



HAL
open science

Formation et désexcitation des noyaux chauds dans les réactions induites par des faisceaux de protons (475 MeV et 2 GeV) et d' ^3He (2 GeV)

X. Ledoux

► **To cite this version:**

X. Ledoux. Formation et désexcitation des noyaux chauds dans les réactions induites par des faisceaux de protons (475 MeV et 2 GeV) et d' ^3He (2 GeV). Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1995. Français. NNT: . in2p3-00010209

HAL Id: in2p3-00010209

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010209>

Submitted on 15 Feb 2016

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

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

Université de Caen

THESE

présentée

par

Xavier LEDOUX

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

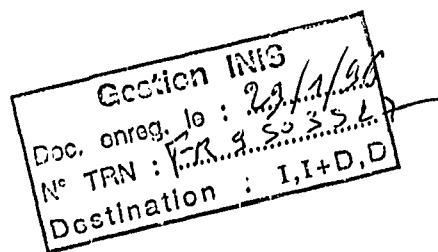
sujet :

**FORMATION ET DÉSEXCITATION DES NOYAUX CHAUDS
DANS LES RÉACTIONS INDUITES PAR DES FAISCEAUX DE
PROTONS (475 MeV ET 2 GeV) ET D'³He (2 GeV)**

soutenue le 24 avril 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	B. TAMAIN	Président
Monsieur	J. CUGNON	Rapporteur
Monsieur	J. M. LOISEAUX	Rapporteur
Monsieur	U. JAHNKE	
Monsieur	J.L. BOYARD	
Monsieur	J. GALIN	

UNIVERSITE DE CAEN



THESE

présentée

par

Xavier LEDOUX

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

**Formation et désexcitation des noyaux chauds
dans les réactions induites par des faisceaux de
protons (475 MeV et 2 GeV) et d'³He (2 GeV)**

Soutenue le 24 avril 1995 devant le jury composé de:

Monsieur B TAMAIN	Président
Monsieur J. CUGNON	Rapporteur
Monsieur J. M. LOISEAUX	Rapporteur
Monsieur U. JAHNKE	
Monsieur J. L. BOYARD	
Monsieur J. GALIN	

REMERCIEMENTS

Cette thèse est le fruit de trois ans de travail au GANIL. J'ai trouvé dans ce laboratoire un accueil très chaleureux, tant de la part des physiciens que du personnel technique et administratif. Qu'ils trouvent tous ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Je remercie monsieur Samuel Harar, directeur du GANIL, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse au sein de son laboratoire.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Joël Galin, mon directeur de thèse. Ses grandes qualités tant humaines que professionnelles m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. J'ai toujours bénéficié au cours de ces trois années de son immense connaissance de la physique, de sa grande rigueur scientifique et d'un soutien permanent.

Je tiens à remercier chaleureusement messieurs Maurice Morjean, Benoît Lott et Alain Péghaire pour leurs conseils avisés, nos discussions fructueuses, leur disponibilité totale et la bonne ambiance qu'ils contribuent à faire régner au sein du groupe "ORION".

J'adresse toute ma gratitude à messieurs Bernd Quednau et Ludwik Pienkowski pour leurs précieux conseils en physique et en informatique. De plus, Bernd a été un compagnon de bureau formidable, pour cela aussi merci.

J'exprime ma profonde reconnaissance aux autres physiciens de la collaboration: H. G. Bohlen, H. Fuchs, B. Gebauer, U. Jahnke, G. Röschert, H. Rossner du HMI de Berlin, S. Leray du Laboratoire National Saturne de Saclay, B. Gatty, D. Jacquet et C. Stephan de l'IPN d'Orsay et R. H. Siemssen du KVI de Groningen. Je veux souligner ici le rôle essentiel joué par les physiciens Berlinois et

leur responsable D. Hilscher. Sans leur concours l'expérience réalisée au Laboratoire National Saturne n'aurait pu avoir lieu.

Je remercie sincèrement Monsieur Bernard Tamain de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Ma reconnaissance va également aux deux rapporteurs de cette thèse, messieurs Joseph Cugnon et Jean-Marie Loiseaux. Ils ont accepté de juger ce travail malgré un emploi du temps très chargé et ont participé au jury de cette thèse.

Je teins également à remercier messieurs Uli Jahnke et Jean-Louis Boyard d'avoir bien voulu participer au jury de ma thèse.

Enfin je ne peux terminer ces remerciements sans une pensée pour tous mes amis pour la plupart étudiants. Ce mélange de jeunes d'origines si diverses (du fin fond de la Normandie à la Sicile, de l'Ecosse à l'Espagne) s'est révélé un parfait amalgame de joie et de bonne humeur. Alors Alfio, Bertrand, Christina, David, Jean-Marc(s), Lola, Maria, Marielle, Marion, Mylène, Nathalie(s), Patricia, Pépé, Philippe, Stéphane, Stéphanie, Yann merci pour votre amitié.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	9
Chapitre 1 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	13
I. LE LABORATOIRE NATIONAL SATURNE (LNS)	13
II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	13
II.1. Emplacement	13
II.2. ORION.....	15
II.2.1. L'interaction neutron-matière	15
a. Les diffusions élastiques	
b. Les réactions nucléaires:	17
II.2.2. Principe de détection des neutrons dans ORION: détecteur à scintillateur liquide dopé au gadolinium.....	17
II.2.3. Temps de capture des neutrons.....	19
II.2.4. Description.....	21
II.2.5. Source de bruit dans la détection des neutrons.....	22
II.2.6. L'efficacité de détection des neutrons.....	23
II.3. Les télescopes	26
II.3.1. Rôle.....	26
II.3.2. Caractéristiques	26
II.4. Les détecteurs de fragments de fission à avalanches et à plaques parallèles.....	29
II.4.1. Rôle.....	29
II.4.2. Caractéristiques	29
II.4.3. Disposition géométrique.....	31
III. LES DEUX TYPES DE MESURES	32
III.1. Les contraintes expérimentales liées au fonctionnement du LNS.....	32
III.2. Les mesures dites "inclusives"	33
III.3. Les mesures dites "exclusives"	33
IV. L'ELECTRONIQUE	34
IV.1. L'électronique d'ORION	34
IV.1.1. Détection du "signal prompt" et des neutrons.....	34
IV.1.2. Génération des portes logiques associées aux codeurs de charge et aux échelles de comptage	35
a. Les codeurs de charge	35

b. Les échelles de comptage	35
IV.2. L'électronique associée aux télescopes	37
IV.3. L'électronique associée aux détecteurs à plaques parallèles	39
IV.4. Le déclenchement du système d'acquisition des données	41
IV.4.1. Mesures dites "exclusives"	41
IV.4.2. Mesures dites "inclusives"	41
V. LE SYSTEME D'ACQUISITION DES DONNEES	41
V.1. La collection des données.....	42
V.2. Le contrôle en ligne.....	43
Chapitre 2 : ANALYSE DES DONNEES	45
I. TRI DES DONNEES	45
II. NORMALISATION	46
II.1. Principe de la normalisation réalisée	46
II.2. Expression des sections efficaces mesurées	49
II.2.1. En mesure de type "inclusif"	49
II.2.2. En mesure de type "exclusif"	50
III. MULTIPLICITES NEUTRONIQUES.....	50
III.1. Déconvolution du bruit de fond et des empilements.....	50
III.2. Problèmes liés à la qualité des différents faisceaux	53
III.2.1. Nécessité d'un critère de sélection supplémentaire	53
III.2.2. Les spectres de temps entre le détecteur "start" et ORION	54
III.2.3. Meilleure caractérisation des événements repérés par les scintillateurs plastiques	59
III.2.4. Procédure utilisée pour obtenir les distributions de multiplicité de neutrons.....	63
III.2.5. Remarques sur la qualité des faisceaux	63
IV. LES TELESCOPES	67
IV.1. Linéarité et stabilité.....	67
IV.1.1. La linéarité	67
IV.1.2. La stabilité des voies	68
IV.2. L'étalonnage en énergie.....	68
IV.3. Identification des particules	68
IV.3.1. La méthode E_DE.....	68
IV.3.2. Résultats	71

