, de valeur moyenne de 300 MeV/c, au moment de la fission. Mais, cette simulation montre aussi que, en aucun cas, la valeur ΔX ne dépasse -30 mm dans le cas de la géométrie de notre expérience.

L'origine possible des événements dont $\Delta X < 0$, est reliée à une éventuelle présence d'un bruit de fond ou encore d'événements provenant d'une contamination probable du porte cible avec un élément très fissile. D'étranges fragments de fission dont $\Delta X < 0$ ont été observés en coïncidence dans la zone interdite des PPACs. Phénomène pour lequel la seule explication plausible reste la contamination du porte cible ou tout autre système de détection par l'uranium par

exemple.

Ainsi, afin de mieux contrôler les données, on a été amené à faire une coupure. Les données qui traduisent les hypernoyaux lourds, sont extraits sous la condition sévère d'avoir un $\Delta X > 0$. De même, cette condition a été appliquée dans le Monte-Carlo.

L'ensemble des données sélectionnées, pour les positions dans les PPACs, zone interdite et zone permise, pour l'angle d'ouverture entre les deux fragments de fission et pour les positions somme ΔX , sont considérées comme des données expérimentales nécessaires à l'ajustement des paramètres de la simulation.

d. Montages, statistique et distributions expérimentales

Il faut se rappeler que l'expérience PS177 a été montée plusieurs fois, entre autres en 1985, 1986 et en 1988. En 1985-1986, une cible de bismuth de $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$, ainsi qu'une cible d'uranium de $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, ayant toutes deux un porte cible de 2.5 mm de largeur, ont été utilisées. En 1988, ce sont entre autres, deux montages avec une même cible d'uranium de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ et un porte cible de 2.5 mm de largeur qui ont été réalisés. On désignera dans toute la suite par B, U0, U1 et U2 les quatres montages différents. Il faut rappeler aussi que pour les montages B et U0, le détecteur d'électrons n'existait pas. La fission prompt étant presque négligeable dans le cas du bismuth (10%), la nécessité du détecteur d'électrons pour différencier les hyperfragments des hypernoyaux lourds disparaît. Pour les montages U1 et U2, le détecteur d'électrons existait, la fission prompt dans l'uranium étant importante, on a des hyperfragments (MCP grand) et des hypernoyaux lourds (MCP petit). Le nombre total d'hypernoyaux fournis par le montage U0 est à comparer à la somme d'hyperfragments et d'hypernoyaux lourds des montages U1 et U2.

Etant donné que les montages U1 et U2 utilisent exactement les mêmes cibles et portes cibles, on est tenté de les associer pour avoir le plus de statistique possible. Un problème dans le détecteur d'électrons ayant surgi au cours du montage U2 nous laisse moins sûr quant à la possibilité de distinguer les hyperfragments des hypernoyaux lourds, le spectre en amplitude des électrons détectés étant difficile à interpréter. Dans le traitement des hyperfragments, la somme des données U1 et U2 n'est nullement gênante car pour MCP grand, on est sûr d'avoir des hyperfragments. Pour le cas des hypernoyaux lourds, il est plus conseillé de travailler avec les données des deux montages séparément, et plus spécialement avec le montage U1 seulement. Le tableau 3.1 résume la statistique des données des différents montages. Le nombre d'antiprotons détectés par le scintillateur S_1 est \bar{p} , FFC représente le nombre de fragments de fission en coïncidence, HFP le nombre d'hypernoyaux de fission prompt ou hyperfragments et HFR le nombre d'hypernoyaux de fission retardée.

Les principales distributions expérimentales sélectionnées pour être utilisées dans la simulation et en conséquence pour le test d'ajustement ou calcul du χ^2 sont

1. les distributions en position des fragments de fission détectés dans la zone

interdite en corrélation avec ceux détectés dans la zone permise pour les hypernoyaux lourds (MCP petit) et les hyperfragments (MCP grand), voir Fig 3.8a et 3.8b,

2. Les distributions d'angle d'ouverture entre les deux fragments de fission, pour les hypernoyaux et les hyperfragments, voir Fig 3.9a et 3.9b.

Montage	\bar{p}	FFC	HFP	HFR
B	$11.75 \cdot 10^9$	39 400	×	156
U0	$7.72 \cdot 10^9$	173 400	×	209
U1	$1.2 \cdot 10^{10}$	346 510	120	248
U2	$7.53 \cdot 10^9$	265 507	94	201
U1+U2	$1.54 \cdot 10^{10}$	612 017	214	449

Table 3.1: L'ensemble de la statistique des données utilisées pour l'analyse et le dépouillement de l'expérience PS177

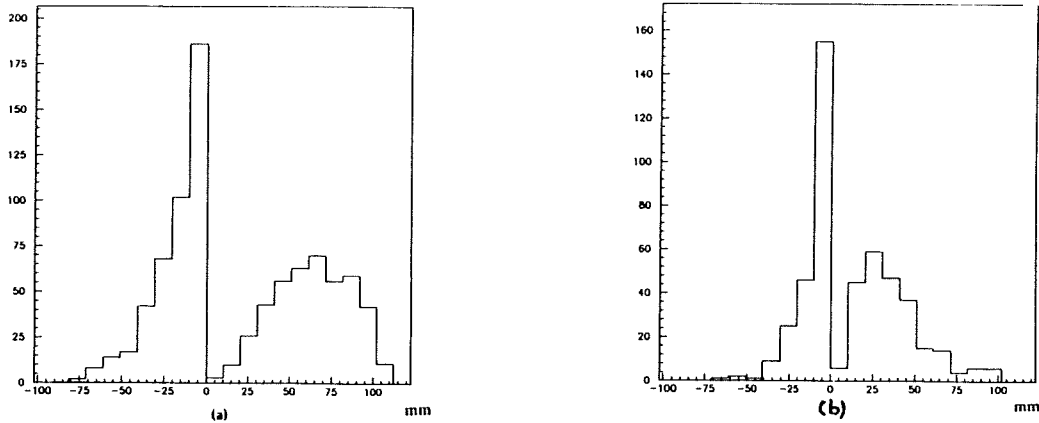


Figure 3.8: Distributions expérimentales en position dans la zone interdite et permise de la chambre de détection (a) hypernoyaux lourds, (b) hyperfragments.

e. Calcul du χ^2

Pour extraire la valeur des paramètres $p_0, k_0, \delta k$ et τ , on utilise la méthode de calcul des moindres carrés. La qualité de l'ajustement des distributions Monte-Carlo aux distributions expérimentales est déterminée par la valeur du χ^2 .

Le χ^2 est défini par

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{y_i - f_i(\underline{\theta}; x_i)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (3.5)$$

où x_i est le point observé, y_i la valeur expérimentale mesurée au point x_i , f_i la valeur théorique calculée au point x_i pour un ensemble de paramètres $\underline{\theta}$ et σ_i est l'erreur estimée pour la i^{eme} mesure.

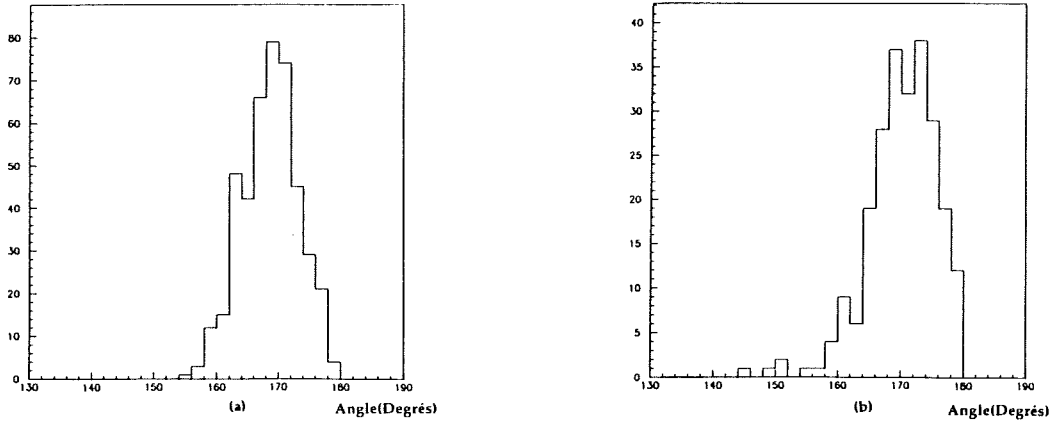


Figure 3.9: Distributions expérimentales des angles d'ouverture entre les deux fragments de fission (a) hypernoyaux lourds, (b) hyperfragments.

Dans notre cas, y_i est le nombre d'évènements expérimentaux comptés, correspondant à un intervalle de points x dont la valeur moyenne est x_i . f_i est le nombre d'évènements obtenu par le Monte-Carlo pour le même intervalle x . σ_i^2 est égale à $f_i(\underline{\theta}; x_i)$ car les distributions expérimentales et simulées sont de type Poisson.

La question qui reste à traiter est l'estimation des erreurs sur les paramètres $\underline{\theta}$. Soit $\underline{\theta}_0$ le paramètre obtenu après avoir minimisé $\chi^2(\underline{\theta})$. Un calcul différentiel montre que χ^2 s'exprime par une expression en $\underline{\theta}_0$. Ainsi

$$\chi_{min}^2 = \chi^2(\underline{\theta}_0)$$

et

$$\chi^2(\underline{\theta}) = \chi_{min}^2 + (\underline{\theta} - \underline{\theta}_0)^2 \times \frac{\delta \chi^2(\underline{\theta})}{\delta \underline{\theta}} \bigg|_{\underline{\theta}=\underline{\theta}_0}.$$

On montre en général que pour un grand nombre d'évènements observés, le paramètre $\underline{\theta}_0$ estimé, va être normalement distribué autour de la vraie valeur du paramètre cherché. χ_{min}^2 est une valeur utilisée pour juger de la qualité de l'ajustement et l'allure de la courbe de χ^2 en fonction des valeurs du paramètre $\underline{\theta}$ est reliée à l'erreur sur $\underline{\theta}_0$. On utilise une méthode graphique afin d'évaluer l'erreur, ceci est illustré par la figure 3.10.

Le point d'intersection de la courbe de χ^2 avec une ligne droite se situant à une distance e du minimum χ_{min}^2 détermine les régions de degré de fiabilité et d'erreurs.

On peut écrire par exemple, dans le cas où on a un seul paramètre θ , $\chi^2 = \chi_{min}^2 + e$ et $(\theta - \theta_0) = \sqrt{e} \times \sigma(\theta_0)$, σ étant la variance. Si $e=1^2$, l'intersection de la courbe de χ^2 avec la droite $(\chi_{min}^2 + e)$ donne le minimum dans la région de 1σ d'erreur, pour $e=2^2$, on est dans la région de 2σ et ainsi de suite. Les degrés de fiabilité (DF) de l'ajustement correspondants au choix de e sont illustrés dans le tableau 3.2.

Le χ_r^2 réduit est égal à la valeur du χ^2 divisée par le nombre de degrés de libertés. Quand la méthode du moindre carré est appliquée, le degré de liberté ν

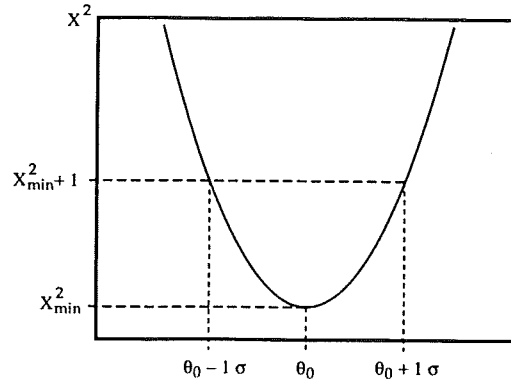


Figure 3.10: Principe de la méthode d'intersection pour la détermination des erreurs sur les paramètres dans le calcul du χ^2

est égal au nombre total N de données mises en jeu dans le calcul, diminué de 1. Ce degré est perdu à cause de la normalisation du modèle de calcul aux nombres d'événements expérimentaux.

DF(%)	e	DF(%)	e
68.3	1 (1σ)	90.0	2.69 (1.64σ)
95.4	4 (2σ)	95.0	3.84 (1.96σ)
99.7	9 (3σ)	99.0	6.66 (2.58σ)

Table 3.2: Degré de fiabilité de l'ajustement selon le choix de e

Plus particulièrement, la somme résiduelle des carrés au minimum, χ_{min}^2 , est distribuée à $\nu = N - 1 - L$ variables, où L est le nombre de paramètres indépendants. Si le nombre de degrés de liberté est grand, $\nu \geq 5$, alors $\chi_r^2 = \chi^2(\nu)/\nu \approx 1$.

Le χ^2 a donc été calculé individuellement pour les trois différentes distributions, à savoir

1. $\chi_{interdite}^2$ pour les distributions en position des fragments dans la zone interdite des PPACs,
2. $\chi_{permise}^2$ pour les distributions en position des fragments dans la zone permise, correspondants aux fragments corrélés à ceux détectés dans la zone interdite,
3. χ_{angle}^2 pour la distribution des angles d'ouverture entre les deux fragments de fission.

L'information obtenue à partir du $\chi_{interdite}^2$ est en général la plus sensible au paramètre de durée de vie alors que le χ_{angle}^2 et le $\chi_{permise}^2$ sont plutôt sensibles au recul du noyau donc à sa vitesse. On définit aussi $\chi_{somme}^2 = \chi_{permise}^2 + \chi_{interdite}^2$, valeur qui rendra compte des deux phénomènes, vitesse de recul et durée de vie. En générale, les minima ne sont pas obtenus exactement à la même valeur pour $\chi_{permise}^2$ et $\chi_{interdite}^2$. χ_{somme}^2 permet donc de donner une valeur moyenne qui s'accorde avec les deux autres, sans favoriser l'une par rapport à l'autre.

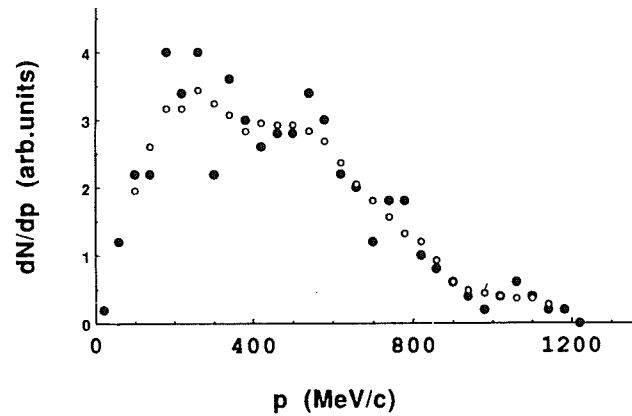


Figure 3.11: Distribution en moment de recul d'un hypernoyau. Calculs de Cugnon et al. [30].

3.1.3 Les résultats de la simulation

Pour une analyse plus complète, on utilise les données expérimentales fournies par les montages U1 et U2 indépendamment l'un de l'autre, puis celles de U1+U2.

Dans le cas de l'analyse des hyperfragments, l'attachement du Λ à la masse était considéré dans les deux cas suivants :

1. Attachement proportionnel à la masse, tel que l'intuition le suggère.
2. Attachement selon les résultats expérimentaux obtenus par les analyses décrites au chapitre 2 page 56.

a. Le moment de recul du noyau fissionnant

D'après les calculs de Cugnon et al. [30], voir Fig 3.11, la distribution en moment de recul d'un noyau à haute énergie se limite à une valeur de l'ordre de 1200 MeV/c. Pour cette raison, on exigera de la distribution de moment de recul, décrite par l'Eq. 3.1, d'avoir une valeur limite.

L'analyse des données dans le cas des hyperfragments dévoile une dépendance frappante de l'ensemble des résultats, c.a.d. des χ^2 et de la qualité de l'ajustement, en fonction de cette valeur limite.

Une analyse similaire est faite avec les données fournies par la fission prompt simple. On essaie ici de simuler la fission prompt en donnant au noyau fissionnant un moment tel qu'il est décrit par l'Eq. 3.1. Les seuls paramètres qui sont impliqués dans cette simulation sont donc p_0 et la valeur limite du moment de recul du noyau. Un bon ajustement entre les distributions simulées et les distributions expérimentales a été obtenu pour un $p_0 = 400$ MeV/c et une valeur limite d'environ 2000 MeV/c, ce qui n'est pas du tout exclu si on tient compte du fait que l'on travaille à basse énergie et qu'il peut y avoir un effet de multifragmentation par exemple. On sait que, avant la fission d'un noyau lourd comme l'uranium, on évapore environ 30 neutrons et quelques particules comme les α ou même du lithium ou du carbone. En ne parlant que des neutrons, on a environ (30×6) MeV d'énergie lors du recul du noyau, ce qui correspond à environ 600 MeV/c qui contribuent au moment de recul de l'hypernoyau. Si on considère un α de 50 MeV, on obtient une contribution de 600 MeV/c au moment de recul. Ainsi de suite, selon le processus

d'évaporation. Ceci donne une idée de la valeur du moment de recul du noyau, valeur qui peut atteindre facilement les 2000 MeV/c. Les figures 3.12a et 3.12b donnent une idée sur la qualité de l'ajustement, respectivement des distributions en position et angulaire simulées, par rapport aux distributions expérimentales. Les valeurs des χ^2 par contre, ne dévoilent pas explicitement un optimum. On a tendance à avoir une distribution plate. On ne peut distinguer correctement des optimums et on ne se fierà qu'à la qualité de l'ajustement perçue visuellement.

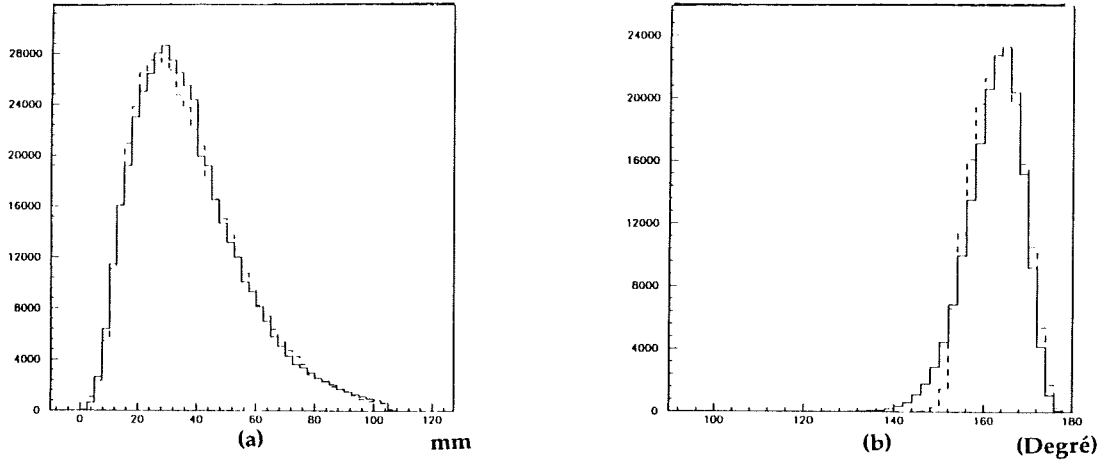


Figure 3.12: Distribution (a) en position, (b) angulaire, des fragments de fission prompt en coïncidence dans la région permise. Expérience (trait plein) et simulation (tirets).