V. LES DETECTEURS A AVALANCHES ET A PLAQUES	
PARALLELES	72
V.1. La localisation	72
V.2. La sélection des fragments de fission.....	73
V.3. Corrections dues au biais expérimental.....	77
V.3.1. Efficacité électronique.....	77
V.3.2. Acceptance géométrique	77
a. Influence de la vitesse de recul.....	78
b. Influence de la largeur hors-plan.....	78
 Chapitre 3 : LES MODELES	 81
I. LA CASCADE INTRANUCLEAIRE.....	81
I.1. Le modèle.....	81
I.2. Le code INC.....	82
I.2.1. Les principales caractéristiques	82
I.2.2. Détermination du temps de thermalisation	83
II. LA DESEXCITATION STATISTIQUE.....	85
a. Les particules légères	85
b. Les FMI et les noyaux lourds.....	86
III. LES SIMULATIONS REALISEES	87
III.1. Couplage des codes de calculs	87
III.2. Les distributions de multiplicités de neutrons.....	88
III.3. Les énergies d'excitation	91
III.3.1. Les distributions	91
III.3.2. Energie d'excitation et multiplicités de neutrons	93
IV. CONCLUSION.....	94
 Chapitre 4: EVALUATION DES ENERGIES D'EXCITATION.....	 95
I. PRESENTATION DES DEUX APPROCHES UTILISEES	95
I.1. La théorie de Weisskopf	95
I.2. Comment évaluer l'énergie d'excitation ?.....	97
II. LES DISTRIBUTIONS DE MULTIPLICITES DE NEUTRONS	99
III. LES PARTICULES CHARGEES LEGERES.....	101
III.1. Mise en évidence d'une réaction en deux étapes	101
III.1.1. Spectres expérimentaux.....	101
III.1.2. Spectres théoriques.....	105

III.2. Traitement des données.....	105
III.2.1. Définition des tranches de multiplicités neutroniques	105
III.2.2. Détermination de la vitesse de la source émettrice	107
III.2.3. Changement de référentiel	111
III.3. Détermination de la température de la source.....	113
III.4. Les multiplicités de particules chargées.....	118
III.4.1. Intérêt	118
III.4.2. Sélection des particules évaporées	118
III.4.3. Principe de la mesure	119
III.4.4. Résultats	120
IV. CONCLUSION.....	122
Chapitre 5: LA FISSION.....	125
I. THEORIE.....	125
I.1. Rappel historique sur la découverte de la fission.....	125
I.2. Le modèle macroscopique de la goutte liquide.....	126
I.3. Le modèle de Strutinsky	127
II. LES CORRELATIONS ANGULAIRES	128
II.1. Définitions	128
II.1.1. L'angle de corrélation	128
II.1.2. L'angle hors plan.....	130
II.1.3. Corrections à apporter sur les distributions des angles de corrélation et des angles hors-plan:.....	130
II.2. Résultats expérimentaux.....	131
II.2.1. Les angles de corrélation	132
II.2.2. Les corrélations hors-plan	137
III. LA PROBABILITE DE FISSION.....	140
III.1. Détermination de la probabilité de fission	140
III.1.1. Données expérimentales.....	140
III.1.2 Données théoriques	142
III.2. Présentation des résultats	142
III.3. Interprétation	143
III.4. Les lacunes du code GEMINI.....	145
IV. UN AUTRE PROCESSUS?	146
Chapitre 6: Applications à la transmutation des déchets nucléaires.....	147

I. LE PROBLEME DES DECHETS NUCLEAIRES	147
I.1. Généralités	147
I.2. Quelques chiffres	147
II. LA TRANSMUTATION DES DECHETS NUCLEAIRES	149
II.1. Principe	149
II.2. La transmutation en réacteur	150
II.3. La transmutation utilisant un accélérateur	151
CONCLUSION.....	153
BIBLIOGRAPHIE	157
LISTE DES FIGURES.....	159
LISTE DES TABLEAUX	163

INTRODUCTION

Afin de déterminer les caractéristiques de la matière nucléaire hors des conditions d'équilibre on étudie les noyaux dans des états extrêmes de compression, de déformation, de rotation ou de température. Ces conditions peuvent être créées par des collisions entre un noyau projectile issu d'un accélérateur de particules et un noyau cible. On parvient ainsi à produire des noyaux dans des états très éloignés de la stabilité et notamment ayant des températures élevées, et on qualifie ces noyaux de **noyaux chauds**.

Bien que des faisceaux de particules légères de haute énergie soient disponibles depuis de nombreuses années, l'étude des noyaux chauds n'a connu un essor considérable que depuis une dizaine d'années avec l'avènement des accélérateurs d'ions lourds (GANIL à Caen, SARA à Grenoble, NSCL au Michigan State University, Riken) fonctionnant à des énergies comprises entre 10 et 100 MeV/nucléon environ.

La température maximum qu'un noyau chaud peut supporter est d'un très grand intérêt pour les théoriciens depuis plusieurs années [BON 84], [SUR 87]. Si les collisions d'ions lourds semblent être le meilleur moyen de créer des noyaux chauds (des températures de l'ordre de 7 MeV dans la réaction $Pb + Au$ à 29 MeV/A [BRE 93] ont été mises en évidence) les modes collectifs de ces noyaux sont fortement excités. Les déformations, la compression et le moment angulaire des noyaux produits sont parfois très grands et peuvent influencer notablement les modes de désexcitation.

Les seuls effets de l'énergie thermique (ou de la température) peuvent être masqués par les phénomènes cités précédemment. La production, et l'étude, de noyaux chauds dont les modes collectifs sont peu excités est particulièrement intéressante à ce titre.

Le travail présenté ici s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherche pour lequel des noyaux chauds ont été produits de manières très différentes.

D'une part l'utilisation des réactions $Kr + Au$ à 35 MeV/A au GANIL (expérience E225, avril 1994) et à 150 et 400 MeV/A à Saturne [QUE 95] avait pour but de produire des noyaux de fort moment angulaire intrinsèque. D'autre part la

production de noyaux chauds dont les modes collectifs sont peu excités a été réalisée selon deux voies:

- Avec des antiprotons, au repos ou accélérés à quelques centaines de MeV, permettant de chauffer des noyaux par annihilation avec un nucléon de la cible sans apporter de spin ou de compression de façon notable [CUG 85]. Des expériences ont eu lieu au CERN et sont actuellement en cours d'analyse.

- Avec des projectiles légers ($Z=1$ ou $Z=2$) aux énergies intermédiaires (de quelques centaines de MeV à quelques GeV) permettant de transférer très peu de spin au noyau cible tout en l'échauffant [CUG 87]. L'étude de réactions induites par des protons de 475 MeV et de 2 GeV ainsi que des ^3He de 2 GeV d'énergie incidente réalisées au Laboratoire National Saturne fait l'objet de ce travail.

Les réactions induites par des particules légères de haute énergie (protons ou hélium de quelques centaines de MeV à quelques GeV) sont étudiées depuis de nombreuses années [REM 69], [REM 70], [POS 71], [STL 83], [NAK 83], [GRE 87], [FRA 90], [YEN 91], [BAR 92] dans le but d'évaluer des températures nucléaires, des énergies d'excitation, des sections efficaces de production de particules ou d'étudier la fission. Mais à notre connaissance seules des températures nucléaires et des énergies d'excitation moyennes ont été déterminées et non pas les valeurs maximales atteintes et leurs sections efficaces associées. Nous utilisons la multiplicité neutronique comme quantité physique privilégiée, car elle est particulièrement bien adaptée à la détermination de l'énergie d'excitation [LOT 93]. Sa mesure, événement par événement, rendue possible par l'utilisation du détecteur de neutrons ORION, permet non seulement une évaluation "directe" de l'énergie d'excitation mais aussi de disposer d'un puissant filtre expérimental. L'étude des particules chargées apporte également de nombreuses informations sur le processus de réaction et les énergies d'excitation atteintes. Une température peut être extraite des spectres énergétiques et les multiplicités de particules chargées permettent de confirmer les valeurs d'énergie d'excitation obtenues avec les multiplicités de neutrons seules.

Tous les résultats expérimentaux que nous présentons sont comparés à des simulations théoriques. Les réactions que nous étudions sont généralement décrites par un modèle en deux étapes, une cascade intranucléaire suivie par une phase d'évaporation [CIE 87], [FIL 87]. Parmi les nombreux codes de calculs existant pour simuler les réactions de cascade, VEGAS [CHE 68], ISABEL [YAR 79] et de désexcitation statistique PACE [GAV 80], nous avons utilisé les codes INC [CUG 87] et GEMINI [CHA 88]. Nous pourrions, après avoir expliqué comment les

paramètres libres ont été déterminés, remarquer le bon accord entre le calcul et l'expérience pour toutes les quantités considérées et également évaluer la distribution de l'énergie d'excitation.

Une énergie d'excitation ou une température nucléaire, surtout si elle est élevée, ne peuvent être évaluées que si la notion même de noyau a gardé un sens. L'étude de la fission est à ce titre très intéressante car c'est un processus intervenant sur une échelle de temps beaucoup plus longue que l'émission de particules légères. Son observation apporte donc une preuve que le noyau excité considéré existe encore comme un ensemble collectif de nucléons liés par leur champ moyen. L'étude de la probabilité de fission des noyaux créés dans les réactions (475 MeV) $p + U$ et (2 GeV) ${}^3\text{He} + U$ en fonction de la multiplicité de neutrons fait apparaître une évolution des différents processus de désexcitation dans un large domaine d'énergie d'excitation.

Les corrélations angulaires des fragments de fission sont également considérées. Elles permettent de mesurer les impulsions transférées au noyau cible et ainsi fournissent des informations complémentaires sur le mécanisme de transfert d'énergie du noyau projectile vers le noyau cible.

Nous tenterons donc de déterminer les énergies dissipées dans les noyaux et les modes de décroissance de ces noyaux en fonction de ces énergies par l'étude des multiplicités de neutrons et des particules chargées légères et du processus de fission. Avec ces résultats expérimentaux et les comparaisons avec les calculs théoriques nous verrons que les projectiles légers de haute énergie sont très efficaces pour produire des noyaux chauds dont les modes collectifs sont peu excités.

Dans le premier chapitre nous détaillons les différentes composantes de notre dispositif expérimental en précisant le rôle dévolu à chacun des éléments. Nous évoquons également les problèmes inédits rencontrés (et les solutions adoptées) par l'utilisation du détecteur de neutrons ORION au Laboratoire National Saturne.

Le deuxième chapitre est consacré à la transformation des données enregistrées lors de l'expérience en grandeurs physiques. La validité des traitements et la précision des étalonnages sont discutées.

Dans le troisième chapitre nous décrivons les modèles théoriques suivis pour interpréter les quantités mesurées et les codes de calcul que nous utilisons pour réaliser nos simulations. Nous décrivons brièvement le code de cascades intranucléaires de J. Cugnon et le code de désexcitation statistique GEMINI. Nous

expliquons également comment à partir des résultats expérimentaux nous déterminons les paramètres libres de ces codes.

La partie suivante est consacré à l'évaluation des énergies d'excitation atteintes selon deux approches différentes. La première consiste à exploiter les distributions de multiplicités de neutrons obtenues en mesures dites "inclusives". La seconde utilise les particules chargées légères et notamment leurs spectres énergétiques et leurs multiplicités.

Le chapitre 5 est relatif à l'étude de la fission du noyau excité. Deux axes privilégiés sont développés, ceux relatifs à l'étude des corrélations angulaires et des probabilités de fission. Les prédictions théoriques sont également discutées ainsi que les autres processus qui pourraient entrer en jeu mais que notre dispositif expérimental ne pouvait mettre en évidence.

Enfin un court chapitre est consacré à la présentation de la transmutation des déchets nucléaires en accélérateur telle qu'elle est généralement envisagée aujourd'hui et à l'intérêt des résultats présentés ici pour de telles recherches.

Chapitre 1 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I. LE LABORATOIRE NATIONAL SATURNE (LNS)

Le LNS est un laboratoire d'accueil situé au centre d'études nucléaires de Saclay en île de France. Il fut créé en 1978 conjointement par l'institut national de physique nucléaire et de physique des particules (IN2P3) du centre national de la recherche scientifique (CNRS) et la direction des sciences de la matière (DSM) du commissariat à l'énergie atomique (CEA).

Il est constitué de deux synchrotrons (figure I.1), MIMAS utilisé comme injecteur et SATURNE l'accélérateur principal. Il peut accélérer des particules légères protons, deutons, ^3He jusqu'à des énergies de 2.9 GeV, 2.3 GeV et 5.6 GeV respectivement et des ions lourds jusqu'au ^{84}Kr à 1.15 GeV par nucléon. Des faisceaux polarisés de protons, deutons et ^6Li sont également disponibles.

SATURNE compte 12 lignes de faisceau dont celle du spectromètre SPES4 derrière lequel est placé notre détecteur. Il mesure 32 mètres, est composé de 5 dipôles magnétiques, de 6 quadripôles et 2 sextupôles. Il y a deux plans focaux distants de 16 mètres, le plan objet où se trouve le détecteur "start" (voir § III.1) et le plan image où se situe notre dispositif expérimental que nous allons maintenant décrire.

II. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

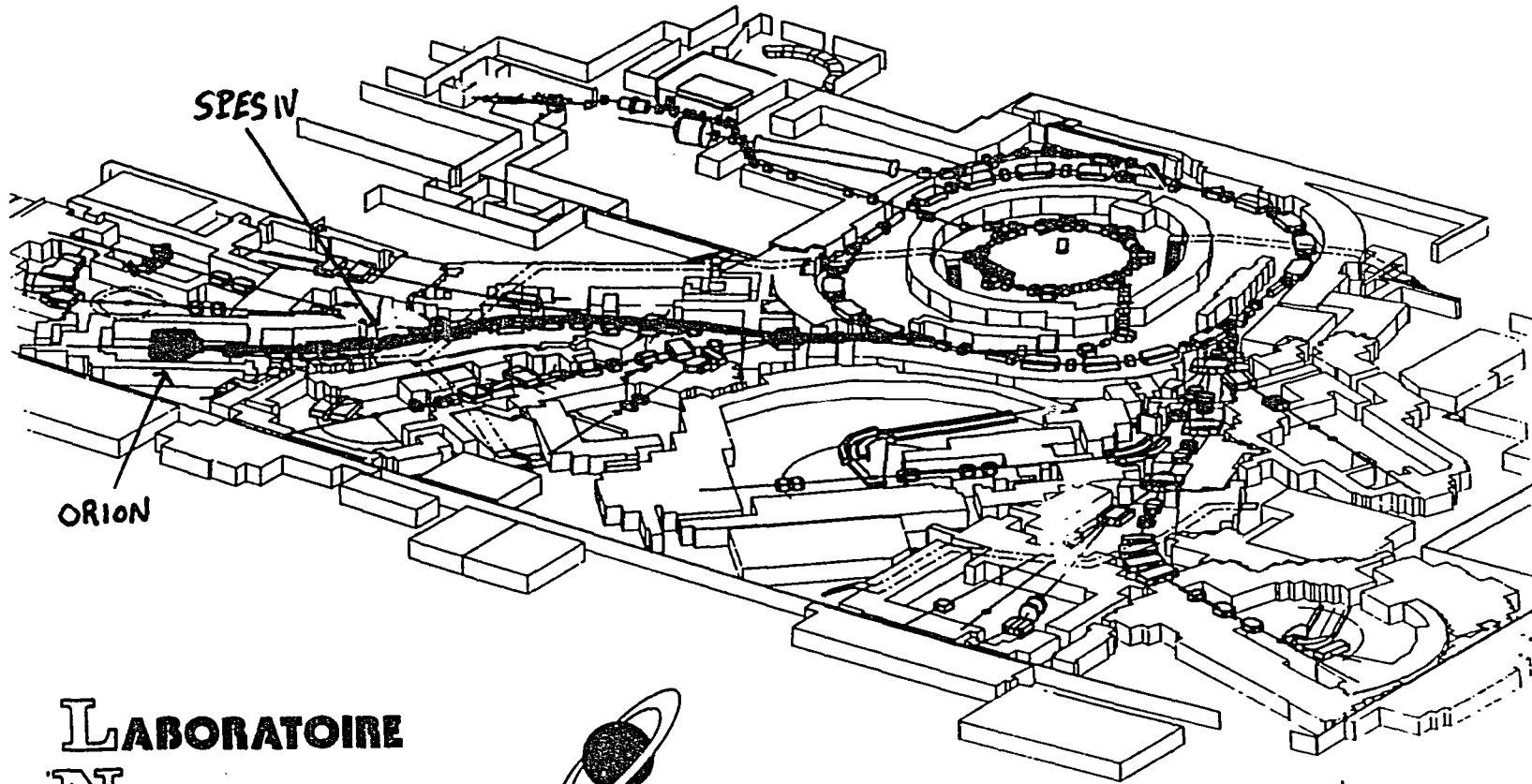
La multiplicité de neutrons, grandeur privilégiée de notre expérience, est mesurée par la composante originale de notre système de détection: le détecteur de neutrons ORION (Organic Interceptor Of Neutrons). Des détecteurs de particules chargées légères et de fragments de fission sont placés dans une chambre à réaction située au coeur d'ORION. Nous allons décrire dans ce paragraphe la salle dans laquelle se trouve notre dispositif expérimental puis le détecteur ORION et enfin les différents détecteurs situés dans la chambre à réaction.

II.1. Emplacement

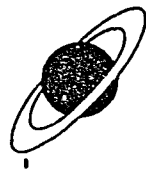
Pour des raisons d'encombrement et de disponibilité des différents sites expérimentaux, ORION est placé dans la salle C30 à l'extrémité du spectromètre SPES IV. Ce dernier n'est pas utilisé en tant qu'élément de détection mais assure la conduite du faisceau jusque sur la cible. Le spectromètre n'est peut-être pas indispensable, peut-être même est il source de bruit, mais seuls des tests avec et sans spectromètre



Centre National de la Recherche Scientifique
Commissariat à l'Energie Atomique



LABORATOIRE NATIONAL SATURNE



01191 G1 sur Yverto Cédex France

▲ Fig 1.1 : Schéma du Laboratoire National Saturne

pourraient apporter des réponses à ces incertitudes. La cible, au centre du détecteur ORION, est placée au plan focal image du spectromètre. La figure I.2 représente la disposition d'ORION dans la salle. Après des tests, un mur de plomb de 50 cm d'épaisseur a été construit autour du guide du faisceau un mètre en amont du détecteur permettant de réduire le bruit de fond en provenance du spectromètre. Ne pouvant pas ainsi protéger ORION complètement du bruit généré en amont nous avons placé quatre détecteurs plastiques de grande surface ($620 \times 370 \text{ mm}^2$), dénommés S3, S4, S5 et S6, sensibles aux particules chargées en amont d'ORION et quatre plus petits (couvrant une surface totale de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et percés d'un trou de 2 cm de diamètre), nommés S7, S8, S9 et S10, placés à l'intérieur de la chambre à réaction en amont de la cible. Ces détecteurs permettent de marquer les réactions nucléaires induites par une particule chargée qui n'intercepte pas la cible et sont utilisés en veto.

Après avoir traversé la chambre à réaction, le faisceau est dirigé sur un piège (bloc de béton de 3 mètres d'épaisseur) distant de 3 m en aval d'ORION. Un blindage de plomb et de béton protège ORION des particules générées dans le piège et émises vers l'arrière. Le détecteur plastique S1 (figure I.2) placé près du piège donne un signal corrélé au faisceau permettant d'asservir celui-ci pour avoir une distribution de particules la plus régulière possible dans le temps ("déversement lent"). Ceci est indispensable pour la meilleure utilisation possible de l'intensité incidente tout en acceptant le taux de comptage le plus faible possible d'événements simultanés ou quasi-simultanés (empilements). Un autre petit détecteur à scintillateur plastique (S2) est placé sur un bras amovible en aval de la cible.