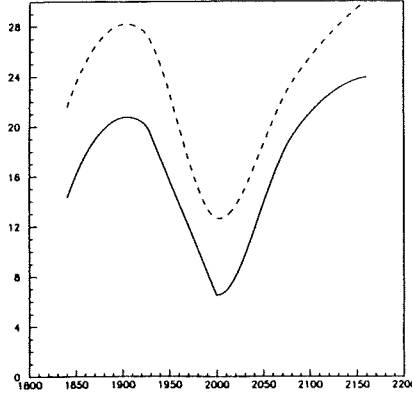
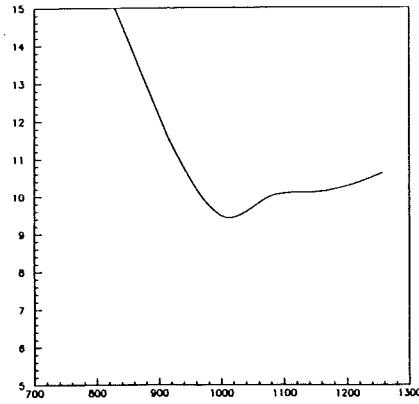
b. L'analyse des hyperfragments

Dans ce cas, la durée de vie est prise égale à 0.26 ns (celle du Λ libre) et les résultats sont beaucoup plus parlants que pour la fission prompt simple. Les valeurs des χ^2 sont très variables. On arrive à voir clairement des optimums, et des χ^2 très satisfaisants, donc de l'ordre de 1.

On assigne au noyau de recul un moment qui vérifie l'Eq. 3.1 dont la valeur maximum p_{max} est un paramètre variable ainsi que la largeur de la distribution p_0 . Le moment de déviation du fragment de fission prompt, déviation causée par la désintégration du Λ à l'intérieur du fragment, vérifie l'Eq. 3.2. Les paramètres variables seront donc k_0 , δk et la valeur maximum du moment k_{max} .

Pour chaque ensemble de paramètres fixes, par exemple k_0 , δk , k_{max} et p_{max} , on obtient explicitement un χ^2_{min} pour un paramètre variable, par exemple p_0 . Lorsqu'on met en jeu, tous les paramètres, on obtient le minimum des χ^2_{min} . Les paramètres vont être ainsi fixés grâce à cette méthode.

On remarque tout d'abord que pour tous les paramètres mis en jeu, le meilleur minimum est obtenu pour $p_{max}=2000$ MeV/c, voir Fig 3.13, et $k_{max}=1000$ MeV/c, voir Fig 3.14.

Figure 3.13: $\chi^2_{permise}$, χ^2_{somme} , en fonction de p_{max} .Figure 3.14: χ^2_{somme} , en fonction de k_{max} .

Ces deux valeurs étant fixées, c.a.d. $p_{max} = 2000$ MeV/c et $k_{max} = 1000$ MeV/c, il nous reste à déterminer les trois autres paramètres. L'analyse nous montre qu'on obtient des χ^2_{min} tout à fait raisonnables pour les distributions en position interdite et permise et la distribution angulaire, à savoir, respectivement, 16.19 pour 12 degrés de liberté, 5.99 pour 5 degrés de liberté et 6.58 pour 11 degrés de liberté, voir Fig 3.15. Pour ces χ^2_{min} obtenus, les paramètres vont donc avoir les valeurs suivantes:

$$p_0 = (429^{+35}_{-29}) \text{ MeV/c}$$

$$k_0 = (446 \pm 7) \text{ MeV/c}$$

$$\delta k = (152 \pm 9) \text{ MeV/c}$$

Ce qui va nous donner des distributions en moment de recul et de déviation du fragment telles qu'elles sont représentées respectivement par les Fig. 3.16a et 3.16b. La valeur moyenne du moment de recul est de l'ordre de 866 MeV/c alors que celle du moment de déviation du fragment est de l'ordre de 525 MeV/c.

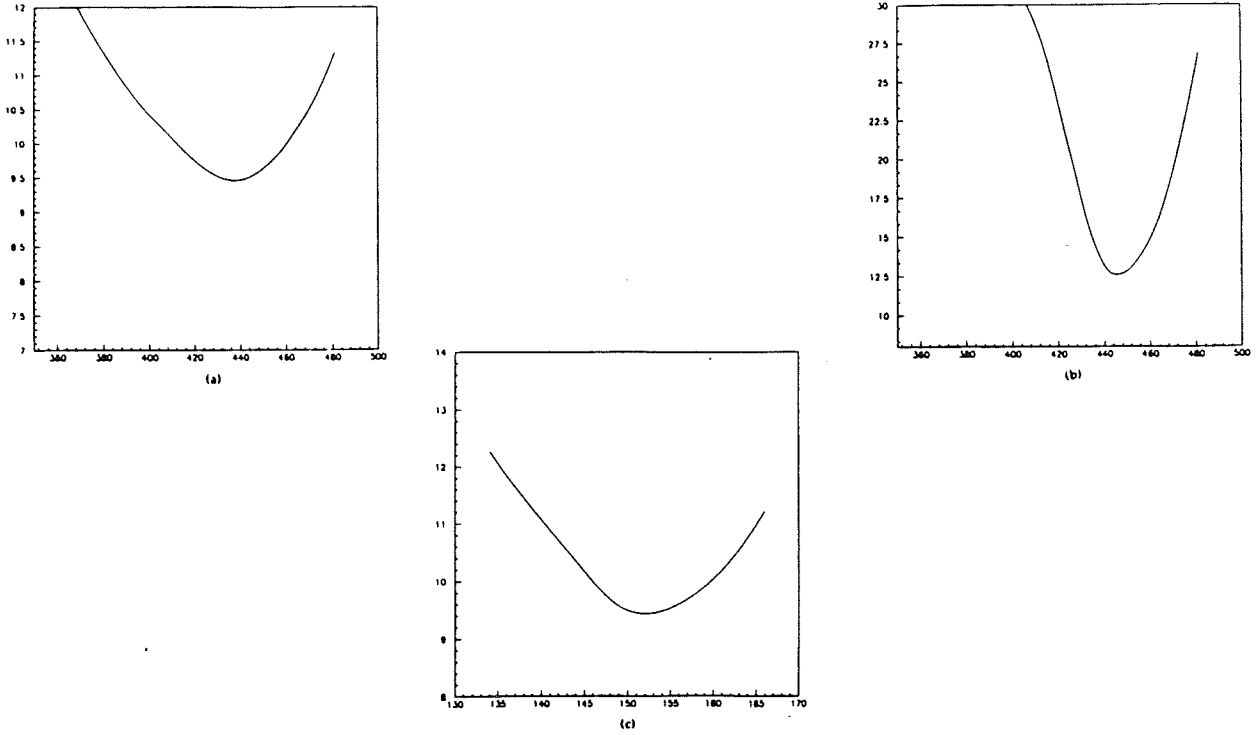


Figure 3.15: χ^2_{somme} , en fonction de (a) p_0 , (b) k_0 , (c) δk .

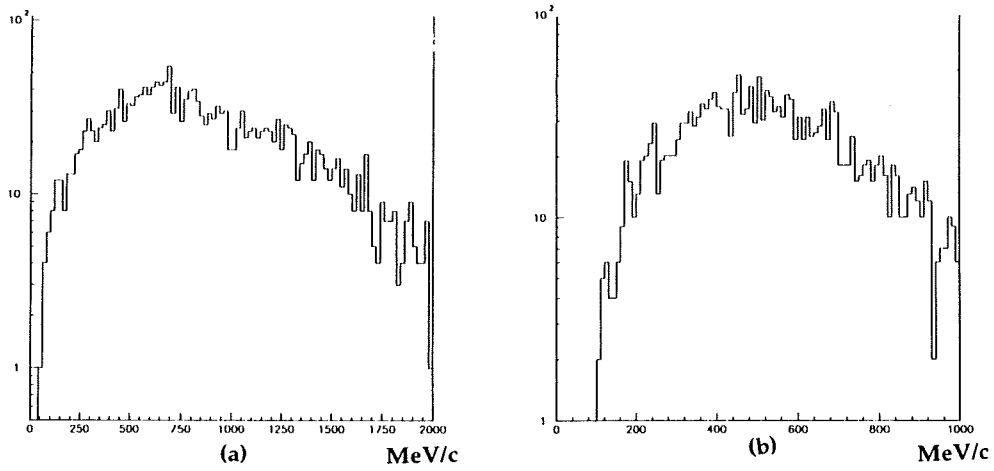


Figure 3.16: (a) Distribution du moment de recul de l'hypernoyau, (b) Distribution du moment de déviation du fragment dû à la désintégration du Λ .

	ε_1 (a)	ε_1 (b)
Fission prompt (FP)	$6. 10^{-3}$	$4. 10^{-3}$
Hyperfragments (HFP)	$3.25 10^{-4}$	$2. 10^{-4}$
Hypernoyaux (HFR)	$5. 10^{-3}$	$5. 10^{-3}$

Table 3.3: Les efficacités de détection obtenues par simulation.

	Cible	N_{exp}	N_{cible}
(FP)	(b)	35 000	$8.75 10^6$
(HFP)	(b)	13	$65. 10^3$
(HFR)	(b)	26	×
(FP)	(a)	24 600 [34]	$4.1 10^6$
(HFP+HFR)	(a)	28	×

Table 3.4: Nombre d'événements dans la cible.

c. Le taux de production des hypernoyaux

On utilise ici, le programme de simulation le plus complet, c.a.d. celui qui nous permet d'obtenir les efficacités de détection pour les trois types de données, à savoir la fission prompt simple, les hyperfragments et les hypernoyaux lourds. Ce programme décrit explicitement, dans le cas des hyperfragments, tous les phénomènes, tels que l'émission de neutrons des fragments de fission, leur perte d'énergie dans la cible ainsi que la diffusion multiple, et la perte d'énergie dans les PPACs.

Le tableau 3.3 résume les résultats des valeurs d'efficacité ε_1 , obtenues pour deux sortes de cibles, l'uranium de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur (a), et l'uranium de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur (b). On voit nettement, l'influence de l'épaisseur de cible dans le cas des hyperfragments et de la fission prompt, car on détecte plus d'événements lorsque la cible est mince. On voit par contre, que l'efficacité obtenue pour les hypernoyaux lourds est constante. Ceci est dû au fait que nous ne considérons aucune absorption ou collision dans la cible. Le nombre d'événements comptés par l'expérience, ramenés à 10^9 antiprotons, N_{exp} , ainsi que le nombre d'événements dans la cible, $N_{cible} = N_{exp}/\varepsilon_1$, sont illustrés dans le tableau 3.4.

Soit maintenant à estimer le nombre d'hyperfragments et d'hypernoyaux lourds pour une cible (a). La cible (b) a une épaisseur double de (a) et $65. 10^3$ hyperfragments contre $5.2 10^3$ hypernoyaux lourds sont détectés, voir tableau 3.4. On suppose alors que les nombres d'hypernoyaux détectés dans la cible (a) sont deux fois plus petits que ceux de (b). Ceci est, bien entendu, dû à l'importance de l'épaisseur de cible dans la production d'événements. Soit donc, $32.5 10^3/10^9 \bar{p}$ hyperfragments pour le cas de la cible (a). Connaissant les efficacités de détection,

	Cible	ε_2	N_{cible}
(FP)	(b)	$4. 10^{-3}$	$8.7 10^6$
(HFP)	(b)	$2. 10^{-4}$	$65. 10^3$
(HFR)	(b)	$2.5 10^{-3}$	$10. 10^3$

Table 3.5: Les efficacités de détection et le nombre d'évènements détectés dans la cible pour l'uranium (b).

voir tableau 3.3, on déduit le nombre d'évènements détectés, soit 10.5 hyperfragments, pour 10^9 antiprotons entrants dans la cible. L'efficacité de détection des hypernoyaux lourds est dépendante aussi de l'épaisseur de la cible et elle doit être recorrectée pour la suite des analyses. En fait, le nombre "vrai" d'hypernoyaux lourds détectés est $(28 - 10) = 18$ pour la cible (a). Celui de la cible (b), étant égal à 26, on peut essayer d'évaluer l'efficacité de détection des hypernoyaux lourds. Ce qui nous amène à écrire que :

$$\varepsilon_{200} = \varepsilon_{100} \times \left(\frac{26/2}{18} \right) = 0.72 \times \varepsilon_{100} \quad (3.6)$$

D'après la simulation, quelque soit l'épaisseur de cible on a une efficacité de détection d'hypernoyaux lourds égale à $5. 10^{-3}$. Soit alors $\varepsilon_0 = 5. 10^{-3}$. On peut ainsi supposer que l'efficacité de détection s'exprime suivant l'Eq.3.6 quelque soit l'épaisseur de cible, par exemple $\varepsilon_{100} = 0.72 \times \varepsilon_0$. On trouve alors :

$$\varepsilon_{100} = 3.6 10^{-3} \quad (3.7)$$

et

$$\varepsilon_{200} = 2.5 10^{-3} \quad (3.8)$$

Ce qui nous donne évidemment de nouveaux résultats, résumés dans le tableau 3.5.

On voudrait estimer maintenant, la probabilité de fission du noyau d'uranium (b). On sait que le taux de fission prompt dans la cible est égal à $8.7 10^6$ par 10^9 antiprotons entrants. Ce qui fait, un taux par antiproton

$$\varepsilon_{stop} \times P_f = N_{cible}^{FP} / \bar{p} = 0.87 10^{-2} \quad (3.9)$$

ε_{stop} étant le pouvoir d'arrêt des antiprotons dans la cible, et P_f la probabilité de fission prompt.

Géométriquement, le scintillateur S_1 détectant les antiprotons avait une surface de $(5. \times 2.5) \text{ mm}^2$ alors que la cible de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ avait une surface de $(5. \times 2.) \text{ mm}^2$. On estime alors à 80%, le taux d'antiprotons entrants pouvant arroser notre cible. Ce qui fait un pouvoir d'arrêt de

$$\varepsilon_{stop} = 0.8 \times 0.2 \times \frac{1}{\sigma \times \sqrt{2\pi}} = 1.44 10^{-2}$$

	FFC	HFP	HFR	HFP+HFR
N_{exp}	612 017	214	449	663
ε	$4. 10^{-3}$	$2. 10^{-4}$	$2.5 10^{-3}$	\times
N_{cible}	$1.53 10^8$	$10.7 10^5$	$1.8 10^5$	$12.5 10^5$
N/\bar{p}	$(2.04 10^8)$ 0.75	$5.24 10^{-3}$	$8.8 10^{-4}$	$6.12 10^{-3}$

Table 3.6: Les efficacités de détection et les taux de production

Inversement, lorsqu'on sait que la probabilité de fission prompte est égale à 75%, voir les calculs d'évaporation et de fission à la section 3.3, on peut aussi déduire le taux d'antiprotons qui arrose la cible. D'après l'Eq. 3.9, on trouve une valeur de 64%. Ce qui fait une valeur 20% plus petite que la valeur estimée par un calcul qui tient compte de la géométrie. Etant donné que cette situation n'est pas dramatique, la valeur de la probabilité de fission prompte de 75% est adoptée dans toute la suite de l'analyse.

On peut maintenant évaluer les taux de production des hypernoyaux dans le cas de l'uranium (b). Le tableau 3.6 résume la situation. Les nombres N_{exp} , et N_{cible} représentent respectivement le nombre d'événements détectés et le nombre d'événements dans la cible. Le nombre entre parenthèses est égale au nombre d'antiprotons capturés. La probabilité de fission de l'uranium, est prise égale à 75%. Ce qui nous permet, non seulement de donner le nombre d'événements par fission prompte mais aussi par antiproton stoppé, N/\bar{p} . On voit ainsi que, la valeur de la probabilité totale de formation des hypernoyaux par antiproton stoppé est $6.12 10^{-3}$.

La valeur absolue de la probabilité de formation des hypernoyaux peut être estimée selon les travaux de Cugnon et al. [29]. Les auteurs de ces travaux considèrent que l'hypernoyau peut être produit par interaction d'un noyau avec des mesons K ou ω , les mesons lourds étant produits initialement grâce à l'annihilation d'antiprotons sur le noyau. Ils trouvent que la contribution des K est majoritaire et même dominante. L'hyperon peut-être un Λ ou un Σ , la plus grande contribution provenant du canal Λ . Ainsi, si on ne se concentre que sur les contributions dominantes, $H(\bar{K}, \Lambda)$ et $H(\omega, \Lambda)$ et suivant Cugnon et al. on a :

$$H(\bar{K}, \Lambda) = Prob(\{\bar{K} \text{ is produced}\} \cap \{\bar{K} \text{ interacts}\} \cap \{\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi\} \cap \{\Lambda \text{ is fixed}\}_{\bar{K}})$$

et

$$H(\omega, \Lambda) = Prob(\{\omega \text{ is produced}\} \cap \{\omega \text{ interacts}\} \cap \{\omega N \rightarrow \Lambda\pi\} \cap \{\Lambda \text{ is fixed}\}_{\omega})$$

Cugnon et al.[29] donnent les valeurs suivantes pour les différents facteurs des deux equations précédentes :

$$Prob\{\bar{K} \text{ is produced}\} = 0.05 \quad \text{et} \quad Prob\{\omega \text{ is produced}\} = 0.28$$

$$Prob\{\bar{K} \text{ interacts}\} = 0.381 \quad \text{et} \quad Prob\{\omega \text{ interacts}\} = 0.381$$

$$Prob\{\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi\} = 0.9 \quad \text{et} \quad Prob\{\omega N \rightarrow \Lambda\pi\} = 0.18$$

$$Prob\{\Lambda \text{ is fixed}\}_{\bar{K}} = 0.38 \quad \text{et} \quad Prob\{\Lambda \text{ is fixed}\}_{\omega} = 0.17$$

Ce qui donne $H\{\bar{K}, \Lambda\} = 6.510^{-3}$ et $H\{\omega, \Lambda\} = 3.2510^{-3}$. La somme des valeurs des deux contributions est égale à $9.75 \cdot 10^{-3}$. Cette valeur est à comparer avec la valeur expérimentale $6.12 \cdot 10^{-3}$.

Il est bien entendu que, l'expérience ne peut détecter les hypernoyaux qui ne fissionnent ni dans le mode de la fission prompte ni dans le mode de la fission retardée. Cependant, l'uranium a une grande probabilité de fissionner, et ces phénomènes ne contribuent ainsi aux phénomènes totaux que pour quelques pourcents. Il faut remarquer que le nombre d'hypernoyaux de fission retardée est $8.8 \cdot 10^{-4}$, valeur à comparer à celle publiée précédemment $6.5 \cdot 10^{-4}$, [44,34]. A partir des valeurs extraites du tableau 3.6, on peut estimer le rapport de production d'hypernoyaux de fission retardée par rapport au nombre d'hypernoyaux provenant des deux modes de fission, soit $\frac{8.8 \cdot 10^{-4}}{6.12 \cdot 10^{-3}} = 0.14$. Les calculs de simulation de fission et d'évaporation nucléaire, voir section 3.3, montrent qu'on a 75% de chance d'avoir de la fission prompte et donc 25% de résidus (pas de fission ou fission retardée) et 63% de fission lorsqu'il y a une énergie supplémentaire provoquée par la désintégration du Λ , ajoutée au noyau résiduel. Ce qui fait 16% d'hypernoyaux lourds. Ce pourcentage est à considérer dans le taux total de production d'hypernoyaux, ce qui nous fait une valeur de $7.1 \cdot 10^{-3}$ au lieu de $6.12 \cdot 10^{-3}$. La probabilité de survie de l'hypernoyau lourd est égale à $\frac{0.16}{0.75+0.16} = 0.17$, à comparer avec la valeur expérimentale, égale à 0.14 .