II.2. ORION

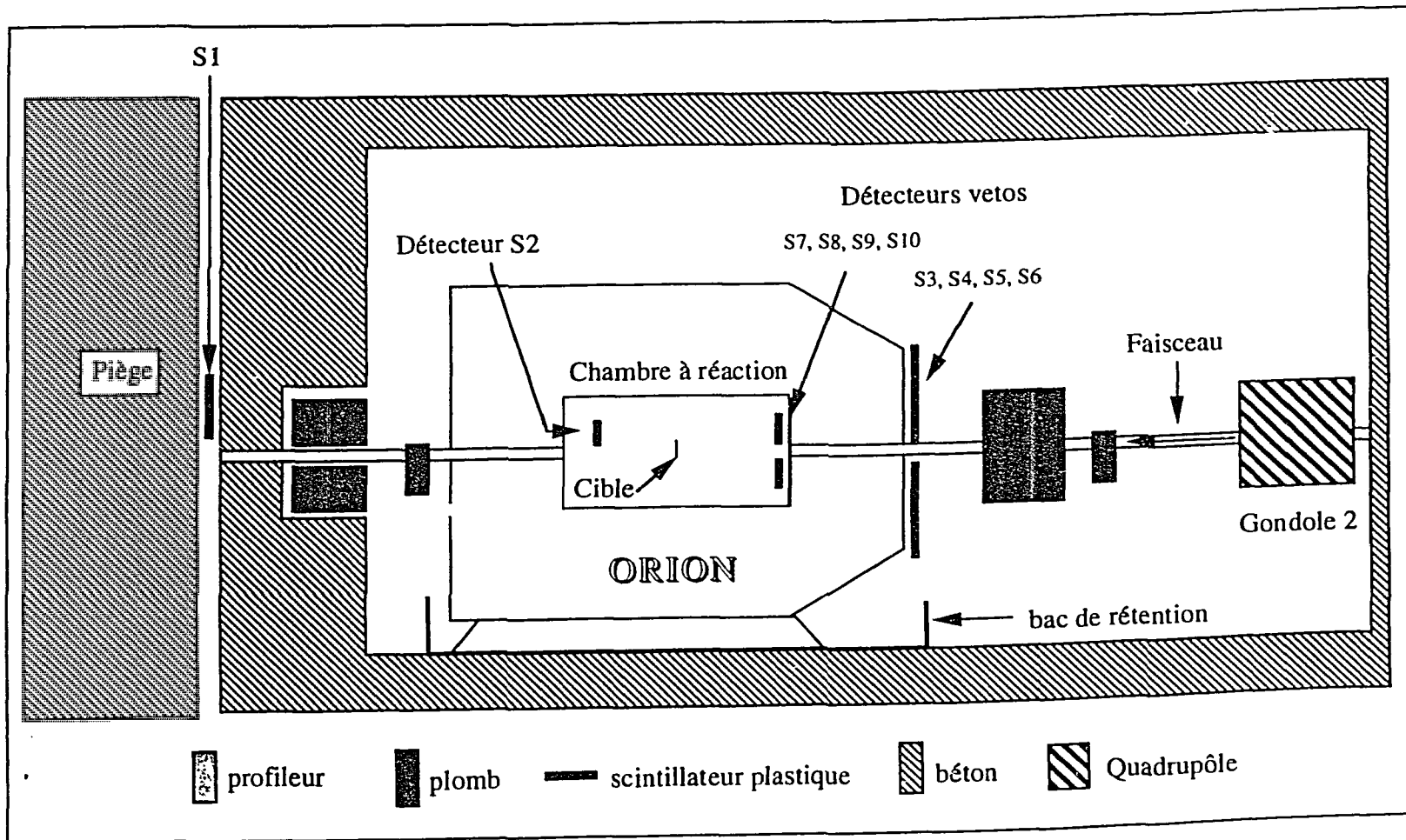
II.2.1. L'interaction neutron-matière

Du fait de l'absence de charge les neutrons ne peuvent pas subir l'interaction électromagnétique. Ils sont donc généralement plus difficiles à détecter que les particules chargées. On procède donc indirectement en utilisant des interactions nucléaires (diffusions élastiques sur des noyaux ou absorption par des noyaux conduisant à l'émission de particules chargées ou des rayonnements gamma) qui donnent naissance à des particules que l'on sait détecter (particules chargées de recul ou rayonnement gamma).

a. Les diffusions élastiques:

Quand il subit une diffusion élastique sur un noyau, le neutron incident transmet une partie de son énergie cinétique au noyau heurté, celui-ci alors mis en mouvement peut-être détecté. Après une série de chocs, plus ou moins nombreux selon le milieu, le

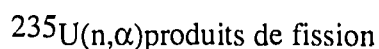
▲ Fig 1.2 : Disposition d'ORION dans la salle d'expérience



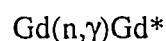
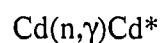
neutron peut perdre la presque totalité de son énergie cinétique, on dit qu'il est thermalisé quand il atteint $\frac{3}{2} \times 0.025$ eV, énergie cinétique correspondant à l'agitation thermique à température ambiante. L'énergie moyenne communiquée au noyau au cours d'une diffusion est d'autant plus importante que la masse du noyau est proche de celle du neutron, l'élément idéal pour ralentir les neutrons est donc le noyau d'hydrogène et les modérateurs les plus efficaces sont l'eau ou des composés organiques.

b. Les réactions nucléaires:

Pour être utilisables pour la détection des neutrons les réactions nucléaires doivent avoir des sections efficaces élevées et être exothermiques. On peut utiliser des réactions qui mettent en jeu (en mouvement) des particules chargées, par exemple [KNO 79]:



ou des réactions de capture qui produisent un ou plusieurs rayonnements gamma qu'il faut détecter dont voici deux exemples:

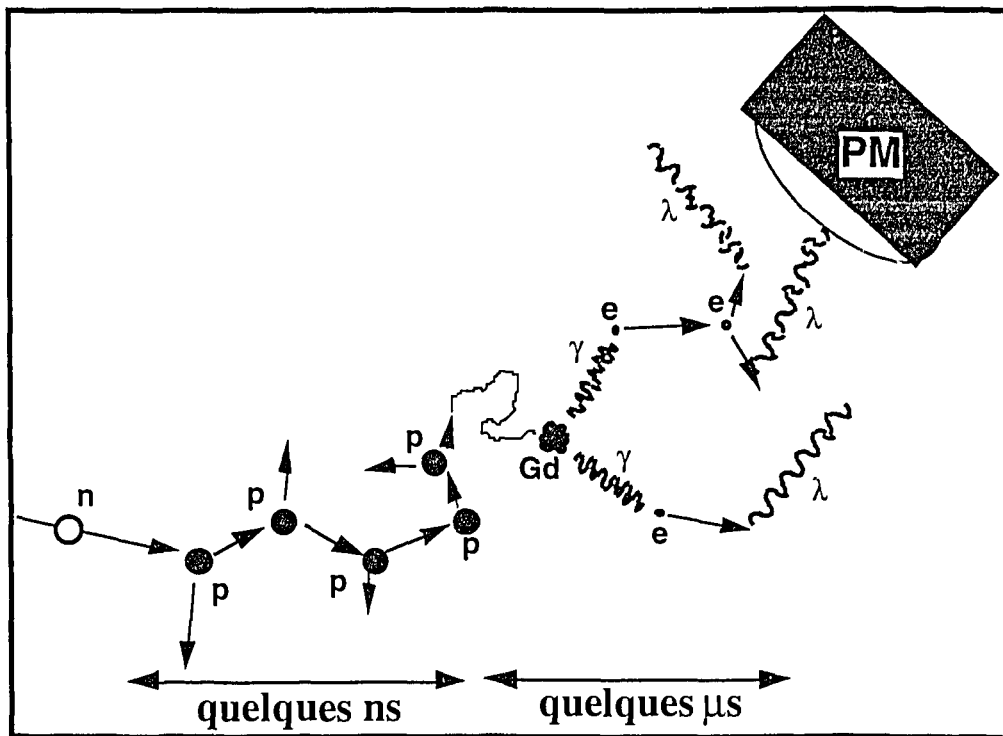


Ces deux dernières réactions n'ont des sections efficaces très élevées que pour les neutrons thermiques. Pour détecter des neutrons en utilisant ces réactions il faut préalablement les ralentir (ou thermaliser).

II.2.2. Principe de détection des neutrons dans ORION: détecteur à scintillateur liquide dopé au gadolinium

Pour détecter les neutrons dans ORION on utilise un processus en deux étapes, ralentissement puis capture (figure I.3).