Le cas du bismuth

D'après les analyses de l'uranium (b), le nombre d'hypernoyaux totaux fissionnants dans la cible, est égal à $75 \cdot 10^3$, voir tableau 3.5. Lorsqu'on sait que la probabilité de fission de l'uranium est de 75% environ, on déduit que le nombre d'hypernoyaux formés dans la cible est égal à 10^5 . Lorsqu'on sait aussi que l'épaisseur de la cible de bismuth est deux fois plus petite que celle de la cible d'uranium (b), on en déduit que le nombre d'hypernoyaux formés dans la cible correspondant au bismuth, est de moitié plus petit que celui de l'uranium (b), soit $5 \cdot 10^4$. D'après les calculs d'évaporation et de fission pour le bismuth, décrits dans la section 3.3, ce noyau fissionne dans 8% des cas. Ceci veut dire qu'il reste $(5 \cdot 10^4 \times 0.92)$ résidus dans la cible, après la fission, soit donc un nombre qui est $4.6 \cdot 10^4$. On a ainsi $(5 \cdot 10^4 \times 0.08) = 4 \cdot 10^3$ hyperfragments dans la cible. Connaissant l'efficacité de détection des hyperfragments dans la cible de type (a), égale à $3.25 \cdot 10^{-4}$, on en déduit que le nombre d'hyperfragments est égal à 1.3 . De même, sachant que les noyaux résiduels fissionnent dans 9% des cas, on s'attendra alors à $(4.6 \cdot 10^4 \times 0.09) = 4.14 \cdot 10^3$ hypernoyaux lourds dans la cible. Sachant que

Cible	HFR (1)	HFP (2)	$\frac{(1)}{(2)}$
Bismuth 1986	16	1.3	0.08
Uranium 1986	18	10.5	0.58
Uranium 1988	26	13	0.50

Table 3.7: Comparaisons entre les nombres d'hypernoyaux mesurés pour une cible de bismuth et une cible d'uranium

l'efficacité de détection est de $3.6 \cdot 10^{-3}$ pour une cible de type (a), on s'attendra à détecter alors, exactement 16 hypernoyaux lourds. Ainsi, le nombre de 17 hypernoyaux calculés est à comparer à 13 hypernoyaux mesurés par PS177 en 1986.

On voudrait comparer maintenant les nombres d'hypernoyaux lourds et hyperfragments mesurés pour l'uranium et le bismuth. Le tableau 3.7 montre que pour l'uranium, on produit $\frac{2}{3}$ d'hypernoyaux lourds pour $\frac{1}{3}$ d'hyperfragments, alors que pour le bismuth il y a 93% d'hypernoyaux lourds pour seulement 7% d'hyperfragments. Par conséquent, la présence d'hyperfragments en si grand nombre dans l'uranium, peut conduire à une contamination des données d'hypernoyaux lourds par les données d'hyperfragments. Ceci aurait pour effet de déformer l'information sur la durée de vie des hypernoyaux. Pour cette raison, les résultats du calcul de la durée de vie, qui seront issus de l'analyse de la cible de bismuth, seront plus fiables que ceux de l'uranium.

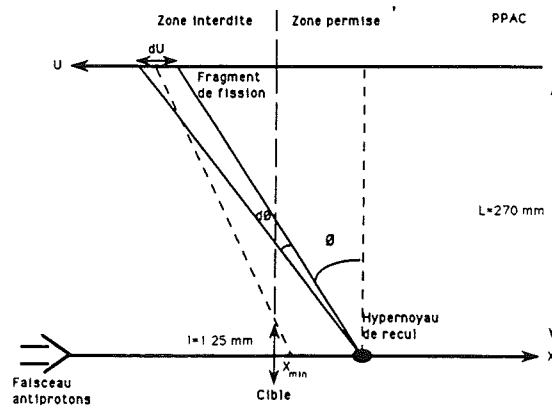


Figure 3.17: Vue simplifiée du processus et de la détection

3.2 SIMULATION II : DUREE DE VIE DES HYPERNOYAUX

3.2.1 Théorie

On se propose d'évaluer par une méthode de calcul simple, la durée de vie des hypernoyaux. On va utiliser la plupart du temps, des valeurs obtenues expérimentalement et essayer d'obtenir par simulation les données inconnues.

L'idée est de dire que la durée de vie τ est égale à la distance parcourue par le noyau avant de fissionner, divisée par sa vitesse de recul.

a. Une idée sur le parcours moyen du noyau

On construit ici, un modèle schématique pour rendre compte de l'évolution du noyau de recul. On essaye d'évaluer à travers ce modèle, le parcours moyen du noyau de recul. Ceci nous donnera une idée sur la durée de vie à laquelle on devrait s'attendre. Ce modèle est illustré par la Fig 3.17. Elle donne une vue simplifiée du processus et de la détection. Soit X l'axe sur lequel le noyau recule. Le noyau va reculer d'une distance, au minimum X_{min} , et va fissionner. On retrouvera l'un des deux fragments de fission dans la zone interdite du détecteur se situant à une distance $L = 270$ mm du centre de la cible. Le fragment de fission a une trajectoire dont l'angle de déviation par rapport au plan de cible est θ et la demi largeur de cible est $l = 1.25$ mm.

La distribution en position du noyau fissionnant le long de l'axe X est décrite par $P(X)$ et λ est le parcours moyen.

$$P(X) = \exp\left(-\frac{X}{\lambda}\right) \quad (3.10)$$

La probabilité de détecter le fragment de fission dans le PPAC à une distance U ,

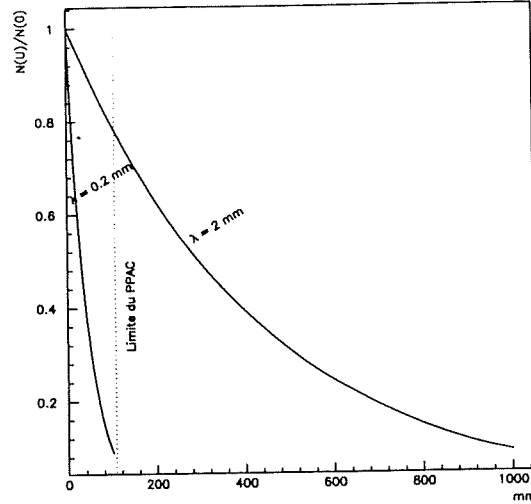


Figure 3.18: Probabilités de détection du fragment en fonction de la position dans le détecteur pour différents parcours moyens

après que le noyau de recul ait parcouru λ est

$$N(U)dU = \int_{X_{min}}^{\infty} P(X) \frac{d\theta}{dU} dX dU \quad (3.11)$$

Sachant que $\tan \theta = \frac{X+U}{L}$, et $\frac{X_{min}}{l} = \frac{U}{L-l}$, les calculs donnent

$$N(U) = \int_{X_{min}}^{\infty} \exp\left(-\frac{X}{\lambda}\right) \times \frac{L}{L^2 + (U+X)^2} dX \quad (3.12)$$

Ce qui nous donne à peu près

$$\frac{N(U)}{N(0)} = \frac{L^2}{L^2 + U^2} \exp\left(-U \frac{l}{\lambda L}\right) \quad (3.13)$$

On sait que la limite de la chambre de détection est de l'ordre de 106 mm, on trace la courbe $N(U)/N(0)$ en fonction de U pour différents parcours λ . D'après la figure 3.18, on remarque que pour un parcours moyen grand, les événements peuvent sortir de la limite de la chambre de détection. Si on se limite à notre géométrie, alors le parcours moyen doit être au plus égal à 0.2 mm.

Or les événements expérimentaux sont pour la plus part détectés très près de la cible, par conséquent, le parcours moyen est inférieur à 0.2 mm. Ceci donne donc une idée sur les résultats auxquels on s'attendra et surtout sur la valeur de la durée de vie de l'hypernoyau.

b. Méthode de calcul de la durée de vie

La méthode consiste à écrire un code de simulation simple pouvant donner la distribution du parcours λ , d'utiliser les données expérimentales telles que la vitesse des fragments et leur distribution angulaire pour déduire la vitesse de recul du noyau fissionnant et ainsi, calculer la durée de vie.

On sait que

$$\vec{V}_1^{lab} = \vec{V}_1^{CM} + \vec{V}_{recul} \quad \text{et} \quad \vec{V}_2^{lab} = \vec{V}_2^{CM} + \vec{V}_{recul} .$$

Les notations 1 et 2 désignent les deux fragments de fission, \vec{V}^{lab} , \vec{V}^{CM} et \vec{V}_{recul} sont respectivement les vitesses des fragments de fissions dans le repère du laboratoire, dans le repère du centre de masse et la vitesse de recul du noyau fissionnant. Alors,

$$\langle \vec{V}_{recul} \rangle = \frac{1}{2} \times \langle \vec{V}_1^{lab} + \vec{V}_2^{lab} \rangle . \quad (3.14)$$

Comme $\langle X \rangle = \langle (\vec{V}_{recul})_X \rangle \times \langle \tau \rangle$, alors

$$\langle X \rangle = \frac{1}{2} \times \langle |\vec{V}_1^{lab}| \times \cos \theta_1 + |\vec{V}_2^{lab}| \times \cos \theta_2 \rangle \times \langle \tau \rangle . \quad (3.15)$$

X étant le parcours du noyau, τ sa durée de vie et $\theta_{1,2}$ les angles que font les fragments de fission par rapport à la direction du faisceau d'antiprotons, à partir du centre de la cible. $\cos(\theta_1)$ et $\cos(\theta_2)$ sont calculés à partir des distributions expérimentales en position des fragments de fission en coïncidence avec une amplitude faible d'électrons enregistrés par le détecteur d'électrons (MCP petit).

$$\cos \theta = \frac{X}{\sqrt{X^2 + Z_{pos}^2}} ,$$

$Z_{pos}=270$ mm est la distance du centre de la cible au détecteur PPAC. Ainsi, la durée de vie est calculée simplement par l'expression suivante :

$$\langle \tau \rangle = \frac{2 \times \langle X \rangle}{\langle |\vec{V}_1^{lab}| \times \cos \theta_1 + |\vec{V}_2^{lab}| \times \cos \theta_2 \rangle} . \quad (3.16)$$

3.2.2 Simulation du parcours de l'hypernoyau

L'endroit de production de l'hypernoyau est aléatoire dans les limites de la dimension de la cible et de la surface du faisceau. La trajectoire de l'hypernoyau peut être exprimée par l'Eq. 3.10. On choisit donc au hasard une valeur du parcours selon la distribution illustrée par l'Eq. 3.10 et une direction au hasard, dans la demi-sphère dont la trajectoire est positive. Ceci évite de créer une trajectoire qui serait stoppée dans la cible. A partir de cet instant, on laisse un fragment de fission évoluer dans l'espace et on calcule son point d'impact dans le détecteur PPAC, voir Fig 3.17. On essaye alors d'ajuster le paramètre λ afin de produire une distribution en position dans la région interdite, aussi ressemblante que possible à la distribution expérimentale.

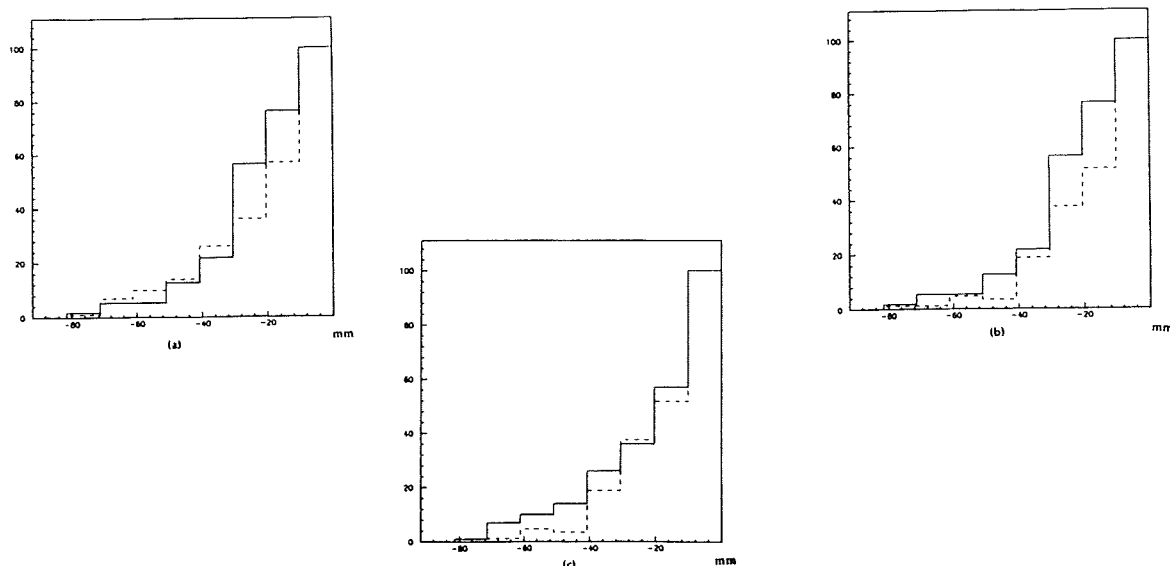


Figure 3.19: Distribution en position dans la région interdite des hypernoyaux pour le montage (a) B(trait plein) et U1(tirets), (b) B(trait plein) et U2(tirets), (c) U1(trait plein)-U2(tirets).

3.2.3 Données expérimentales

Ce travail a été fait pour différentes données provenant de différentes cibles et montages. On travaillera donc avec U1, U2, U1+U2 et B. On sait que l'information sur la durée de vie de l'hypernoyau est directement reliée au comportement des distributions en position des fragments de fission dans la région interdite. Pour l'uranium, on impose une amplitude MCP petite. Le Monte-Carlo utilise ces distributions expérimentales afin d'ajuster les distributions simulées.

Si la durée de vie des hypernoyaux de bismuth était égale à celle des hypernoyaux d'uranium, (c'est ce qu'on devrait avoir en principe), les distributions en position devraient être les mêmes pour les trois montages. Une contamination importante d'hyperfragments dans les données, aurait pour conséquence de diminuer la valeur de la durée de vie. Les Fig 3.19a, b et c donnent une idée du comportement de la distribution en position dans la région interdite pour chaque montage. On voit d'ailleurs que la distribution fournie par U1 (uranium 1) ressemble plus à celle fournie par B (bismuth) que celle de U2 (uranium 2). Pour cette raison, et étant donné que le montage U2 semble poser des problèmes à l'analyse à cause du mauvais fonctionnement du détecteur d'électrons, le calcul de la durée de vie de l'hypernoyau d'uranium est fait dans toute la suite avec les données du montage U1 seulement.

Les distributions expérimentales des vitesses des fragments de fission, ainsi que les distributions angulaires, voir Fig 3.20 et Fig 3.21, sont de type Gaussienne. Ceci fait que l'on peut extraire facilement les valeurs moyennes. Pour U1 comme pour U2, elles sont égales à :

$$\langle V_1^{lab} \rangle = \langle V_2^{lab} \rangle = 12. \text{ mm/ns} .$$

L'erreur statistique est évaluée à 0.23 mm/ns alors que l'erreur systématique est

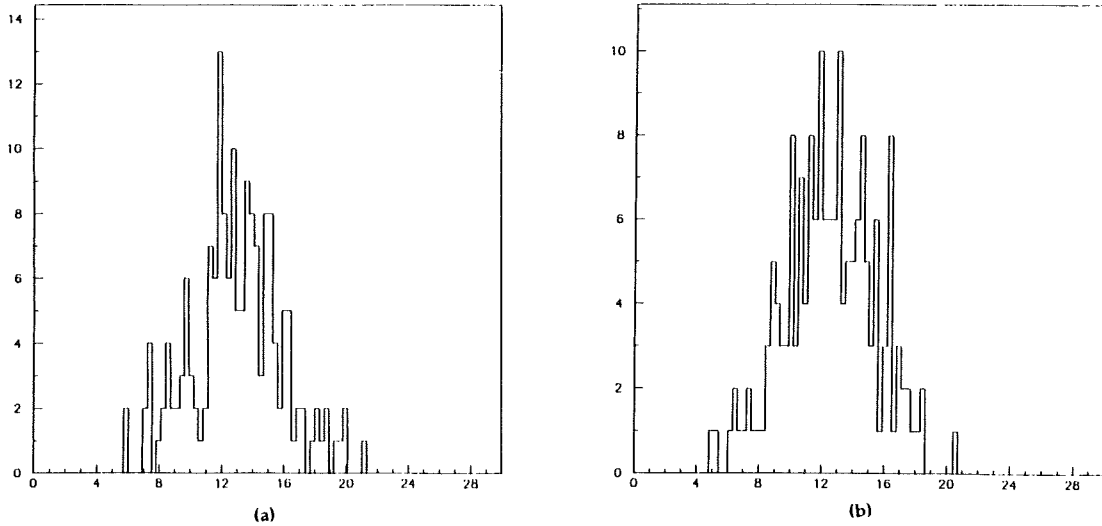


Figure 3.20: Distribution en vitesses des fragments de fissions dans la zone (a) permise, (b) interdite, dans les cas de la détection des hypernoyaux lourds

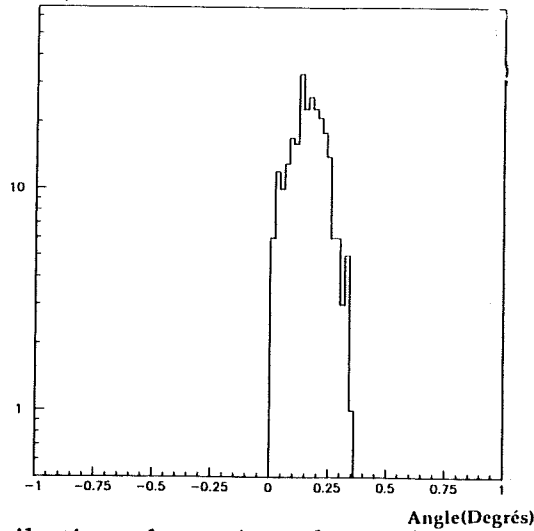


Figure 3.21: Distributions des cosinus des angles des fragments de fission

égale à 1 mm/ns. Les distributions angulaires sont par contre très particulières à chaque montage étant donné qu'elles dépendent des distributions en position.

3.2.4 Ajustement et extraction de la durée de vie

Soit donc $\lambda = (V_{recul})_X \times \tau$. D'après l'Eq. 3.10, le parcours de l'hypernoyau est pris égal à $\exp(-\frac{X}{\lambda})$. La valeur du paramètre λ dépend surtout de la qualité de l'ajustement des distributions en position du Monte-Carlo par rapport aux distributions expérimentales. On trace la fonction du χ^2_λ en fonction de λ et on extrait ainsi le minimum des χ^2_λ . $(\chi^2_\lambda)_{min}$ définit une valeur λ_{min} pour laquelle la valeur de la durée de vie est

$$\tau = \lambda_{min} \times (V_{recul})_X \quad (3.17)$$

En principe, λ_{min} ne doit pas dépasser la valeur de 0.2 mm. La Fig 3.22 illustre le spectre en χ^2 et la méthode d'extraction de la valeur minimum et l'erreur de 1σ sur la mesure. J'invite le lecteur à se reporter à la page 70 pour revoir le traitement de la méthode de calcul du χ^2 et le calcul d'erreur. Lorsque le minimum du χ^2 est

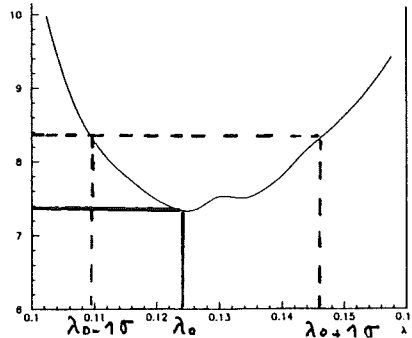


Figure 3.22: χ^2_λ en fonction de λ

trouvé et l'erreur extraite, il est facile de faire un calcul d'erreur sur la durée de vie τ . En effet, on a

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right) = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) + \left(\frac{\Delta(V_{recul})_X}{(V_{recul})_X}\right) \quad (3.18)$$

La Fig 3.23a représente le parcours de l'hypernoyau de bismuth et la Fig 3.23b la distribution en position dans la région interdite des fragments de fission retardée. Ces figures sont obtenues par simulation et pour le meilleur ajustement avec les données expérimentales.

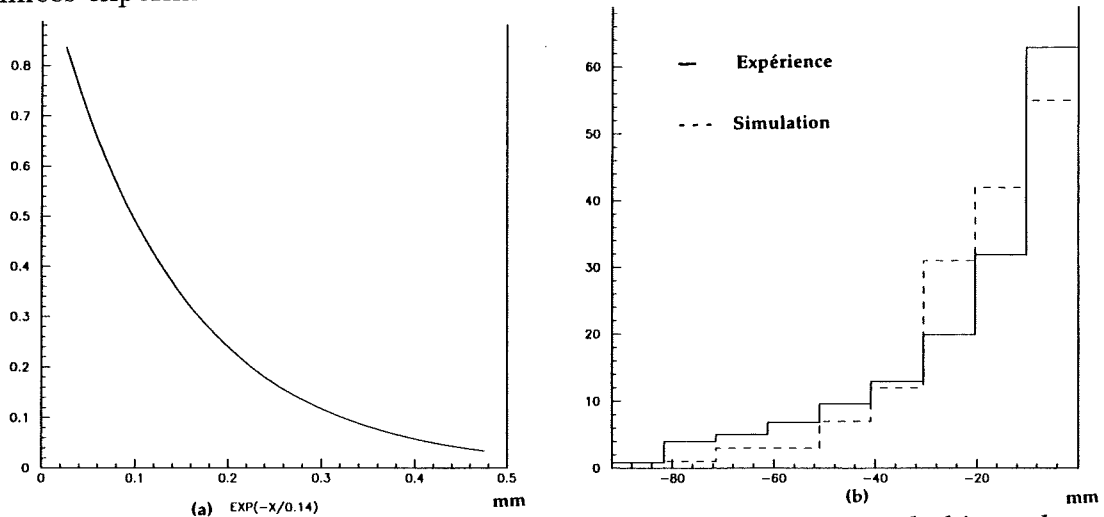


Figure 3.23: (a) Distribution du parcours moyen de l'hypernoyau de bismuth
(b) Distribution en position des fragments de fission de l'hypernoyau de bismuth dans la zone interdite.

Pour l'hypernoyau de bismuth et l'hypernoyau d'uranium, les durées de vies obtenues sont illustrées dans le tableau 3.8.

Montage	λ_{min} mm	$(V_{recul})X$ mm/ns	τ ns
Bismuth	$0.14^{+0.020}_{-0.025}$	0.7884 ± 0.038	$0.1775^{+0.028}_{-0.033}$
U1	$0.125^{+0.019}_{-0.015}$	0.9486 ± 0.046	$0.1300^{+0.025}_{-0.021}$

Table 3.8: Résultats de l'analyse des différents montages d'uranium et de bismuth

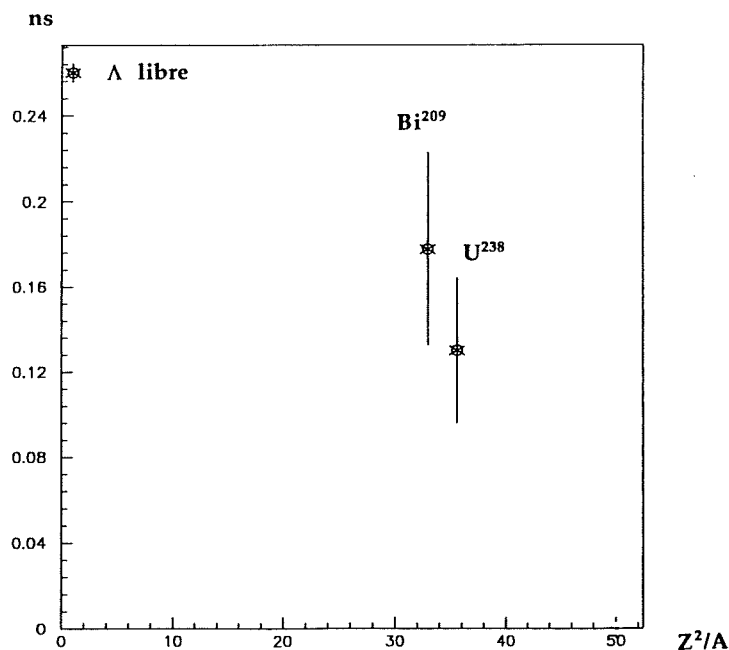


Figure 3.24: Durée de vie des hypernoyaux de bismuth et d'uranium

La Fig 3.24 donne une idée sur les différences des valeurs de durée de vie pour le bismuth et l'uranium. On constate que, dans la limite des barres d'erreurs statistiques et systématiques, les durées de vie semblent se recouvrir et même converger. Il est tout à fait rassurant de trouver que la durée de vie de l'hypernoyau de bismuth est très proche et même égale à celle de l'hypernoyau d'uranium. Cette idée est d'ailleurs tout à fait concevable. Le fait que cette durée de vie est plus petite que celle du Λ libre est par contre à souligner.

3.3 SIMULATION III: DESEXCITATION DU NOYAU

La désexcitation du noyau de recul d'uranium ou de bismuth, telle qu'elle est expliquée au chapitre 1, est régie par les processus de fission et d'évaporation nucléaire se produisant simultanément. Les deux processus sont de nature différente et en compétition.

Notre optique est non seulement d'étudier ces phénomènes afin de les comprendre mais aussi de les utiliser pour les besoins d'autres calculs. Afin de connaître les taux de production de fission prompte ou de fission retardée par exemple, il nous faut connaître leurs probabilités de fission. Pour les besoins de la simulation du parcours du noyau de recul et donc de sa vitesse, on se doit de connaître la distribution en masse des fragments de fission. Pour pouvoir interpréter les résultats expérimentaux, tels que la distribution en masse des fragments de fission ou encore la multiplicité des particules légères éjectées lors de la fission, on doit pouvoir simuler les phénomènes et les comparer.

On écrit ainsi un code de simulation simple pour rendre compte de plusieurs faits: la durée de vie du système formé par le noyau de recul excité, la distribution de particules légères émises lors de la désexcitation et enfin la probabilité de fission du noyau excité et la distribution en masse des fragments de fission qui en résulte.

L'évaporation nucléaire est un processus qui décrit par un mécanisme purement statistique, l'émission de neutrons et de particules chargées. On essaye de reproduire le mécanisme réel par le modèle de la goutte liquide, modifié par des corrections dues essentiellement aux effets de couches et de parité. Ce modèle est inspiré des calculs de masse des particules et des noyaux, issus des travaux de Myers et Swiatecki [49]. A partir de leurs calculs, on peut déduire les énergies de liaison des particules et la densité de niveaux.

Le mécanisme et les propriétés de fission des états excités diffèrent fortement de ceux d'une fission spontanée. Les propriétés macroscopiques du noyau, tels que la dimension, la densité, la masse, l'énergie de liaison etc..., influencent considérablement le processus de fission dans toutes les gammes d'énergie d'excitation. Les propriétés du point selle de la fission, à savoir l'énergie de surface, le moment d'inertie, le coefficient de déformation etc..., sont tout aussi importants. Pour la description de la fission, on se référera aux travaux de Bohr et Wheeler [13], qui nous permettent aussi, de calculer les valeurs des hauteurs de barrières de fission et les largeurs d'émission de particules et de fission.

Lorsque tous les éléments de calcul, essentiels pour décrire l'évaporation nucléaire et la fission, sont réunis, on réalise un code de simulation. On va pouvoir décrire l'étape d'évaporation et la particule évaporée ainsi que la probabilité de fission du noyau à chaque étape. Ce code de simulation, rapide, est basé sur un calcul de valeurs moyennes. Ce n'est donc pas une simulation de type Monte-Carlo.

3.3.1 Evaporation nucléaire

Pour décrire ce mécanisme, on utilise les formules de masse calculées par Myers et Swiatecki [49]. Leurs calculs sont basés sur le modèle de la goutte liquide corrigé par les effets de couches et de parité. Ils étudient le comportement de la masse selon les déformations induites par la température ambiante T , le nombre de masse A , le nombre de charge Z et la densité de niveaux ρ du noyau.

a. La formule de masse semi-empirique

Elle est décrite par l'équation suivante:

$$M(A, Z, T) = M_{ldm} + M_{shell} + M_{pair} \quad (3.19)$$

où A , Z et N sont respectivement la masse, la charge du noyau et le nombre de neutrons, T étant sa température nucléaire ambiante. M_{ldm} est la masse décrite par le modèle de la goutte liquide, M_{shell} la correction de masse due aux effets de couche et de température sur les couches, et M_{pair} une correction introduite par les effets de parité.

Nous allons décrire en détail chacune des composantes de la formule de masse empirique.

a.1. Le modèle de la goutte liquide.

La formule de masse est donnée par l'équation:

$$M_{ldm} = M_n N + M_p Z + E_v + E_s + E_c \quad (3.20)$$

M_n et M_p étant respectivement la masse du neutron et celle du proton. E_v décrit l'énergie de volume, E_s l'énergie de surface et E_c celle de coulomb. Ainsi,

$$E_v = -C_1 A, \quad E_s = C_2 A^{2/3} \quad \text{et} \quad E_c = C_3 Z^2 A^{-1/3} - C_4 Z^2 A^{-1}.$$

Le deuxième terme de l'expression de l'énergie de coulomb E_c étant une correction due à l'effet électrostatique. Ici, C_1 représente l'énergie de liaison de volume par particule et C_2 est égal à $(4 \pi r_0^2)$ fois l'énergie nucléaire de surface par unité de surface. Ils sont donnés par les formules suivantes:

$$C_1 = a_1 [1 - \kappa \times (\frac{N - Z}{A})^2]; \quad C_2 = a_2 [1 - \kappa \times (\frac{N - Z}{A})^2].$$

a_1, a_2, C_3, C_4 et κ sont des paramètres ajustables, égaux respectivement à, 15.66, 18.56, 0.717, 1.21129 (MeV) et 1.79.[49]

a.2. Correction due aux effets de couches.

On veut obtenir une formule semi-quantitative rendant compte de deux phénomènes expérimentaux importants. Le premier, est la modulation des densités de niveaux due aux effets de couches et le second exprime la condition que, pour les formes nucléaires les plus déformées, la modulation des densités de niveaux des noyaux magiques se détruit à cause des dégénérescences associées aux formes

sphériques. On formalise tout ceci, en introduisant une correction à la formule de masse d'un noyau dans le modèle de la goutte liquide. L'expression résultante sera semblable à celle de la goutte liquide, c'est à dire qu'elle s'exprimera sous forme d'une correction de masse qui sera une fonction de N , de Z et de la forme. Elle est donnée par la formule suivante:

$$M_{cou} = C S(N, Z) \exp - \left(\frac{\overline{\delta R}}{a} \right)^2 \quad (3.21)$$

C est le facteur d'amplitude, S la fonction de distortion et l'exponentielle représente un facteur d'atténuation dont le pas vaut a . δR est la distortion du rayon du noyau: $\delta R^2 = \frac{\int \delta \Omega (R - R_0)}{\int \delta \Omega}$, R_0 étant le rayon sphérique égale à $(r_0 A^{-2/3})$, R étant le rayon du noyau quelconque. Dans le cas où le noyau est sphérique, $\delta R^2 = 0$ et $M_{cou} = C S(N, Z)$. Les calculs sont ensuite développés sur la base de calcul des paramètres de déformations classiques du noyau [49], et on trouve que pour une forme ellipsoïdale, $\overline{\delta R^2} = \frac{R_0^2}{5} \times \alpha^2$, α étant le pas de la distortion dépendant aussi des paramètres de déformations. La forme explicite de la correction en masse est alors égale à:

$$M_{cou} = C S(N, Z) \exp - \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^2 \quad (3.22)$$

et $\alpha_0^2 = 5 \times \left(\frac{a}{R_0} \right)^2$. La fonction d'atténuation $S(N, Z)$ est définie par:

$$S(N, Z) = \frac{F(N) + F(Z)}{\left(\frac{A}{2} \right)^{2/3}} - c \times A^{-1/3} \quad (3.23)$$

où $F(X)$ est une fonction des couches atomiques et du nombre de particules, neutrons ou protons qui se trouvent dans le noyau. Elle est exprimée simplement par:

$$F(X) = \int_0^X [q(n) - n^{\frac{2}{3}}] dn,$$

et

$$q_i = \frac{\int_{M_{i-1}}^{M_i} n^{\frac{2}{3}} dn}{\int_{M_{i-1}}^{M_i} dn},$$

avec n exprimant la couche atomique vérifiant la relation $M_{i-1} < n < M_i$, où les M_i représentent les couches atomiques magiques. On montre qu'en général, les déformations apparaissent loin des couches magiques en proton et en neutron. Il vient alors que, $S(N, Z) < 0$ exprime un équilibre sphérique par contre $S(N, Z) > 0$ exprime une instabilité. Les paramètres ajustables C , c et $\frac{a}{r_0}$ sont évalués respectivement à, 5.8 MeV, 0.26 et 0.27.

L'effet de la température sur les couches:

Certains indices expérimentaux nous poussent à considérer aussi, les effets de température finie sur les couches [11]. En général, ces effets, n'excèdent pas une

température de quelques unités de MeV. Néanmoins on peut constater que cela suffit amplement à distinguer des effets sur les espacements des couches.

Avec l'augmentation de la température, les effets de couches diminuent en principe. L'énergie de la structure de couche est exprimée par [11]:

$$E_{sh}(T) \propto \left(\frac{\hbar\omega_{sh}}{2\pi}\right)^2 t^2 \frac{\cosh t}{\sinh^2 t} \quad (3.24)$$

où $t = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_{sh}}$, T étant la température statistique déduite par $E^* = aT^2$, $a = \frac{A}{8}$ et le facteur $\frac{\hbar\omega_{sh}}{2\pi}$ a été évalué à 0.35 MeV [11]. Le facteur "température" introduit par Bohr et Mottelson [11], afin de décrire ce phénomène de perturbation de la température sur l'espacement des couches est donné par la formule suivante:

$$T_{sh} = t^2 \frac{\cosh t}{\sinh^2 t} \quad (3.25)$$

Soit donc

$$M_{shell} = M_{cou} \times T_{sh} \quad (3.26)$$

on voit que pour une température nulle, le facteur température, Eq.3.25, est égal à 1. Ceci traduit le fait que la masse M_{shell} n'est pas perturbée à température zero. Elle sera d'ailleurs égale à M_{cou} , la correction de masse provoquée par les effets dus aux couches seulement.

a.3. Correction due aux effets de parité.

Un terme "effet de parité" est traduit par l'expression en masse suivante:

$$M_{par}(N, Z) = -[(-1)^Z + (-1)^N] 5.5 A^{-1/2} \quad (3.27)$$

b. La formule de masse et son comportement

Le traitement qualitatif du comportement de la masse selon les déformations est développé dans la référence [49]. Nous retiendrons ici les résultats essentiels, que nous exposerons d'ailleurs selon les besoins du calcul.

On définit un paramètre de déformation $\theta = \frac{\alpha}{\alpha_0}$, voir la formule de masse de l'équation 3.22. La formule de masse empirique est alors,

$$M(A, Z, T) = M_{ldm} + M_{par} + E \times \theta^2 + S(N, Z) \times \exp(-\theta^2).$$

E représente le coefficient de rigidité de la goutte liquide à l'égard de petites déformations sphéroïdales. On peut l'exprimer aussi en fonction des énergies de surface et de coulomb ou plus simplement grâce à la fissilité x ,

$$x = \frac{Ec}{2 \times Es} = \frac{C_3 \times Z^2 \times A^{-1/3}}{C_2 \times A^{2/3}} \quad (3.28)$$

et

$$E = \frac{2}{5} \times C_2 A^{2/3} \times (1 - x) \times a_0^2 .$$

Les conditions d'instabilité de la sphère et de l'équilibre de forme non sphérique sont exprimées simultanément par $\frac{\delta^2 M}{\delta \theta^2} / \theta=0 < 0$ et $\frac{\delta M}{\delta \theta} = 0$. Ceci revient à écrire que, pour produire une instabilité, il faut que S remplisse la condition $S > E$ et que pour que la forme acquise après déformation reste en équilibre, il faut que θ soit égal à $\pm [\ln \frac{S}{E}]^{1/2}$, le + correspondrait à la forme prolata alors que le - représenterait la forme oblate. Dans cette approximation, les deux formes auraient la même énergie et la masse d'un noyau stable déformé est alors égale à:

$$M(A, Z, T) = M_{ldm} + M_{par} + E + E \times \ln \frac{S}{E} \quad (3.29)$$

alors que pour une configuration sphérique stable où θ serait nul, elle serait égale à:

$$M(A, Z, T) = M_{ldm} + M_{par} + M_{shell}(\theta = 0) \quad (3.30)$$

c. Energies de liaison, énergies d'excitation, densité de niveaux

Les énergies de liaison des particules telles que les neutrons, les protons et les alphas par exemple, vont s'exprimer à l'aide de la formule de masse calculée précédemment. Ces énergies B_n , B_p et B_α , vont donc dépendre explicitement de la température nucléaire et de la forme du noyau.

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

$$B_p(A, Z, T) = -M(A, Z, T) + M_p + M(A - 1, Z - 1, T) + C_p ,$$

$$B_\alpha(A, Z, T) = -M(A, Z, T) + 2 \times (M_n + M_p) + M(A - 2, Z - 2, T) + C_\alpha - 28.3 .$$

C_p et C_α sont les termes qui représentent l'énergie de la barrière coulombienne pour l'émission respectivement d'un proton et d'un alpha.

Pour une température statistique T , un paramètre de densité de niveaux a_e [55], sachant que $E^* = a_e \times T^2$, la densité de niveaux $W(E)$ est alors déduite [55]:

$$W(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \times \frac{\exp(2\sqrt{a_e \times E^*})}{a_e^{1/4} \times E^{*5/4}} \quad (3.31)$$

et

$$a_e = a^*(1 + f(E^*) \times \frac{M_{shell}}{E^*}) \quad (3.32)$$

où a^* est la valeur asymptotique du paramètre de densité de niveaux, égale à $\frac{A}{8}$ où A est le nombre de masse du noyau et $f(E^*) = 1 - \exp(-\lambda E^*)$. λ est un paramètre qui contrôle le taux d'amortissement de l'effet de couches en fonction de l'énergie d'excitation, il est trouvé égal à 18.5 MeV^{-1} [67].

3.3.2 Fission

La fission se produit très souvent après une évaporation de particules légères. Elle est en compétition avec le processus d'évaporation et prend place le plus rapidement pour les noyaux lourds.

On se propose de décrire ce phénomène en s'aidant des calculs d'évaporation précédents. En effet, grâce aux calculs de masse et d'énergie, on arrive à définir la densité de niveaux ainsi que la fissilité. Ceci va nous permettre d'introduire la barrière de fission et de calculer les durées de vie de fission et d'émission de particules d'après les calculs de Bohr et Wheeler [13] pour les largeurs de fission et d'émission de particules.

a. Le point selle

Le point selle de la fission est défini comme étant le point d'équilibre métastable du noyau par rapport à la fission. Soit donc Tr le temps nécessaire à l'équilibre thermodynamique du mode de fission. On l'appelle aussi temps de relaxation, voir Bhatt et al. [8].

La masse au point selle est assimilée à la valeur de la hauteur de barrière B_f , dans le modèle de la goutte liquide. Les effets de couches sont pris en compte approximativement par

$$M_{selle} = B_f - M_{shell} \quad (3.33)$$

b. Température et densité de niveaux au point selle

Par un calcul semi-classique, le paramètre de densité de niveaux au point selle de la fission s'exprime sous la forme suivante [55]:

$$a_f = a^*[1 + 0.04(1 - x) + 0.45(1 - x)^2] \quad (3.34)$$

le paramètre de fissilité x étant défini à la page 92, et a^* étant la valeur asymptotique $A/8$, A étant le nombre de masse du noyau fissionnant.