Le neutron pénétrant dans le scintillateur est thermalisé en quelques nanosecondes par diffusions sur les noyaux des atomes de carbone et d'hydrogène principaux constituants du milieu. Les protons (noyaux d'hydrogène) heurtés reculent et interagissent électromagnétiquement avec les électrons des atomes et molécules de scintillateur. Ces atomes et molécules excités se dés excitent en émettant un signal lumineux qui peut être détecté par les photomultiplicateurs entourant ORION. Ce signal "rapide" (il se produit quelques **nanosecondes** après l'émission du neutron) nous l'appelons "signal prompt", c'est la signature qu'une réaction a eu lieu et l'amplitude de ce signal dépend de l'énergie et du nombre de neutrons émis lors d'une réaction nucléaire.



▲ Fig I.3 : Ralentissement et capture du neutron dans le scintillateur

Le neutron thermalisé erre ensuite dans le liquide pendant plusieurs **microsecondes** voire **plusieurs dizaines de microsecondes** en subissant de nombreuses diffusions jusqu'à ce qu'il soit capturé par un proton, $p(n,\gamma)^2\text{H}$ (10% des cas) ou, plus probablement par un noyau de Gadolinium (les isotopes ^{155}Gd et ^{157}Gd ont respectivement des sections efficaces de capture des neutrons thermiques de $6.1 \cdot 10^4$ et $2.5 \cdot 10^5$ barns) ou s'échappe du détecteur. La capture du neutron par le noyau d'hydrogène s'accompagne de l'émission d'un gamma de 2.2 MeV et par le noyau de Gadolinium d'en moyenne 3 gammas d'énergie voisine de 8 MeV. Ces gammas vont interagir par effet Compton avec les électrons du milieu et produire de la lumière par le même processus que pour le "signal prompt". Cette lumière est ensuite détectée par les

photomultiplicateurs. Ce signal retardé ou "lent" par opposition au "signal prompt" (il peut se produire plusieurs dizaines de microsecondes après la réaction) permet de compter les neutrons un à un: en effet les neutrons émis simultanément (en moins de 10^{-17} s) sont capturés à des instants suffisamment différents pour être "vus" séparément par les photomultiplicateurs. Le temps mort de la détection est fixé à 40 ns, durée du signal de sortie du discriminateur associé à chaque photomultiplicateur.

Les neutrons pénétrant dans le scintillateur provoquent donc deux types de signaux :

- un signal rapide (le "signal prompt") qui marque l'existence d'une réaction nucléaire. Son amplitude est directement liée au nombre de neutrons et à leur énergie mais aussi aux gammas prompts issus de la réaction. Notons également que si les particules chargées de basse énergie sont arrêtées dans les parois de la chambre à réaction, celles de haute énergie pénètrent dans le scintillateur et contribuent aussi au pic prompt.

- des signaux retardés qui signent la capture d'un neutron et que nous cherchons à compter un à un.

II.2.3. Temps de capture des neutrons

Nous venons de voir que le processus qui permet de compter les neutrons est un phénomène lent. La probabilité de capture d'un neutron par un noyau de gadolinium est liée à la durée de son errance, ou temps de diffusion, dans le scintillateur, elle est représentée figure I.4 et peut s'écrire sous la forme analytique suivante [JAH 83]:

$$f(t) = e^{-\lambda t} [t(\beta - \lambda) - 1] + e^{-\beta t}$$

où

λ est caractéristique du pouvoir modérateur du liquide et donc lié à la concentration d'hydrogène dans le liquide

β est caractéristique de l'aptitude du scintillateur à capturer le neutron, il est proportionnel à la concentration de Gadolinium.

Avec la concentration de gadolinium utilisée (0,3 % en masse) on a :

$$\lambda = 0.59 \mu\text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad \beta = 0.073 \mu\text{s}^{-1} \quad [\text{THO 94}]$$

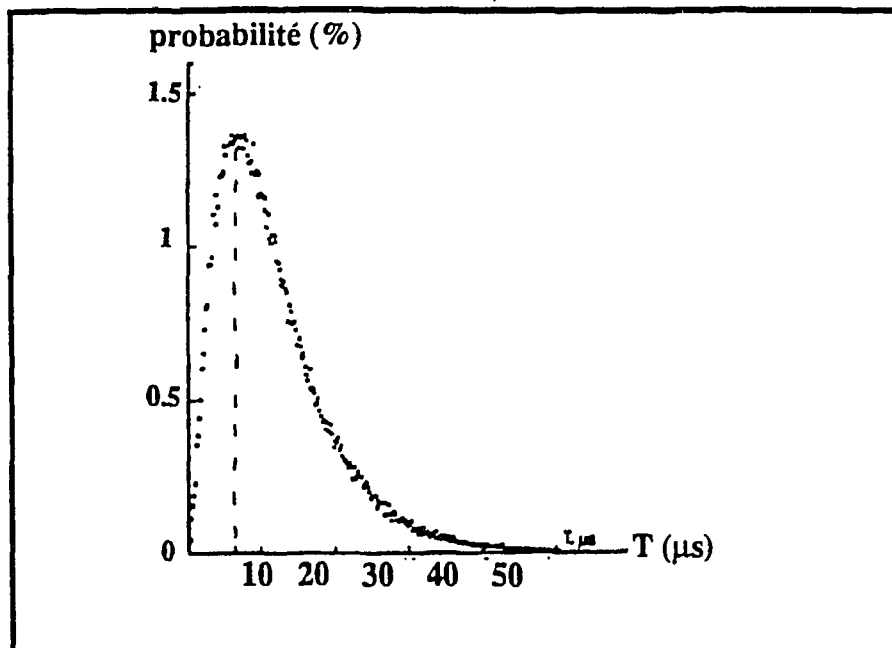
Le maximum de probabilité de capture est atteint 6.4 microsecondes après la réaction et plus de 99% des neutrons sont capturés dans les 70 microsecondes suivant

le signal prompt, durée de la fenêtre utilisée. Les résultats d'une simulation Monte-Carlo permettant d'évaluer le nombre de neutrons perdus en fonction de leur multiplicité et du temps mort pour une capture (déterminé par le discriminateur associé à chaque photomultiplicateur) sont présentés dans le tableau I.1.

Temps mort d'une capture (ns)	Nombre de neutrons capturés dans les 70 μ s suivant le signal prompt				
	2	5	10	20	40
150	0.009	0.09	0.40	1.61	5.99
100	0.006	0.06	0.27	1.10	4.24
40	0.002	0.02	0.11	0.46	1.84
20	0.001	0.01	0.06	0.24	0.92

▲ *Tableau I.1: Nombre moyen de neutrons perdus en fonction de leur multiplicité et du temps mort dû à la capture d'un neutron.*

Ce long temps de capture imposé volontairement par une faible concentration en gadolinium permet de mesurer des multiplicités de quelques dizaines de neutrons en ayant une probabilité faible que deux neutrons soient capturés pendant l'intervalle de 40 ns, temps de réponse pour une capture.