L'énergie U_f disponible pour la fission du noyau ayant une énergie d'excitation E^* , est

$$U_f = E_{ex} - M_{selle}, \quad (3.35)$$

où

$$E_{ex} = E^* - [(-1)^Z + (-1)^N + 2] \times \frac{5.5}{\sqrt{A}} \quad (3.36)$$

Comme U_f est aussi égal à $a_f T_f^2$, il est alors facile de définir la température au point selle.

c. La barrière de fission

En accord avec l'idée générale de Bohr [11] au sujet du processus de fission près du seuil, et le traitement de la fission à des énergies modérées développé par Strutinsky et Halpen [55, page 232], l'information sur le moment effectif d'inertie exprimant la forme au point selle est contenue dans la distribution angulaire des

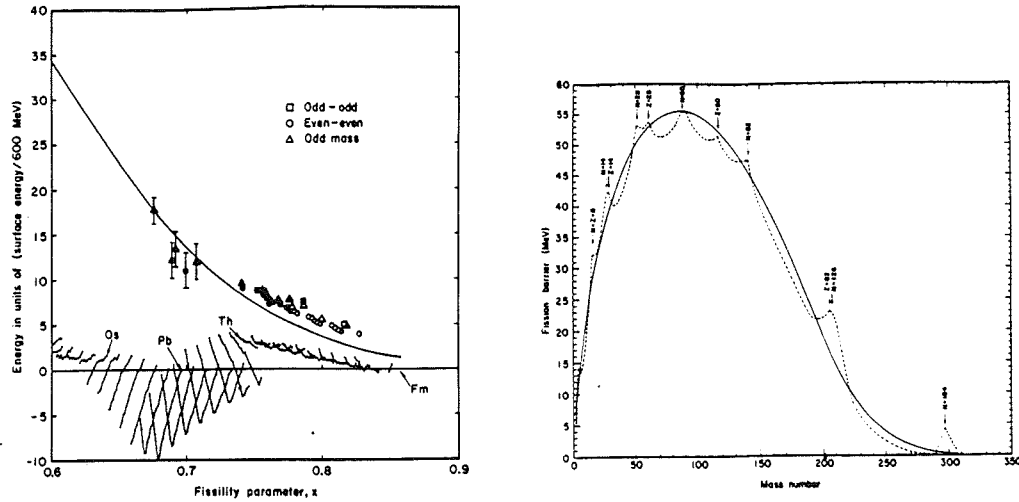


Figure 3.25: Fissilité et Barrière de fission, figures extraites de la référence [18].

fragments de fission. En général, cette information est déterminée par la valeur absolue $I(\hbar)$ du moment angulaire total I du noyau fissionnant. Dans notre cas, les effets de rotation du noyau sont négligeables et le moment angulaire est considéré comme nul.

Selon Cohen et Swiatecki [18] ou Strutinsky [71,72], la valeur de la barrière de fission est exprimée par une fonction dépendante du paramètre de fissilité

$$f(x) = \frac{B_f}{E_s^0} = \begin{cases} 0.38(3/4 - x) & \text{si } 1/3 < x < 2/3 \\ 0.83(1 - x)^3 & \text{si } 2/3 < x < 1 \end{cases} \quad (3.37)$$

Pour des valeurs de $x < 1/3$, le système produit de la fission assymétrique, et la fission ressemble à de l'évaporation nucléaire, voir Fig. 3.25 . Il est très peu probable d'obtenir des fissilités de cet ordre là pour les noyaux lourds que nous étudions. Pour des systèmes à grande fissilité, ($x \approx 1$), les formes d'équilibre (point selle et état de liaison) ont des petites déformations.

d. Largeurs de fission et durée de vie

L'analyse des probabilités de fission induite est traditionnellement basé sur le concept statistique des transitions d'état. Elle fut introduite dans la physique de la fission par Bohr et Wheeler [12].

Le noyau composé excité se désintègre par tous les canaux ouverts en fonction de l'espace de phase disponible. Pour la fission, l'espace de phase est déterminé à l'état de transition, c'est à dire au point selle.

Ainsi, d'après les références [42,73,74], les formules de Bohr et Wheeler pour les largeurs de fission en fonction des moments angulaires sont:

$$\Gamma_f(E^*, l) \propto (2l + 1) \int_0^{E_{sp}} \rho_f(E_{sp} - K) \delta K \quad (3.38)$$

où,

$$E_{sp} = E^* - E_r(l) - B_f ,$$

$\rho_f(E_{sp} - K)$ étant la densité de niveaux du noyau fissionnant au point selle, proportionnelle à $\sqrt{2a_f E^*}$,

$E_r(l)$ étant l'énergie de rotation dans le fondamental,

K étant l'énergie cinétique dans le mode de fission.

La pénétrabilité de la barrière de fission est prise égale à l'unité pour toutes les énergies d'excitation plus grandes que B_f et égale à zéro pour celles inférieures. Une expression similaire peut décrire la largeur d'émission de neutrons [12]:

$$\Gamma_n(E^*, l) \propto \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{J=|l-I|}^{l+I} (2J+1) \int_0^{E_n} \rho_n(E_n - \varepsilon) T_n^I(\varepsilon) \delta \varepsilon \quad (3.39)$$

où,

$$E_n = E^* - E_r(J) - B_n,$$

$\rho_n(E_n - \varepsilon)$ et J étant respectivement la densité de niveaux et le moment angulaire du noyau résiduel (après émission de neutrons),

$T_n^I(\varepsilon)$ représente le coefficient de transmission d'un neutron d'énergie cinétique ε et de moment angulaire I ,

B_n est l'énergie de liaison du neutron.

Les durées de vie d'émission de particules et de fission calculées à partir des Eq.3.39 et Eq.3.38, sachant que le moment angulaire est nul, sont exprimées en 10^{-22} sec par:

$$\tau_n = \frac{\hbar^2}{2m r_0^2 T^2 A^{2/3}} \times \left(\frac{E_{ex}}{E_{ex} - B_n} \right)^{5/4} \times \exp \left[-2 \left(\sqrt{a(E_{ex} - B_n)} - \sqrt{a E_{ex}} \right) \right] \quad (3.40)$$

$$\tau_{BW} = \frac{197 \times 2\pi}{30 T_f} \times \left(\frac{E_{ex}}{U_f - B_f} \right)^{5/4} \times \exp \left[-2 \left(\sqrt{a_f(U_f - B_f)} - \sqrt{a E_{ex}} \right) \right] \quad (3.41)$$

a, a_f, U_f, B_f, T_f et T ont été définis précédemment et pour E_{ex} , voir page 94. La densité de niveaux est définie par l'Eq. 3.31.

Le temps de survie de fission τ_f du noyau dépend du temps de relaxation Tr du noyau au point selle. Lorsque le noyau est prêt à fissionner, il y a un temps de passage de l'état d'excitation à l'état d'équilibre thermodynamique de fission. Pour cela $\tau_f = \tau_{BW} + Tr$ et la probabilité de survie de la fission $P(E^*)$ est exprimée par

$$P(E^*) = \frac{\tau_f}{\tau_f + \tau_p} \quad (3.42)$$

où τ_p est la durée de vie d'émission de particules légères, calculée de la même manière que pour τ_n .

3.3.3 Calcul de la probabilité de fission des noyaux

Le code de simulation permet de reproduire les processus d'évaporation nucléaire et de fission grâce aux calculs décrits précédemment. On va pouvoir connaître

l'énergie disponible au moment de la fission, la masse des fragments qui en résultent et la multiplicité des particules légères qui s'évaporent.

Soit donc, un noyau (A_j, Z_j) d'énergie d'excitation E_j^* . Et soient, les masses et énergies de liaison des particules légères, telles que les neutrons, protons ou alphas, calculées à l'aide des modèles décrits aux paragraphes 3.3.1 et 3.3.2. Un test de comparaison des énergies de liaison de ces particules à l'énergie du système nucléaire excité, va permettre de trancher sur le fait qu'une particule d'un type quelconque x a été évaporée ou pas. Par exemple, on essaye de faire évaporer une particule α ; si son énergie de liaison est plus grande que l'énergie du système nucléaire, elle est évaporée et l'énergie d'excitation va diminuer. On refait encore le même test avec la même particule, mais on suppose cette fois que son énergie de liaison est trop petite pour qu'elle soit évaporée. Dans ce cas on refait le même travail avec une autre particule, par exemple le proton. Celui-ci peut s'évaporer, sinon on essaye encore avec une autre particule, le neutron. Et ainsi de suite jusqu'à épuiser l'énergie d'excitation du système nucléaire. A chaque étape d'évaporation i , l'énergie d'excitation est $E_i^* = E_{i-1}^* - B_x - 2T_i$, B_x étant l'énergie de liaison de la particule x , T la température nucléaire du système et $E_0^* = E_j^*$. La probabilité de survie est $P(E_i^*)$ et l'énergie résiduelle du système, énergie d'excitation pour laquelle la fission a lieu, est $E_{r,i}$. $P(E_i^*)$ est décrite par l'Eq. 3.42,

$$E_{r,i} = \frac{\sum_i E_i^* \times P(E_i^*) \times P_f(E_i^*)}{\sum_i P(E_i^*) \times P_f(E_i^*)} \quad (3.43)$$

et

$$P_f(E_i^*) = \frac{P(E_i^*) - P(E_{i+1}^*)}{P(E_i^*)} \quad \text{avec} \quad P(E_1^*) = 1.$$

Ainsi, la probabilité de fission du noyau initial (A_j, Z_j, E_j^*) ayant subi n évaporations est donc:

$$P_{fiss}^a = 1 - \prod_{i=1}^n P(E_i^*) \quad (3.44)$$

Des mesures d'énergie d'excitation du noyau lors de la réaction d'antiprotons au repos sur le bismuth 208, ont été faites par Blachot [10]. Il en résulte une distribution d'énergie d'excitation $\sigma(E^*)$, voir Fig. 3.26 que l'on considèrera comme modèle pour tous les noyaux lourds et que l'on utilisera afin de pondérer les probabilités de fission calculées pour chaque énergie d'excitation considérée. Ainsi, la probabilité de fission pondérée du noyau (A_j, Z_j) est alors:

$$P_{fiss}^b = 1 - \frac{\sum_j PN(E_j^*)\sigma(E_j^*)}{\sum_j \sigma(E_j^*)} \quad \text{et} \quad PN(E_j^*) = \prod_{i=1}^n P(E_i^*) \quad (3.45)$$

Pour l'étude de tous ces phénomènes, nous utilisons une gamme d'énergie d'excitation variant de 50 MeV à 1000 MeV par pas de 50 MeV.

A ce stade, tout n'est pas encore réglé. En effet, notre connaissance du processus d'annihilation des antiprotons au repos sur un noyau lourd n'est pas complète,

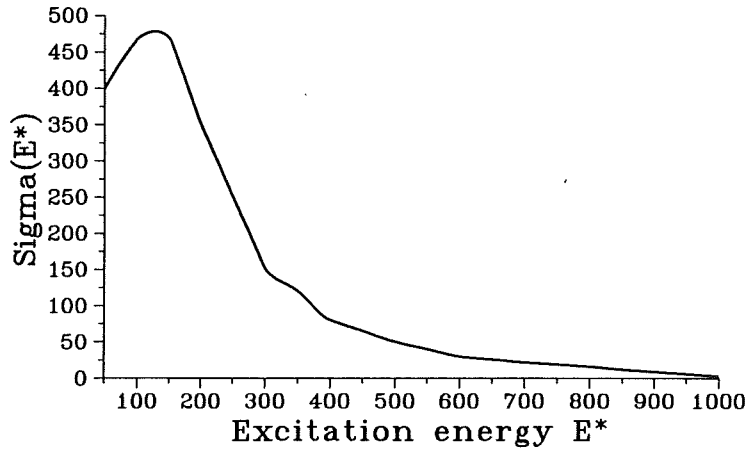


Figure 3.26: Distribution d'énergie d'excitation pour le bismuth.

c'est à dire que nous ne savons pas exactement quel noyau résiduel $(A - j, Z \rightarrow k)$ excité va fissionner. Le processus d'annihilation induit automatiquement l'éjection en surface de quelques nucléons[38], en nombre moyen de 4. Dans le modèle de la cascade intra-nucléaire décrit par Cugnon[20], la distribution de particules légères éjectées lors de l'annihilation est calculée quelque soit le noyau lourd initial, voir Fig. 3.27. On peut alors calculer la probabilité $P(A, Z)$ d'obtenir un noyau résiduel $(A - j, Z \rightarrow k)$ ayant perdu j nucléons et possédant une charge k .

Calcul de la probabilité d'obtenir un noyau résiduel $(A - j, Z \rightarrow k)$.

Soit ε_p , la probabilité d'avoir un proton dans le noyau

$$\varepsilon_p = \frac{Z - 1}{A - 1} \sim 0.38 .$$

On extrait à partir de la distribution de Cugnon, voir Fig 3.27, la probabilité $P(A - j)$ d'avoir un noyau résiduel $(A - j)$ après annihilation d'antiproton, j étant le nombre de nucléons éjectés. On vérifie aussi, que $\sum_{j=1}^N P(A - j) = 1$, N étant le nombre maximum de nucléons éjectés.

La loi binômiale exprimant la probabilité de tirer k protons sur j est:

$$P(k : j) = \frac{j!}{k![j - k]!} \times \varepsilon^k (1 - \varepsilon)^{j-k} .$$

Ainsi, la probabilité qu'après annihilation, le noyau ait éjecté j nucléons, et ait une charge k , $0 \leq k \leq j$, est exprimée par

$$P(A - j, Z \rightarrow k) = P(A - j) \times P(j : k) .$$

La probabilité de fission finale cette fois-ci, est exprimée par la formule:

$$P_{fiss} = \frac{\sum_j (P_{fiss}^b)_j \times \sum_{k=0}^j P(A - j, Z \rightarrow k)}{\sum_j \sum_{k=0}^j P(A - j, Z \rightarrow k)} \quad (3.46)$$

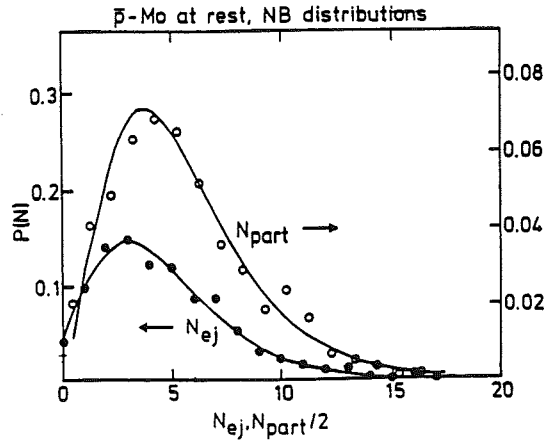


Figure 3.27: Distribution de particules éjectées après annihilation d'antiproton dans le modèle INC.[20]

3.3.4 Calcul de la distribution en masse des fragments de fission

L'énergie résiduelle du système, c.a.d. l'énergie d'excitation pour laquelle la fission a lieu, la masse résiduelle, la multiplicité et le type des particules légères évaporées avant la fission du noyau ont été déterminés.

Comment construire la distribution en masse des fragments de fission? Tout d'abord, on suppose que la fission est symétrique et isotrope, ce qui est vrai dans notre cas. La distribution adéquate pour décrire le comportement de la distribution en masse des fragments de fission est alors une Gaussienne. Ce que l'on sait, c'est que la masse résiduelle obtenue par simulation, représente en fait, la masse moyenne du noyau fissionnant. Elle est obtenue après que toutes les particules soient évaporées. Ainsi, $\frac{A-j}{2} = M_0$ est alors la masse moyenne du fragment de fission. Les déviations standard σ des distributions Gaussiennes ont été extraites de la référence [37]. Elles sont égales respectivement pour l'uranium et le bismuth à $\sqrt{100}$ et $\sqrt{84}$.

Ainsi, à chaque énergie d'excitation E^* , correspond une masse résiduelle moyenne $M_0(E^*)$. La distribution des fragments de fission autour de la masse moyenne est:

$$N(m, M_0(E^*)) = C \times \exp \left[-0.5 \times \left(\frac{m - M_0(E^*)}{\sigma} \right)^2 \right]. \quad (3.47)$$

La convolution de toutes les distributions obtenues pour chaque masse résiduelle avec une probabilité $P_{fmass}(E^*)$, décrira la distribution totale en masse des fragments de fission $N(m)$. Ainsi, on a:

$$P_{fmass}(E^*) = \frac{\sum_j (P_{fiss}^a)_j \times \sum_{k=0}^j P(A-j, Z \rightarrow k)}{\sum_j \sum_{k=0}^j P(A-j, Z \rightarrow k)} \quad (3.48)$$

et

$$N(m) = \int_{E^*} N(m, M_0(E^*)) P_{fmass}(E^*) \delta E^*. \quad (3.49)$$

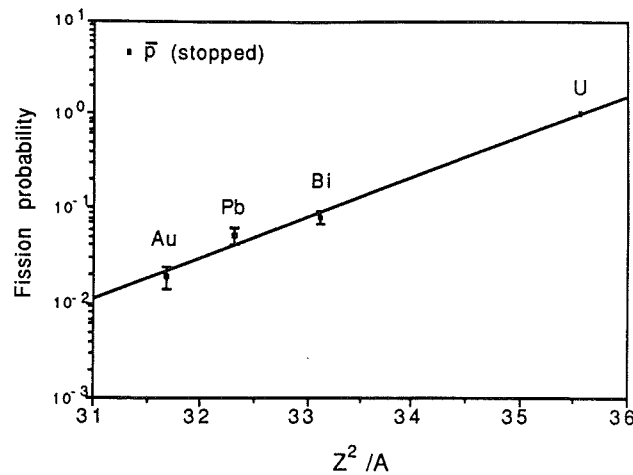


Figure 3.28: Probabilités de fission expérimentales pour des noyaux lourds, par rapport à la probabilité de fission de l'uranium. Résultats obtenus par PS177 (1986)

3.3.5 Les résultats de la simulation

Il est possible, d'après le modèle théorique choisi pour décrire les phénomènes de fission et d'évaporation nucléaire, de déduire les probabilités de fission des noyaux lourds tels que l'uranium ou le bismuth. Cependant, les résultats de la simulation doivent ressembler au mieux à ceux obtenus par l'expérience PS177 ou une quelconque autre expérience. Le problème principal du modèle est la connaissance de la valeur exacte du temps de relaxation du noyau Tr . Si on se réfère aux résultats obtenus par Hilscher et al. [9], le temps de relaxation est évalué autour de 10^{-19} sec.

Les résultats expérimentaux concernant les probabilités de fission des noyaux lourds ont été obtenus par PS177 (1986) et publiés [34, p.137], voir Fig 3.28, et serviront à déduire le temps de relaxation et les probabilités de fission.

Les distributions en masse des fragments de fission obtenues grâce aux récentes analyses de PS177 (1988), décrites dans cette présente thèse (voir page 42), serviront à vérifier aussi la fiabilité des résultats de la simulation.

a. Temps de relaxation et probabilités de fission

D'après les résultats expérimentaux, les probabilités de fission des noyaux U^{238} , Bi^{209} , Pb^{208} et Au^{196} sont dans les rapports respectivement 1., 0.1, 0.05 et 0.02, en prenant la probabilité de fission de l'uranium comme référence.

Pour un temps de relaxation Tr donné, dans une gamme variant de 10^{-20} à 10^{-18} sec, les valeurs des probabilités de fission des noyaux U^{238} , Bi^{209} , Pb^{208} et Au^{196} sont calculées par le programme de simulation. Ceci est fait pour le cas d'annihilation d'antiprotons sur ces noyaux afin de comparer aux résultats de l'expérience PS177 (1986). Ce travail est fait aussi pour la réaction de protons de 475 MeV sur l'uranium et le bismuth afin de comparer avec les résultats d'une autre expérience [1].

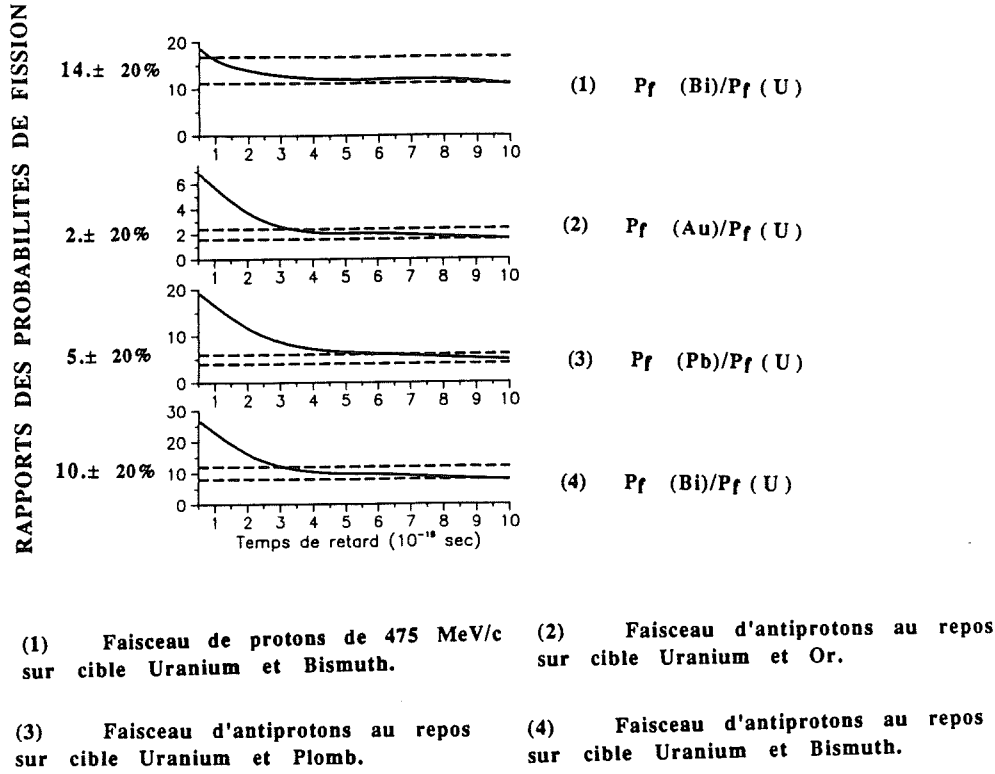


Figure 3.29: Rapports de probabilités de fission par rapport à l'uranium en fonction du temps de relaxation

On trace les rapports de probabilités en fonction du temps de relaxation pour chaque cas, voir Fig 3.29. On connaît les valeurs expérimentales des rapports auxquels on attribue une erreur de 20%. On déduit alors la gamme des valeurs de Tr qui englobe toutes les valeurs des rapports expérimentaux. On voit que les valeurs de temps de relaxation raisonnables semblent appartenir à un intervalle entre $5.3 \cdot 10^{-19}$ et $9.2 \cdot 10^{-19}$ sec.

On choisit d'étudier aussi les rapports des probabilités de fission théoriques par les probabilités de fission expérimentales. Soit donc $P_{fiss}(X)$ la probabilité de fission obtenue par simulation pour une cible d'un noyau lourd X . Soit aussi $P_{exp}(X)$ la probabilité de fission expérimentale correspondante. On définit $R(X)$ comme étant le rapport des deux probabilités

$$R(X) = \frac{P_{fiss}(X)}{P_{exp}(X)}$$

Si les résultats de la simulation sont semblables aux résultats expérimentaux, les rapports $R(X)$ doivent avoir des valeurs très proches de 1. On calcule le rapport pour chaque Tr donné et pour chaque cible. Ainsi, si le temps de relaxation choisi est le bon, on s'attendra à ce que le spectre des rapports soit indépendant de la cible, voir Fig 3.30a. D'ailleurs on voit explicitement sur la figure citée que ce comportement est obtenu pour une valeur du temps de relaxation proche de

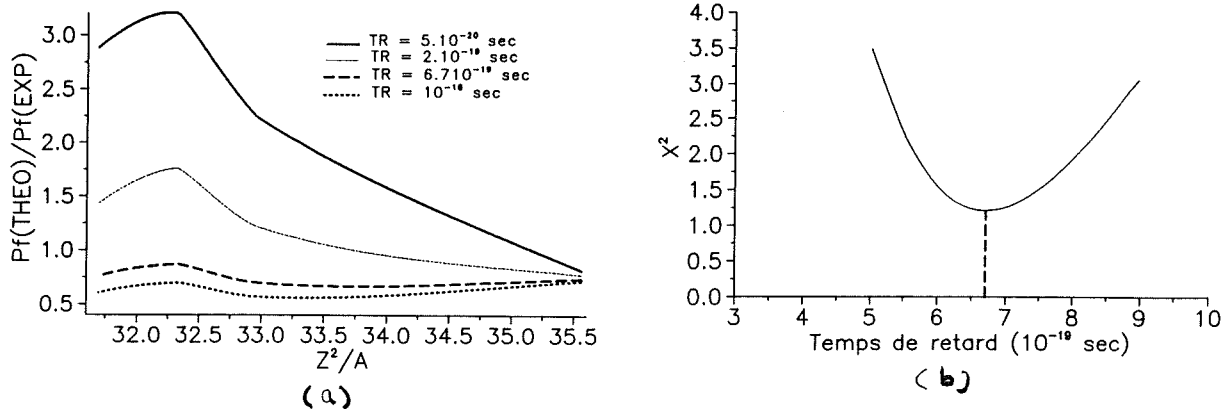


Figure 3.30: (a) Rapports des probabilités de fission théoriques sur les probabilités expérimentales en fonction de Z^2/A . (b) Calcul du χ^2_{fiss} en fonction de Tr .

$6.7 \cdot 10^{-19}$ sec. Afin de s'assurer de la crédibilité de ces résultats, on fait un calcul simple de moindre carré.

Soit alors $P_f(X)$ la probabilité de fission d'un noyau quelconque X , obtenue par simulation et normalisée à l'uranium. Cette valeur est alors à comparer directement à la valeur expérimentale. Pour cela on définit une formule de moindre carré qui est:

$$\chi^2_{fiss} = \sum_X [P_f(X) - P_{exp}(X)]^2 \quad (3.50)$$

Grâce à l'Eq. 3.50, voir aussi la Fig 3.30b, la valeur du temps de relaxation a pu être fixée. Ainsi, Tr est égal exactement à $6.7 \cdot 10^{-19}$ sec et les probabilités de fission obtenues pour U^{238} , Bi^{209} , Pb^{208} et Au^{196} sont respectivement 75%, 8%, 4% et 1.5%, ce qui nous donne respectivement des rapports de probabilité de fission par rapport à l'uranium, de 1., 0.1, 0.05 et 0.02. Ces rapports sont exactement égaux aux rapports obtenus expérimentalement.

Afin de simuler la fission induite par la désintégration du Λ dans le noyau, on rajoute au moment de la fission du noyau, une énergie d'excitation d'environ 100 MeV. Les résultats montrent que les probabilités de fission deviennent égales à 63% et 9%, respectivement pour U^{238} et Bi^{209} .

b. Energie d'excitation, noyau fissionnant et nucléons évaporés.

Lorsque le temps de relaxation du noyau fissionnant est fixé, le code de simulation permet d'obtenir de très intéressants résultats. On peut par exemple, dépouiller le comportement d'un noyau pour chaque énergie d'excitation donnée et pour plusieurs réactions possibles.

Si on prend le cas de la fission induite par la désintégration du Λ à l'intérieur du noyau excité, pour chaque énergie d'excitation donnée, on obtient une probabilité de fission P_{fiss}^a , voir Eq 3.44, un nombre n de neutrons, p de protons et a d' α s

évaporés avant fission, ainsi qu'une énergie résiduelle d'excitation avant fission E_{r_i} , voir Eq 3.43. Les tableaux 3.10 et 3.11 résument les résultats de la simulation pour des cibles d'uranium et de bismuth. A_{fin} et Z_{fin} sont la masse finale et la charge finale du noyaux excité initialement par l'annihilation des antiprotons et la désintégration du Λ , en l'absence de fission.

A partir de ce stade de calcul, on a la possibilité de fournir de plus amples informations, c.a.d. la distribution en masse du noyau fissionnant, son énergie d'excitation moyenne et la quantité moyenne de particules légères évaporées avant la fission, ainsi que leur multiplicité moyenne. La table 3.9 résume les résultats obtenus dans le cas de la fission prompt normale des noyaux d'uranium et de bismuth ainsi que la fission des hypernoyaux.

Cible/caract.	Uranium (a)	Bismuth (a)	Uranium (b)	Bismuth (b)
P_{fiss} (%)	75	8	63	9
E_{fiss} (MeV)	46.62	107.32	54.34	69.79
A_{fin} (uma)	214	185	195	171
neutrons	17	17	25	23
protons	0.5	0.6	1.9	2.6
alphas	0.1	0.1	0.2	0.2
multiplicité	0.6	0.7	2.1	2.8

Table 3.9: Résumé des informations obtenues par simulation (a) de la fission prompt normale des noyaux d'uranium et de bismuth, (b) de la fission des hypernoyaux d'uranium et de bismuth.

Si on compare maintenant les valeurs moyennes des masses des noyaux fissionnants dans le cas de l'expérience et de la simulation, on voit qu'ils concordent parfaitement. En effet, d'après les résultats obtenus par les analyses du télescope, voir page 42, les masses moyennes des noyaux fissionnants d'uranium et de bismuth sont respectivement, 212 uma et 188 uma, alors que celles obtenues par simulation sont respectivement, 214 uma et 185 uma. Ceci n'est qu'une confirmation de la fiabilité des résultats expérimentaux une fois de plus et aussi la confirmation positive de la valeur du résultat. Pour la multiplicité des particules légères, l'expérience donne des valeurs de (4.5 ± 1.43) et (4 ± 1.27) pour respectivement l'uranium et le bismuth. La simulation ne semble pas concorder avec ces résultats. En effet, les particules légères détectées par l'expérience ne sont pas explicitement reconnues. On sait que certaines de ces particules proviennent du processus d'évaporation de pré-fission, mais on peut rencontrer aussi des particules de post-fission. C'est donc pour cela que les valeurs expérimentales ne peuvent pas être comparées directement aux résultats de la simulation.

Pour clore ce paragraphe, on dira tout simplement que notre code de simulation semble être raisonnable pour décrire les phénomènes de fission et d'évaporation

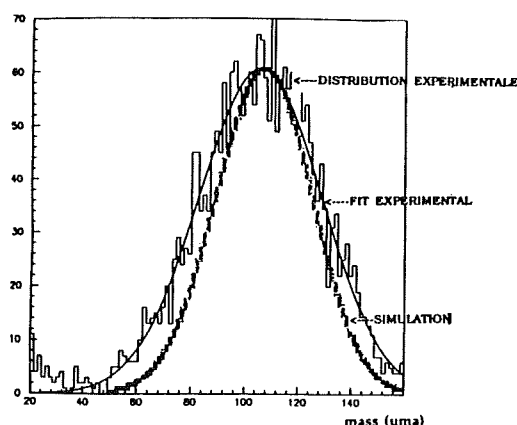


Figure 3.31: Distribution en masse des fragments de la fission de l'uranium

nucléaire. Ce qui est plus important encore, c'est que l'expérience semble concorder parfaitement avec les théories décrites par le calcul et la simulation.

c. Distribution en masse des fragments de fission

Utilisant les informations fournies par la simulation, telles que les masses résiduelles et les probabilités de fission pour une énergie d'excitation donnée, l'Eq. 3.49 permet de reconstruire la distribution en masse des fragments de fission. Les largeurs des distributions sont extraites de la référence [37]. L'allure de la distribution simulée est très ressemblante à celle de la distribution expérimentale et leurs valeurs moyennes sont pratiquement similaires, voir Fig 3.31.

Cependant les largeurs des distributions expérimentales semblent être plus grandes. En effet, pour l'uranium par exemple, $\sigma_{PS177} = 22$ uma et $\sigma_{exp} = 10$ uma, ce qui nous fait une différence de $\sqrt{(\sigma_{PS177})^2 - (\sigma_{exp})^2} = 20$ uma. La calibration du télescope, détecteur utilisé pour l'analyse des fragments de fission, a été bien pénible étant donné la qualité de la source de calibration Cf^{252} . Ainsi, on peut avoir introduit des erreurs dans les paramètres de calibration, erreurs dues non à la statistique mais plutôt aux données. Ce qui introduit une erreur sur la masse elle même. Soit donc $(\sigma_{PS177}) = (\sigma_{exp}) + (\sigma_{mass})$, ce qui donne $\sigma_{mass} = 12.3$ uma, qui est apparemment assez important mais pas dramatique.

E^* MeV	A_{fin} uma	Z_{fin} nb de charge	n nombre	p nombre	a nombre	P_{fiss}^a %	E_{r_i} MeV
50	216	90	17	0	0	76	50.5
100	212	90	21	0	0	97	30.
150	209	90	25	0.	0	100	49.
200	205	89	27	1	0	100	54.6
250	202	89	30	1	0	100	57.
300	200	88	32	2	0	100	55.
350	198	87	33	2	0	100	55.2
400	193	85	33	4	0	100	55.
450	189	83	36	4	0	100	48.
500	187	82	37	5	1	98	54.3
550	183	81	38	6	1	91	48.4
600	179	80	40	6	1	74	57.
650	175	78	41	6	2	42	68.
700	172	77	43	7	2	28	71.2
750	169	76	44	7	3	22	77.
800	165	74	45	8	3	11	83.8
850	162	73	46	8	4	9	86.3
900	159	72	47	9	4	6	87.4
950	155	70	48	9	4	4	90.2
1000	152	69	50	10	5	4	91.8

Table 3.10: Fission induite par la désintégration du Λ dans la cible d'uranium.

E^* MeV	A_{fin} uma	Z_{fin} nb de charge	n nombre	p nombre	a nombre	P_{fiss}^a %	E_{r_i} MeV
50	189	81	15	0	0	3	81.2
100	186	81	19	0	0	10	71.2
150	182	80	22	1	0	28	47.
200	179	80	25	1	0	35	62.
250	176	78	25	3	0	30	66.7
300	173	77	27	3	0	24	69.2
350	169	75	28	4	0	10	79.6
400	165	74	30	4	0	8	83.8
450	162	73	32	5	1	6	86.3
500	158	71	33	6	1	4	89.8
550	155	70	34	6	2	3	90.2
600	151	68	35	7	2	3	92.4
650	148	66	36	8	3	3	93.7
700	144	64	36	10	3	2	92.8
750	140	63	38	10	4	2	96.4
800	138	62	39	11	4	2	97.8
850	134	60	40	11	4	2	97.8
900	131	59	41	11	5	2	97.1
950	127	57	42	12	5	2	97.6
1000	124	56	43	12	6	2	98.6

Table 3.11: Fission induite par la désintégration du Λ dans la cible de bismuth.

Chapitre 4

RESUME DES RESULTATS, INTERPRETATIONS ET CONCLUSION

Ce chapitre est un résumé des résultats obtenus par l'analyse des données fournies par l'expérience PS177. PS177 étudie la réaction d'antiprotons au repos sur une cible de bismuth ou d'uranium. Le but majeur de l'expérience est la détermination de la durée de vie des hypernoyaux formés par la réaction citée.

En 1988, l'expérience PS177 était dotée d'un système de détection très performant pour étudier les produits de la réaction $\bar{p}U^{238}$ ou $\bar{p}Bi^{209}$. Cette réaction favorise la production d'étrangeté à l'intérieur du noyau, et par conséquent de l'hypéron Λ . L'hypernoyau ainsi formé par la présence d'une particule Λ dans le noyau, se désexcite par voie de fission. On distingue les hypernoyaux de fission prompte qu'on appelle les hyperfragments et les hypernoyaux de fission retardée qu'on nomme les hypernoyaux lourds.

Les analyses des données de l'expérience en association avec les informations fournies par des programmes de simulation de type Monte-Carlo nous ont permis d'obtenir:

1. la probabilité de fission prompte des noyaux lourds tels que l'uranium ou le bismuth et la distribution en masse des fragments de fission,
2. la dépendance de l'attachement de la particule Λ de la masse du fragment de fission qui la transporte,
3. le taux de production des hypernoyaux, leur moment de recul et la détermination de leur durée de vie.

4.1 LA FISSION

Le fait que l'hypéron Λ puisse induire la fission d'un noyau lourd, est dû à sa désintégration à l'intérieur du noyau. Par ailleurs, dans le cas où la fission a lieu avant sa désintégration, sa durée de vie longue lui permet de suivre les étapes

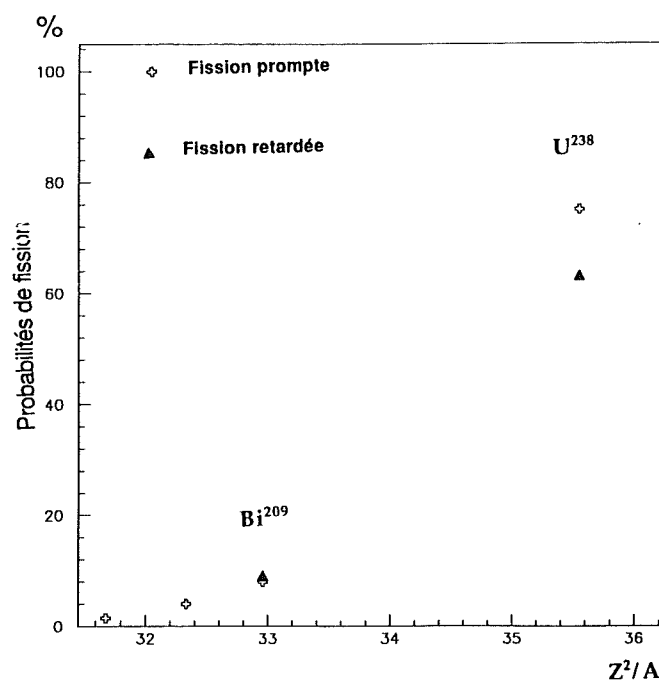


Figure 4.1: Probabilités de fission prompte et retardée de noyaux lourds

de la fission et s'attacher à l'un des deux fragments de fission résultant. Pour comprendre la fission des hypernoyaux, la connaissance du processus de fission des noyaux lourds est nécessaire. On s'intéressera particulièrement à évaluer le temps de relaxation du noyau au point selle et sa probabilité de fission prompte. Ceci nous permettra de construire la distribution en masse des fragments de fission du noyau étudiée. L'expérience nous a aussi permis d'obtenir les distributions en masse des fragments de fission de l'uranium et du bismuth, qui se révèlent symétriques, ce qui est un signe que la fission intervient à haute énergie d'excitation.

La probabilité de fission de l'uranium est prise comme référence dans toutes les analyses. Les rapports expérimentaux des probabilités de fission de certains noyaux lourds à celle de l'uranium, nous permettent de calculer le temps de relaxation du noyau au point selle. Ces rapports sont pour le bismuth, le plomb et l'or, respectivement 0.1, 0.05, 0.02. La valeur du temps de relaxation, obtenue par une simulation reproduisant au mieux ces résultats expérimentaux, est évaluée à $6.7 \cdot 10^{-19}$ sec. La Fig 4.1 montre les probabilités de fission prompte, calculées pour les noyaux d'uranium, de bismuth, de plomb et d'or. Elles sont comparées à celles obtenues pour la fission retardée des hypernoyaux.