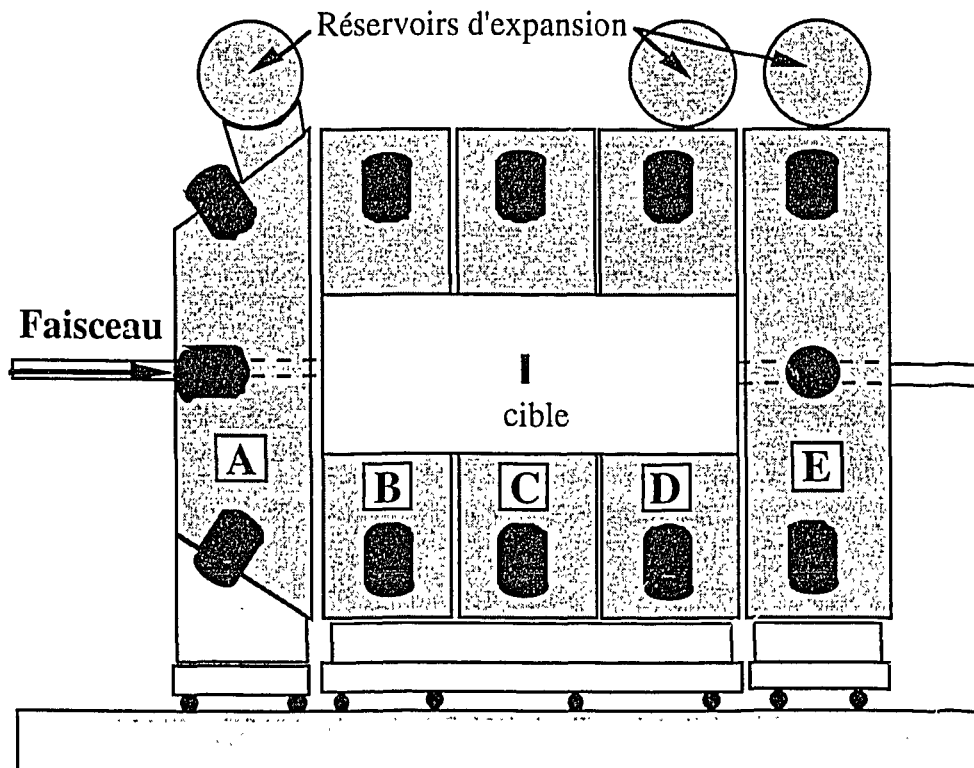


▲ *Fig I.4 : Probabilité de capture d'un neutron par le gadolinium en fonction du temps*

II.2.4. Description

L'élément principal de notre système de détection est le détecteur de neutrons ORION (ORganic Interceptor Of Neutrons).

Il est principalement composé d'un ensemble de réservoirs de scintillateur liquide de 4 m^3 ayant le faisceau pour axe de symétrie (figure I.5). Il est constitué de trois conteneurs distincts mais de cinq secteurs appelés A, B, C, D et E (on a coutume de désigner le détecteur entier par F), la partie centrale du détecteur étant divisée en trois secteurs identiques étanches à la lumière scintillante. Chaque secteur est équipé à sa périphérie de six photomultiplicateurs équidistants permettant de collecter la lumière produite dans le liquide. Pour une collection optimale de la lumière l'intérieur du réservoir est enduit d'une peinture réfléchissante à base de sels de cadmium. La chambre à réaction de forme cylindrique de 600 mm de diamètre et 1380 mm de long, occupe le centre des trois secteurs (B, C et D), et est entièrement entourée de scintillateur, ce qui fait d'ORION un détecteur 4π d'épaisseur minimale 50 cm.



▲Fig I.5 : Schéma du détecteur de neutrons ORION

Le liquide utilisé, le NE343 fourni par Nuclear Enterprise, est composé:

- d'un solvant, le 1-2-4 tri-méthyl benzène (dont le nom commun est le pseudocumène) qui sert de modérateur de neutrons et de support aux autres produits.

- de gadolinium (0.3% en masse) sous forme d'ethylhexanoate chargé de capturer les neutrons thermiques.

- d'un premier scintillateur, le para terphényl.

- d'un second scintillateur, le popop, qui, en jouant le rôle de changeur de longueur d'onde, produit la lumière détectable avec la meilleure efficacité par les photomultiplicateurs. Les photomultiplicateurs sont des Philips XP2041 avec une fenêtre d'entrée de 5 pouces de diamètre. Leurs tensions de fonctionnement, de l'ordre 1800 volts, sont ajustées en utilisant les muons du rayonnement cosmique de manière à tous délivrer des signaux d'amplitudes comparables. Pour s'affranchir d'une partie du bruit propre aux photomultiplicateurs on considère qu'un neutron a été capturé dans l'une des enceintes si un signal lumineux est détecté simultanément par au moins deux quelconques des photomultiplicateurs de l'enceinte. Le terme enceinte désignant un des cinq secteurs d'ORION ou la totalité du détecteur.

Orion est un détecteur de neutrons 4π permettant de réaliser des comptages événement par événement.

II.2.5. Source de bruit dans la détection des neutrons

Plusieurs sources de bruit peuvent perturber la mesure de la multiplicité de neutrons. ORION, dans sa fonction lente, est en fait un détecteur de gammas, les neutrons étant détectés indirectement par les gammas produits dans la réaction de leur capture par le gadolinium ou l'hydrogène. La source principale de bruit provient de la radioactivité ambiante et notamment de l'émission de rayonnement gamma de 1.46 MeV par le potassium 40 contenu dans le béton des murs, du sol et du plafond de la salle d'expérience.

ORION est également sensible au rayonnement cosmique. Ces particules très énergétiques dont on ne peut protéger le détecteur sont peu gênantes pendant une expérience sous faisceau car beaucoup moins abondantes que les rayonnements gammas du potassium (quelques 100 coups/s contre environ 10000 coups/s pour la radioactivité ambiante). Elles sont parfois utilisées lors de tests hors faisceau, les muons du rayonnement cosmique étant au minimum d'ionisation leur perte d'énergie est de 1.75 MeV/cm quelque soit leur énergie.

La détection d'un gamma ou d'un muon peut être interprétée comme le résultat de la capture d'un neutron par un noyau de gadolinium ou d'hydrogène et induire une erreur sur la mesure de la multiplicité de neutrons. En moyenne et pendant les 70 μ s de durée de l'ouverture de la porte de comptage le bruit est de 0.7 unité, ce qui n'est pas

négligeable pour les événements de faible multiplicité. Pour évaluer ce bruit de fond sur la multiplicité de neutrons mesurée, c'est à dire le nombre moyen de signaux comptés qui ne proviennent pas d'un neutron, on effectue en fait deux mesures de multiplicité pour chaque événement. Une première mesure déclenchée par la réaction nucléaire, dont la présence a été signée par le "signal prompt", permet de compter les neutrons émis lors de la réaction plus les pseudo-neutrons (rayonnement gamma et muons). Une seconde mesure de la même durée que la première (70 μ s) est effectuée 100 μ s après la fin de la première. Cette deuxième mesure n'étant pas a priori corrélée à une réaction nucléaire les multiplicités obtenues sont des multiplicités moyennes de bruit de fond. En fait et avec une faible probabilité, une réaction nucléaire peut se produire avant ou pendant l'ouverture de la seconde porte de mesure. On contrôle ainsi le taux de réactions doubles sachant que la probabilité d'observer une réaction dans la deuxième porte est la même que celle d'en détecter deux dans la première. Nous verrons ultérieurement comment sont déconvoluées du bruit de fond et des réactions doubles les données de la première porte de mesure (voir chapitre 2 § III.1).