Le calcul montre, également, que le noyau fissionnant par suite de l'annihilation d'antiprotons sur une cible d'uranium ou de bismuth perd environ une trentaine de nucléons et que la multiplicité des particules légères de pré-fission est à peu près égale à 0.6. Les mesures expérimentales montrent que la multiplicité des particules légères est nettement plus importante (environ 4), ce qui indique un défaut dans le traitement de l'évaporation des particules chargées par le modèle d'évaporation standard. Un tel défaut semble également avoir été observé dans le contexte des réactions entre ions lourds [50].

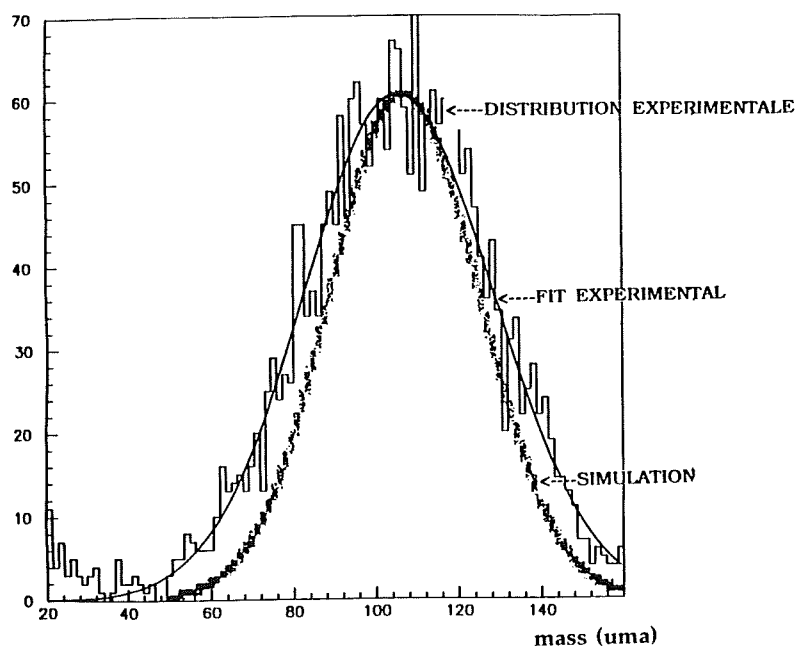


Figure 4.2: Distribution en masse des fragments de fission

La distribution expérimentale des masses des fragments de fission est symétrique, ce qui indique, en tout cas pour l'uranium, que la fission a lieu à haute énergie d'excitation. Les calculs montrent que l'énergie la plus probable d'excitation initiale des noyaux donnant lieu à la fission est, pour l'uranium, de 100 à 150 MeV alors que pour le bismuth, elle est de 200 à 250 MeV. L'énergie d'excitation résiduelle juste avant la fission du noyau est égale à environ 50 MeV et 100 MeV pour l'uranium et le bismuth respectivement.

Si le noyau n'a pas fissionné, ce qui peut se produire dans 25% des cas dans l'uranium ou 90% des cas dans le bismuth, la présence de la particule Λ dans le noyau puis sa désintégration peut induire une fission retardée. Le calcul montre que cette fission se produit dans 9% des cas dans le bismuth et 63% des cas dans l'uranium. L'énergie d'excitation du noyau est d'environ 100 MeV ce qui provoque aussi une évaporation de particules légères, avec une multiplicité d'environ 2.

Les valeurs moyennes des masses des noyaux résiduels fissionnants obtenues par la simulation et par l'expérience concordent bien et les distributions en masse des fragments de fission ne diffèrent que par leurs largeurs, voir Fig 4.2. Ces différences sont probablement dues à des effets de résolution.

4.2 L'ATTACHEMENT DU Λ AUX FRAGMENTS

Nous avons mis à profit la possibilité de différencier les deux processus de fission des hypernoyaux pour étudier la dynamique de l'attachement de la particule Λ à l'un des fragments de fission prompt. Nous avons utilisé la technique de la double vitesse,[47]. Cette technique est décrite au chapitre 2 et est basée sur les mesures des vitesses des fragments de fission et sur la conservation du moment.

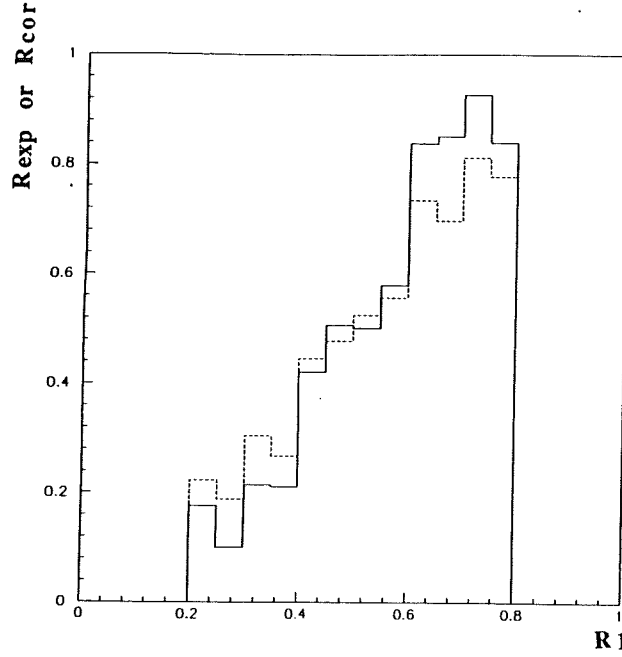


Figure 4.3: L'attachement de la particule Λ en fonction de la masse du fragment de fission. La courbe en trait plein est purement expérimentale, celle en pointillés est corrigée par les effets d'efficacité.

L'un des deux fragments, de masse m_1 par exemple, ayant initialement un Λ attaché à lui, se désintègre en vol. Lui seul peut donc, éventuellement être détecté dans la région interdite des détecteurs. Ceci permet d'obtenir la probabilité d'attachement du Λ en fonction de la masse des fragments. L'analyse des données expérimentales, montre que la particule Λ s'attache préférentiellement à la masse la plus lourde, comme indiqué sur la Fig 4.3. La probabilité d'attachement est exprimée, après correction d'efficacité, par

$$A_{\Lambda}(R_1) = 0.5 + \alpha(R_1 - 0.5) \text{ avec } \alpha \simeq 1.7 \quad (4.1)$$

En principe, la dépendance de l'attachement du Λ de la masse du fragment de fission peut donner des informations sur la dynamique de la fission, plus particulièrement sur le temps d'étranglement du noyau avant scission (necking time). Dans ce qui suit, nous supposons, à titre d'exemple, que le Λ est dans son état fondamental au moment de la fission. Si le processus de fission est très rapide, comparé à la fréquence de vibration du Λ , la probabilité de présence du Λ dans le fragment devrait être proportionnelle à la masse de ce dernier. Si par contre, le processus est lent, le Λ reste dans son état de moindre énergie, par conséquent dans le fragment le plus lourd.

Un calcul de la localisation du Λ en fonction de la vitesse de fission n'a jamais été fait. Cependant, il est possible de donner une idée sur la relation entre la pente de la courbe d'attachement et le temps de scission. L'énergie de liaison du Λ dans

un noyau de masse A est approximativement égale à [36]:

$$B_{\Lambda}(A) = D - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu r_0^2 A^{2/3}} \quad (4.2)$$

où D est la profondeur du puits de potentiel qui est d'environ 30 MeV. Le second terme de l'Eq. 4.2 est l'énergie de localisation du Λ à l'intérieur du noyau. Comme D ne dépend pas de la masse de l'hypernoyau, la différence d'énergie entre les deux hyperfragments de masses $R_1 A$ et $(1 - R_1)A$ est :

$$\Delta E(R_1) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu r_0^2 A^{2/3}} \left(\frac{1}{R_1^{2/3}} - \frac{1}{\{1 - R_1\}^{2/3}} \right) \simeq 3.5 \left(\frac{1}{R_1^{2/3}} - \frac{1}{\{1 - R_1\}^{2/3}} \right) \quad (4.3)$$

où l'application numérique est faite avec $A = 200$ uma. Soit à considérer le cas où $R_1 > 0.5$. Si le processus de fission est très lent, le Λ finit dans le fragment 1 car $\Delta E(R_1) < 0$. La particule Λ peut finir dans le fragment 2 si l'incertitude sur l'énergie durant le processus de fission, due à sa durée finie, est au moins de l'ordre de l'énergie $\Delta E(R_1)$. L'incertitude sur l'énergie est de l'ordre de $\Delta E_f = \frac{\hbar}{\tau_f}$. Qualitativement, la probabilité pour que le Λ finisse dans le fragment 2 est $(\exp - \frac{|\Delta E(R_1)|}{\Delta E_f})$. Plus précisément, la probabilité d'attachement du Λ au fragment 2 s'exprime par

$$A_{\Lambda}(R_2) = \frac{F(R_2) \exp \left(- \frac{|\Delta E(R_1)|}{\Delta E_f} \right)}{F(R_1) + F(R_2) \exp \left(- \frac{|\Delta E(R_1)|}{\Delta E_f} \right)} \quad \text{et} \quad A_{\Lambda}(R_1) = 1 - A_{\Lambda}(R_2) \quad (4.4)$$

où $F(R_{1,2})$ est une constante de normalisation. On voit que pour un processus de fission rapide, donc avec un grand ΔE_f , la valeur limite de $A_{\Lambda}(R_2)$ est $\frac{F(R_2)}{F(R_1) + F(R_2)}$. Un choix intuitif est $F(R_2) = kR_2$, ce qui donne $A_{\Lambda}(R_2) = R_2$, $A_{\Lambda}(R_1) = R_1$. Ceci exprime le fait que, dans le processus rapide, la probabilité d'attachement du Λ est proportionnelle au volume du fragment. Pour un processus infiniment lent (ΔE_f très petit), on trouve $A_{\Lambda}(R_2) = 0$, $A_{\Lambda}(R_1) = 1$.

Il est raisonnable de supposer que $F(R)$ est une fonction croissante de R . Dans ce cas, la pente de $A_{\Lambda}(R)$ à $R=0.5$ est augmentée de la contribution de $F(R)$. Cependant, une limite de la pente, reliée à la dynamique de fission, est obtenue pour une valeur de $F(R)$ constante. Si on suppose que la pente expérimentale obtenue est entièrement due à la dynamique de la fission, on peut obtenir une limite supérieure du temps de fission. Soit alors la dérivée de $A_{\Lambda}(R)$ à $R = 0.5$, on a :

$$\frac{dA_{\Lambda}(R_2)}{dR_2} = \frac{7 \times 2^{2/3}}{3\Delta E_f} = \frac{3.5}{\Delta E_f}$$

En utilisant la valeur de la pente corrigée par les effets d'efficacité, on a ainsi, $\Delta E_f > 2$ MeV et $\tau_f < 3.2 \cdot 10^{-22}$ sec. Ce temps court est relié au temps d'étranglement du noyau avant scission (necking time) nécessaire au noyau fissionnant pour évoluer de la vallée de fission à la vallée de fusion. A partir de l'étude

des largeurs isobariques des fragments de fission à basse énergie [52], Nifenecker conclut à une vitesse d'étranglement compris entre 1.5 et 4 Fermis/ 10^{-21} sec. Un rayon du col de 2 Fermis, donne un temps de 13 à 5 10^{-22} sec., ce qui n'est pas très loin des estimations des calculs de τ_f précédents, si on tient compte de l'incertitude. Il est tout aussi intéressant de voir qu'il existe une possibilité de casser une paire durant l'étape d'étranglement, [53]. L'énergie nécessaire pour casser une paire est d'environ 2 MeV, ce qui conduit à l'obtention d'un temps d'étranglement de même ordre que précédemment.

Une détermination plus précise du temps d'étranglement dépend, non seulement d'un calcul quantique correct, mais aussi de la connaissance de la fonction d'onde initiale du Λ , qui détermine la quantité $F(R)$. Notre ignorance de la valeur de cette quantité peut avoir des conséquences importantes. Par ailleurs, il est aussi possible que le Λ ne soit pas dans son état fondamental.

4.3 LES HYPERNOYAUX

La désintégration du Λ à l'intérieur du noyau est une interaction faible dans un milieu nucléaire, très influencé par les interactions fortes. Pour comprendre ce phénomène, on étudie à travers un programme de simulation, les étapes de la formation et de la désintégration du Λ dans le noyau. Le moment de recul du noyau après l'annihilation des antiprotons au repos est bien décrit par une distribution phénoménologique

$$N(p) = p \times \exp\left(-\frac{p}{430_{(MeV/c)}}\right) \quad (4.5)$$

et le moment de désintégration du Λ par

$$N(k) = k \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{k - 446_{(MeV/c)}}{152_{(MeV/c)}}\right)} \quad (4.6)$$

Dans le cas des hyperfragments, on suppose que la durée de vie est égale à celle du Λ libre, c.a.d. 0.26 ns. Pour les hypernoyaux lourds ($A \approx 200$ uma), la durée de vie est un paramètre variable à déterminer. La simulation montre que les effets de perte d'énergie et de diffusion multiple des fragments de fission prompte dans la cible sont importants.

La simulation nous permet de calculer les efficacités de détection des hyperfragments et des hypernoyaux lourds d'une cible quelconque, (voir tableau 4.1). Ceci, en combinaison avec les nombres d'hyperfragments et d'hypernoyaux lourds mesurés expérimentalement, nous permet de déterminer le taux de production des hypernoyaux. Dans le cas de l'uranium, on évalue le taux de production d'hyperfragments à $5.24 \cdot 10^{-3}$ par antiproton stoppé et celui des hypernoyaux lourds à $8.8 \cdot 10^{-4}$. Ce qui fait $7.1 \cdot 10^{-3}$ hypernoyaux (ayant fissionnés ou pas) par antiproton stoppé dans la cible. Cette valeur est comparable aux résultats des calculs de Cugnon et al. [29] qui trouvent que, après annihilation d'antiprotons au

	ε_{100}	ε_{200}
Fission prompt (FP)	$6. 10^{-3}$	$4. 10^{-3}$
Hyperfragments (HFP)	$3.25 10^{-4}$	$2. 10^{-4}$
Hypernoyaux (HFR)	$3.6. 10^{-3}$	$2.5. 10^{-3}$

Table 4.1: Les efficacités de détection obtenues par simulation pour des cibles de 100 et de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Noyau	Cible	Durée de vie	Référence
He_{Λ}^5	Li^6	2.56 ± 0.21	J.Szymanski,[75]
B_{Λ}^{11}	Scintillateur CH	1.92 ± 0.22	Phys. Rev. Lett. 55 (1985)
C_{Λ}^{12}	Scintillateur CH	2.11 ± 0.31	Phys. Rev. Lett. 55 (1985)
O_{Λ}^{16}	Polyéthylène (CH_2)	$0.86^{+0.33}_{-0.26}$	Phys. Rev. C13 (1976) 1263
Bi_{Λ}^{209} (1986)	Bi^{209}	$2.4^{+0.6}_{-0.5}$	PS177 (1986)
U_{Λ}^{238} (1986)	U^{238}	$1.2^{+0.25}_{-0.20}$	PS177 (1986)
Bi_{Λ}^{209} (1988)	Bi^{209}	$1.775^{+0.28}_{-0.33}$	ce travail
U_{Λ}^{238} (1988)	U^{238}	$1.3^{+0.25}_{-0.21}$	ce travail

Table 4.2: Les durées de vie expérimentales les plus récentes

repos sur un noyau lourd, le taux de production de Λ provenant de la contribution des réactions associées à la production de \bar{K} est d'environ $6.5 10^{-3}$. Si on tient compte de la contribution des réactions associées à la production de ω , le taux est augmenté de $3.25 10^{-3}$.

En ce qui concerne le rapport du taux d'hypernoyaux de fission retardée au taux total d'hypernoyaux, on trouve que la valeur expérimentale est de 14% alors que la valeur obtenue par la simulation est de 17%.

Lorsqu'on compare les résultats se rapportant à l'uranium à ceux concernant le bismuth, on voit que la production d'hyperfragments dans l'uranium est beaucoup plus importante que dans le bismuth. Ceci est la conséquence du fait que le bismuth est beaucoup moins fissile (10%) que l'uranium (75%). On a environ, $\frac{1}{3}$ d'hyperfragments pour $\frac{2}{3}$ d'hypernoyaux lourds pour l'uranium alors que pour le bismuth, les proportions sont respectivement 7% et 93%. Ce qui nous amène à penser que la détermination de la durée de vie de l'hypernoyau de bismuth est plus fiable que celle de l'uranium, cette dernière pouvant être biaisée par la présence notable d'hyperfragments.

La Fig 4.4 récapitule les plus récentes durées de vie obtenues expérimentalement. Le détail des résultats et les informations sur leur provenance est illustré dans le tableau 4.2.

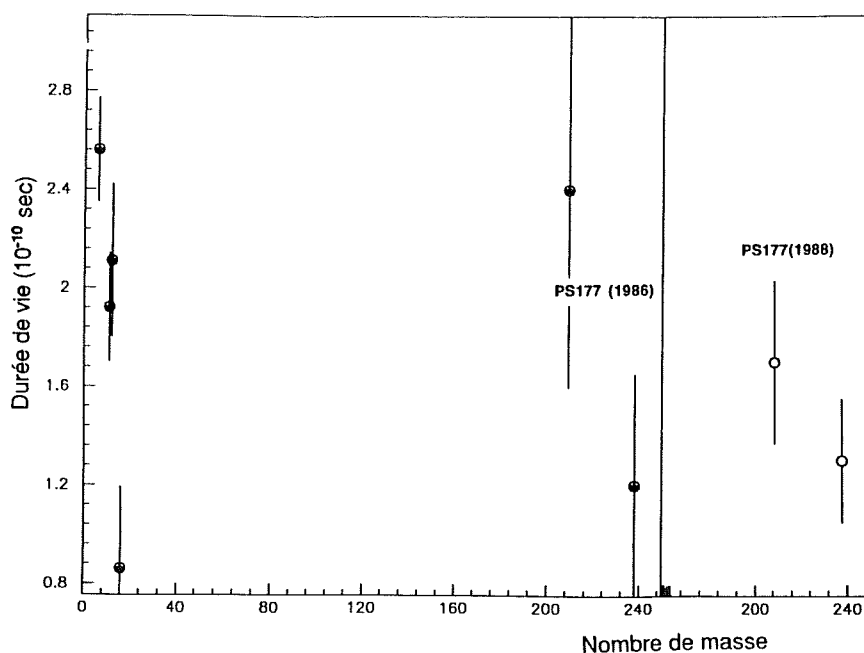


Figure 4.4: Durées de vie expérimentales

Pour PS177(1986), le grand désaccord entre la valeur expérimentale de la durée de vie de l'hypernoyau de bismuth, ayant d'ailleurs une grande barre d'erreur, et la valeur de la durée de vie de l'hypernoyau d'uranium qui semble être de moitié plus petite, peut être dû à un manque de statistiques et aussi du fait que la distinction entre hypernoyaux lourds et hyperfragments ne pouvaient pas se faire. C'est d'ailleurs pour cette raison que PS177(1988) a été monté. Avec PS177(1988), la statistique des données récoltées est deux fois plus importante qu'avec PS177(1986) et les systèmes de détection étaient plus performants. De plus, notre compréhension de l'expérience et de ses méthodes d'analyses ayant évoluée, nous a permis d'améliorer les résultats, ce qui nous donne des barres d'erreurs moins grandes et des valeurs de durée de vie très proches entre les hypernoyaux de bismuth et d'uranium. Cependant, on peut voir que les durées de vie obtenues par PS177(1986) ne semblent pas en grand désaccord avec les nouvelles valeurs. En effet la grande barre d'erreur relative à la valeur de la durée de vie de l'hypernoyau du bismuth, recouvre la valeur obtenue par PS177(1988) et les deux durées de vie de l'hypernoyau d'uranium sont presque similaires.

D'après la Fig 4.4, il semble que, plus le noyau est massif, plus petite est la durée de vie. La durée de vie est en moyenne, pour tous les noyaux étudiés, proche de la durée de vie du Λ libre qui est de 0.263 ns. Cependant, les résultats de PS177 montrent une dépendance significative de la durée de vie en fonction de la masse du noyau. Il est intéressant de traduire ce phénomène en termes de la section efficace faible Λ -nucléon, responsable, pour l'essentiel, de la désintégration des hypernoyaux.

L'énergie du Λ dans le noyau lourd, (modèle de la boîte où le Λ fait des aller-

retour dans un puits de potentiel à 3 dimensions) est

$$E_0^\Lambda = 138. A^{-2/3} \text{ MeV} \text{ et sa vitesse est } V_0^\Lambda = 15. A^{-1/3} \text{ cm/ns.}$$

Dans le modèle du gaz de Fermi, l'énergie moyenne des nucléons est

$$\frac{\langle T \rangle}{A} = \frac{3}{5} \times \frac{\hbar^2}{2m_N} \times \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^2 \times \rho_0^{2/3} = 24 \text{ MeV},$$

ce qui fait une vitesse moyenne par nucléon de l'ordre de $\langle V_N \rangle = 6.8 \text{ cm/ns}$, pour $\rho_0 = 0.17 \text{ nucléons par fermi}^{-3}$. La vitesse moyenne du Λ par rapport aux nucléons est alors égale à $\langle V \rangle = \sqrt{\langle V_N \rangle^2 + (V_0^\Lambda)^2}$. Lorsqu'on connaît cette vitesse, on peut calculer le parcours moyen du noyau $\lambda = \tau \times \langle V \rangle$ et évaluer la section efficace $\sigma = \frac{1}{\rho\lambda}$.

Pour le noyau d'uranium ($A \approx 200$), $\tau_U = 0.13 \text{ ns}$, $V_0^\Lambda = 2.6 \text{ cm/ns}$, ce qui fait $\langle V \rangle = 7.26 \text{ cm/ns}$ et le parcours moyen $\lambda = 0.13 \times 7.26 = 0.94 \text{ cm}$. Si $\rho_U \approx \rho_0$, ceci nous donne une section efficace d'interaction ΛN dans le noyau d'uranium $\sigma_U = 6.25 \cdot 10^{-13} \text{ fermi}^2$, comparable aux autres sections efficaces d'interaction faible. Pour le noyau de carbone, $\tau_C = 0.21 \text{ ns}$ [6], les résultats expérimentaux évaluent V_0^Λ à 5.4 cm/ns , ainsi $\lambda = 1.82 \text{ cm}$. Si la section efficace d'interaction ΛN pour l'uranium était la même que pour le carbone, alors la densité nucléaire dans le noyau de carbone serait $\rho_c = 0.5 \times \rho_0$, ce qui ne semble pas raisonnable. Par contre, si on considère que les densités nucléaires de l'uranium et du carbone sont égales, ce qui n'est vrai qu'à 10% près, la section efficace $\sigma_C \approx 0.5 \times \sigma_U$. Il est donc possible qu'il existe une dépendance de la section efficace faible Λ -nucléon de la densité nucléaire.

Les résultats que nous avons obtenus sur la durée de vie des hypernoyaux lourds sont à comparer aux prédictions des modèles théoriques où les rapports des largeurs de désintégrations non mésoniques des hypernoyaux par rapport à la largeur de désintégration du Λ libre $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_\Lambda}$ sont évalués:

1. Dubach (DUB)[32], traite la désintégration non-mésonique du Λ par l'échange d'un meson, tenant compte des interactions fortes et faibles. Les mesons pseudoscalaires π, η et K ainsi que les mesons vecteurs ρ, ω et K^* sont pris en compte. Ce modèle ne semble pas être dépendant de la masse ou de la densité du noyau et le résultat du calcul donne $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_\Lambda} = 1.23$.

2. Adams (ADA)[2], se concentre sur l'échange d'un pion et ne tient pas compte des échanges de kaons. Son modèle est moins élaboré que celui de Dubach et est, aussi, indépendant de la masse du noyau. Il obtient donc $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_\Lambda} = 0.47$, un résultat qui reste très suspect.

3. McKellar et Gibson (MG)[45], utilisent un modèle qui décrit l'échange pur de mesons. Leurs calculs tiennent compte des contributions π et ρ , incluant les forces tenseur et les corrélations nucléaires. Ces auteurs explorent le rôle des fonctions vertex πNN et de ρNN . Le résultat de leur modèle pour la désintégration Λ dans la matière nucléaire est $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_\Lambda} = 2.3$

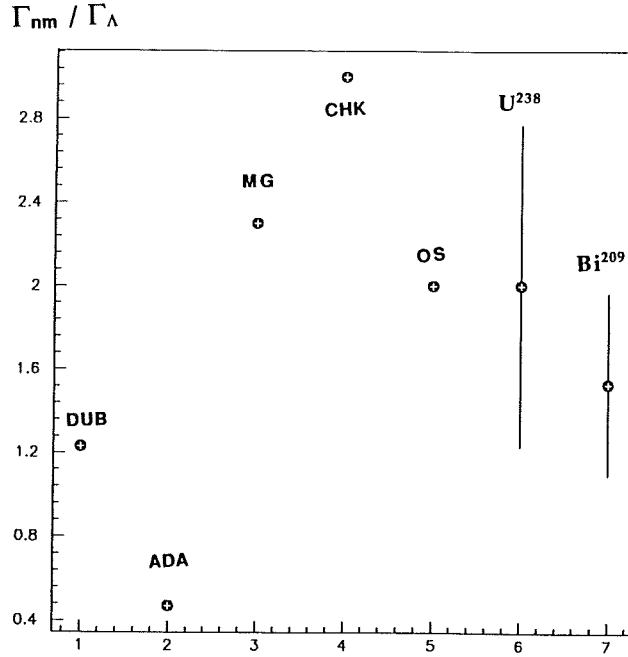


Figure 4.5: Les résultats de l'expérience sont comparés aux prédictions théoriques

4. Cheung, Heddle et Kissling (CHK)[14] emploient un modèle de quarks hybrides. Ils ne considèrent que les échanges de pions. Pour les séparations nucléon-nucléon inférieures à 1 fm, ils décrivent le système en terme d'un objet à 6 quarks, au lieu de deux nucléons. En combinant donc les contributions pion et quark, le résultat qu'ils obtiennent pour la désintégration du Λ dans la matière nucléaire est $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_{\Lambda}} = 3.0$. Pour l'hypernoyau de carbone, le modèle de quarks hybrides prédit $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_{\Lambda}} = 1.3$ qui est en bon accord avec la valeur expérimentale 1.25 ± 0.18 .

5. Oset et Salcedo (OS)[58], considèrent l'échange d'un pion seulement mais modifient la dynamique de l'interaction du pion avec le milieu nucléaire en introduisant une renormalisation du propagateur pionique, qui a un grand effet sur les taux de désintégration. Leurs calculs sont basés sur le modèle RPA. Les résultats donnent $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_{\Lambda}} = 2$ pour un noyau de masse $A \approx 100$. Pour l'hypernoyau de carbone, $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_{\Lambda}} = 1.5$.

Les résultats expérimentaux obtenus par PS177 sont $\frac{\Gamma_U}{\Gamma_{\Lambda}} = 2$ et $\frac{\Gamma_{Bi}}{\Gamma_{\Lambda}} = 1.53$.

A part les modèles de (OS) et (CHK) qui soulignent la dépendance de la durée de vie de l'hypernoyau par rapport à la masse de celui-ci, et qui concordent avec les observations expérimentales, aucun autre ne semble suggérer cette idée.

On représente dans la Fig 4.5 les résultats des rapports des largeurs, $\frac{\Gamma_{nm}}{\Gamma_{\Lambda}}$, obtenus par différents modèles théoriques (pour les modèles (OS) et (CHK), on ne prend pas les résultats obtenus pour le noyau de carbone) et qui sont comparés aux résultats expérimentaux de PS177. On remarque alors que certains modèles s'accordent assez bien avec les résultats expérimentaux. Pour le noyau de bismuth, la valeur expérimentale du rapport est plus ou moins bien représentée par les calculs de (DUB) et de (OS). Par contre, pour l'uranium, elle est bien reproduite par

le modèle (OS) et (MG). Les modèles (ADA) et (CHK), ne semblent pas donner des résultats qui satisfassent l'expérience. Il est ainsi assez difficile de choisir un modèle comme référence pour expliquer le phénomène de l'interaction faible dans le milieu nucléaire.

4.4 CONCLUSION

En conclusion nous voudrions, tout d'abord rappeler les arguments qui démontrent que la fission retardée observée dans l'expérience PS177 est bien due à la désintégration d'un hypernoyau. On pourrait, en effet, penser que cette observation est due à la production d'isomères de fission. Cependant, des isomères de fission dans la région du bismuth n'ont jamais été observés et ne sont même pas prédits par la théorie. En fait aucun isomère n'a été observé pour des noyaux de charge inférieure à 91. Même pour la cible d'uranium qui conduit à la fission d'éléments de charge sûrement inférieure à cette valeur, la fission d'origine isomérique semble impossible. Par ailleurs, le taux de production par réaction que nous observons (de l'ordre de 10^{-3}) est d'au moins deux ordres de grandeur supérieur à celui observé dans les réactions de production d'isomères de fission. Par ailleurs les isomères de fission sont toujours produits à faible énergie d'excitation, et conduisent à des distributions en masse asymétriques. Au contraire, celles que nous observons sont tout à fait symétriques.

Tous ces arguments montrent que les isomères de fission ne peuvent être responsables des phénomènes de fission retardée observés par PS177. La seule possibilité raisonnable est alors la fission d'hypernoyaux. Tout d'abord parce que les durées de vie observées sont proches de la durée de vie du Λ libre. Ensuite, parce que les calculs théoriques prédisent la production fréquente d'hypérons Λ dans l'annihilation d'antiprotons au repos sur un noyau. La distribution en masse symétrique des fragments de fission est un signe de la grande énergie d'excitation présente dans la noyau avant la fission. Cette énergie, d'environ 160 MeV, peut provenir de la désintégration dans le mode non-mésonique du Λ .

Les résultats expérimentaux de PS177 semblent s'ajuster parfaitement avec ces hypothèses. On montre tout d'abord que les durées de vie trouvées, $0.13^{+0.025}_{-0.021}$ ns pour l'uranium et $0.17^{+0.028}_{-0.033}$ ns pour le bismuth sont dans une gamme de durées de vies raisonnablement expliquées par la présence de Λ dans le noyau. L'attachement du Λ au fragment de fission prompt le plus lourd est aussi très révélateur. Le fait que le phénomène d'attachement ne soit pas observé pour les données reliées à la fission retardée, est, par ailleurs, une preuve de la crédibilité des analyses.

Bibliographie

- [1] R.A. Abegg, H.W. Fielding, P. Kitching, S.T. Lam, G.C. Neilson, W.C. Olsen and J. Vegaki, from University of Alberta, Canada;
A. Breskin, R. Checkik, Z. Fraenkel and S. Wald, from Weizmann Institute of Science, Israel,
Unpublished paper: Measurements of neutrons emitted in the proton induced fission of Bi^{209} and U^{238} at 475 MeV.
- [2] J.B. Adams, Phys. Rev. 156 (1967) 1611.
- [3] M. Aguilar-Benitez et al., (Particle Data Group), "Particle Properties Data Booklet", North-Holland 1986.
- [4] "Proceedings of Physics at Lear with Low Energy Antiprotons", eds. C. Am-
sler et al. (Harwood, Chur, 1988) pp. 647-807.
- [5] F. Balesta et al., Phys. Lett. B194 (1987) 192.
- [6] P.D. Barnes, Phys. Rev. A450 (1986) 43c.
- [7] R. Bertini et al., Phys. Lett. 90B (1980) 375.
- [8] K.H. Bhatt, P. Grangé and B. Hiller, Phys. Revi. C33 (1986) 954.
- [9] Hilscher et al., Symposium on Nuclear Physics, Bombay, India, December
27-31, 1988.
- [10] Blachot, Rapport DRF, 1986.
- [11] Bohr and Mottelson, Nuclear structure Vol 1 and 2.
- [12] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [13] Bohr and Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [14] C.Y. Cheung, D.P. Heddle et L.S. Kissling, Phys. Rev. C27 (1983) 335.
- [15] C. Ristori, CEA DRF SPh AT-PIM, Grenoble. Communication privée.
- [16] RTC-PHILIPS, Manuel Technique sur les multiplicateurs d'électrons.

- [17] M.R. Clover, R.M. De vries, N.J. Di Giacomo et Y. Yariv, Phys. Rev. C26 (1982) 2138.
D. Strottman et W.R. Gibbs, Phys. Lett. 149B (1984) 288.
- [18] S. Cohen and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 22 (1963) 406.
- [19] G.T. Condo, T. Handler and H.O. Cohn, Phys. Rev. C29 (1984) 1531.
- [20] J. Cugnon, Nucl. Phys. A470 (1987) 558.
- [21] M. Cahay, J. Cugnon, P. Jasselette and J. Vandermeulen, Phys. Lett. 115B (1982) 7.
- [22] J. Cugnon, Z. Phys. A327 (1987) 187.
- [23] J. Cugnon, P. Jasselette and J. Vandermeulen, Europhys. Lett. 4 (1987) 535.
- [24] J. Cugnon, P. Deney and J. Vandermeulen, "Proceeding of the IXth European Symposium on Proton-Antiproton Interactions and Fundamental Symmetries, Mainz, F.R. Germany, 5-10 Sept. 1988". edited by K.Kleinknecht and E.Klempt, p.255.
- [25] J. Cugnon and J. Vandermeulen, Phys. Lett. 146B (1984) 16.
- [26] J. Cugnon and J. Vandermeulen, Phys. Rev. C39 (1989) 181.
- [27] J. Cugnon, "The Elementary Structure of Matter", eds. J.M. Richard et al. (Springer-Verlag, Berlin, 1988), p.211.
- [28] J. Cugnon and J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A445 (1985) 717.
- [29] J. Cugnon, D. Deney and J. Vandermeulen, "Hypernucleus Formation After Antiproton Annihilation On Nuclei", to be published.
- [30] J. Vandermeulen, communication privée.
- [31] M. Danysz et J. Pniewski, Phil. Mag. 44 (1953) 348.
- [32] J.F. Dubach, Nucl. Phys. A450 (1986) 71c.
- [33] J.F. Dubach, "Proceeding of the International Symposium on Hypernuclear and Kaons Physics, Brookhaven National Laboratory 1985". edited by R.E. Chrien, p 71c.
- [34] G. Ericsson, Production of Heavy Hypernuclei in \bar{p} annihilation. Study of their decay in the fission channel. Thesis 1988, Uppsala University.
- [35] R. Grace et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1055.
- [36] M.E. Grypeos and C.G. Koutropoulos, Nucl. Phys. A450 (1986) 307c.

- [37] E.K. Hyde, The nuclear properties of the heavy elements III, fission phenomena, p. 344.
- [38] A.S. Iljinov, Nucl. Phys A382 (1982) 378
- [39] F. James, M. Roos, Minuit CERN program D506 (1989).
- [40] Y.W. Kang et al., Phys. Rev. 139 (1965) B401.
- [41] S.S. Kapoor, Pramana journal of physics, Vol. 33, No. 1, July 1989, pp 13-20.
- [42] H.A. Kramers, Physica 7 (1940) 284.
- [43] U. Littmark and J.F. Ziegler, "Handbook of Ranges for Energetic Ions in All Elements", vol. 6 of "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", ed. J.F. Ziegler, Pergamon Press 1980.
- [44] M. Rey-Campagnolle et al., Il Nuovo Cimento 102A (1989) 653.
- [45] B.H.J. McKellar and B.F. Gibson, Phys. Rev. C30 (1984) 322.
- [46] V. Metag et al., Nucl. Inst. Meth. 114 (1974) 445.
- [47] J.C.D. Milton, J.S. Fraser, Can. Jour. Phys. 40 (1962) 1626.
- [48] T. Motoba, "Proceeding of the International Symposium on Hypernuclear and Kaons Physics, Brookhaven National Laboratory 1985". edited by R.E. Chrien, p 160c.
- [49] W. Myers, W. Swiatecki, Ark. fiz 36 (1967) 343.
- [50] G. Nebbia, Charged particle emission from the hot nuclei with high spin, "Proceeding of the 23rd Azkopane School on Physics, Zakopane (Poland), 16-30 April 1988". Ed. R. Broda and Z. Stachuta.
- [51] H. Nifenecker, Thèse pour l'obtention du grade de "docteur es science", Orsay, Paris 1970, p.9. Titre: Influence de la charge des fragments sur le processus d'émission des neutrons de fission du Cf^{252} .
- [52] H. Nifenecker, Journ. Phys. Lett. 41 N° 3 (1980) L-47.
- [53] H. Nifenecker et al., Z. Phys. A308 (1982) 39.
- [54] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Nuclear Data Tables Vol. A7, no 3-4 (1970) 233.
- [55] Y. Oganessian, Y. Lazarev, Treatise on heavy ion science vol 4, edited by D. Allan Bromley, pages 115 à 118.

- [56] A. Oed, G. Barreau, F. Gönnerwein, P. Perrin, C. Ristori, Nucl. Inst. and Meth. 179 (1981) 265-270.
- [57] Instruction Manual Surface Barrier Detectors, ORTEC Incorporated.
- [58] E. Oset, L.L. Salcedo et L.N. Usmani, Phys. Rev. A450 (1986) 67c.
- [59] J.C. Peng, "Proceeding of the International Symposium on Hypernuclear and Kaons Physics, Brookhaven National Laboratory 1985". edited by R.E. Chrien, p 129c.
- [60] R.E. Phillips and J. Schneps, Phys. Rev. 180 (1969) 1307.
- [61] S. Polikanov, "Proceeding of the International Conference on Fifty Years Research in Nuclear Fission, Berlin 1989". Nucl. Phys. A502 (1989) 195c.
- [62] B.M. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 30 (1956) 947.
- [63] B. Povh, Prog. Part. Nucl. Phys. 8, (1982) 325.
- [64] B. Povh, Prog. Part. Nucl. Phys. 18 (1987) 183.
- [65] R.J. Prem and P.H. Steinberg, Phys. Rev. 136 (1964) B1803.
- [66] J. Rafelski, Phys. Rep. 88 (1982) 331.
- [67] W. Reisdorf, Z. Phys. A300 (1981) 183.
- [68] G.D. Rochester et C.C. Butler, Nature 160 (1947) 855.
- [69] E. Segré, "Nuclei and Particles", 2nd ed., Benjamin/Cummings 1977.
- [70] K. Shoda, "Proceeding of 1986 INS International Symposium on Hypernuclear Physics, Tokyo". edited by H. Bando, O. Hashimoto and K. Ogawa. p 184.
- [71] V.M. Strutinsky, Zh. Eksp. Theo. Fiz. 42 (1962) 1571.
- [72] V.M. Strutinsky, N.Ya. Lyashchenko, and N.A. Popov, Zh. Eksp. Theo. Fiz. 43 (1962) 584.
- [73] V.M. Strutinsky and V.M. Kolomiets, Lectures on Nuclear Shell Structure and Fission, " Proceedings of the 8th Winter School on the Physics of the Nucleus and Elementary Particles, Part II, the B.P. Konstantinov Institute of Nuclear Physics, Leningrad(1973)", pp. 483-594.
- [74] V.M. Strutinsky, Phys. Lett. 47B (1973) 121; Yad. Fiz. 19 (1974) 259.
- [75] J.J. Szymanski, "The Weak Decay of Lambda Hypernuclei", Ph.D. dissertation, Carnegie Mellon University 1987.

- [76] V.E. Viola and T. Sikkeland, Phys. Rev. 130 (1963) 2044.
- [77] J.F. Ziegler, "The Stopping and Ranges of Ions in matter", ed. J.F. Ziegler, Pergamon Press.

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24