II.2.6. L'efficacité de détection des neutrons

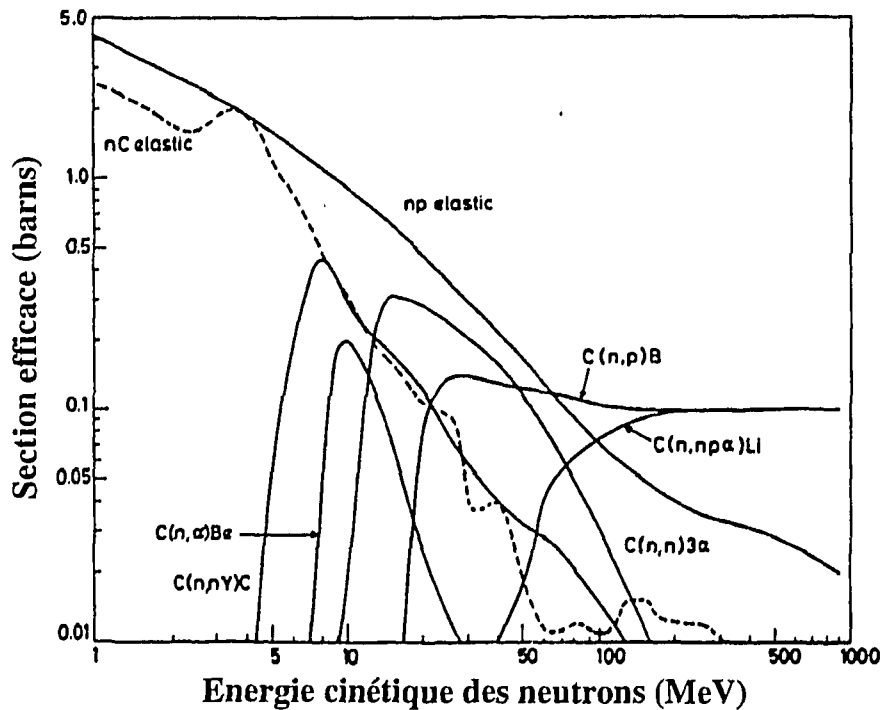
Elle est définie par le rapport:
$$\frac{\text{Nombre de neutrons détectés}}{\text{Nombre de neutrons émis}}$$

La non détection d'un neutron peut avoir trois causes distinctes:

1. Le neutron s'échappe du détecteur sans être capturé par le gadolinium ou l'hydrogène.
2. Le neutron subit une réaction nucléaire dans laquelle il disparaît.
3. Le neutron est capturé mais la lumière émise par le scintillateur n'est pas suffisamment intense pour déclencher deux des discriminateurs associés aux trente photomultiplicateurs du détecteur.

La figure I.6 représente les différentes réactions possibles entre le neutron incident et les noyaux de carbone et d'hydrogène, principaux constituants du liquide composant le mélange scintillant. Pour une énergie inférieure à 5 MeV la diffusion élastique est le processus dominant. La résonance C(n, α)Be piquée vers 8-10 MeV et la réaction C(n,p)B au delà de 20 MeV sont responsables de la disparition du neutron incident et contribuent à diminuer l'efficacité de détection.

La simulation de l'efficacité de détection des neutrons par ORION est réalisée en utilisant le programme DENIS (Detection Efficiency of Neutrons In Scintillator) [POI 74]. C'est un code Monte-Carlo qui permet de suivre le périple du neutron à travers le



▲ Fig I.6 : Sections efficaces des différentes réactions entre un neutron et un composant du liquide contenu dans ORION [STR 78]

liquide contenu dans ORION. Le code traite les diffusions élastiques sur les noyaux d'hydrogène, de carbone et de gadolinium, qui permettent le ralentissement du neutron, les diffusions inélastiques sur le carbone, qui conduisent à la perte du neutron, les réactions de capture par l'hydrogène et le gadolinium produisant des gammas dont l'énergie est comprise entre 2 MeV et 8 MeV et finalement les interactions des gammas avec les électrons du milieu, essentiellement par effet compton aux énergies considérées.

La lumière produite par le scintillateur, dépendant de l'énergie communiquée aux électrons (exprimée en MeV équivalent électron), et la réponse des photomultiplicateurs ne sont pas simulés. On considère le neutron détecté si l'énergie déposée par les rayonnements gamma dans le scintillateur est supérieure à un certain seuil. La géométrie du détecteur étant prise en compte, un seuil est défini pour chaque secteur. Ces seuils dépendent des tensions appliquées aux photomultiplicateurs et des seuils des discriminateurs à fraction constante associé à ces derniers et il est nécessaire de les déterminer lors de chaque expérience. Pour contrôler l'efficacité d'ORION en ligne et déterminer les seuils de détection définis dans DENIS, un échantillon de californium collé sur une jonction silicium est placé dans la chambre à réaction. La multiplicité de neutrons et le bruit de fond associé à chaque fission du californium (mises en évidence par la détection d'un fragment de fission par le détecteur silicium) sont mesurés. Le

californium fissionne en émettant en moyenne 3.78 neutrons, l'efficacité de détection des neutrons de faible énergie est donc:

$$\varepsilon = \frac{\text{Multiplicité moyenne mesurée} - \text{bruit de fond moyen mesuré}}{3.78}$$

Cette mesure très simple est réalisée en ligne et permet de détecter rapidement un éventuel dysfonctionnement d'ORION. La très faible intensité de la source utilisée (quelque fissions par seconde) ne perturbe aucunement la mesure des multiplicités de neutrons résultant des réactions nucléaires induites.

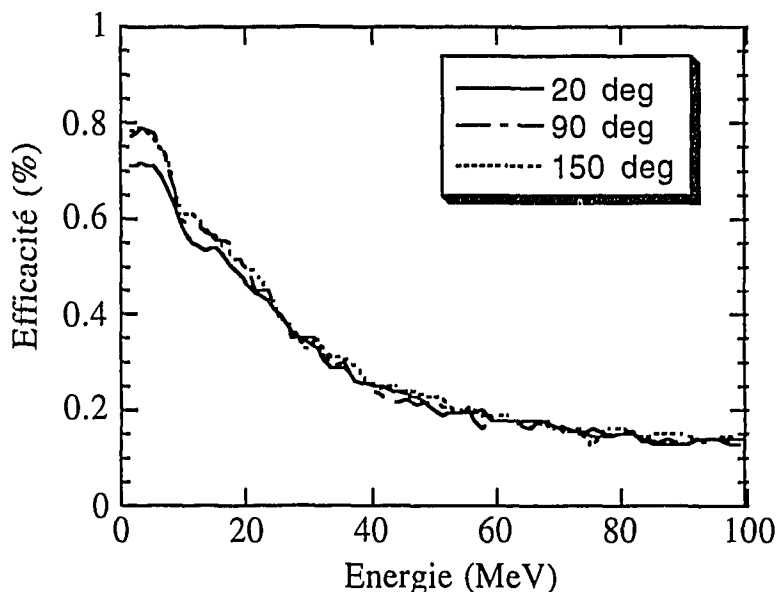
Les seuils de détection utilisés dans le code DENIS sont ensuite ajustés afin de reproduire les multiplicités mesurées associées à la fission du californium. Ils sont généralement de l'ordre de 2 MeV équivalent électron, valeur critique car c'est à peu près l'énergie des rayonnements gamma émis après la capture d'un neutron par un noyau d'hydrogène. Cette capture, qui a une probabilité voisine de 10%, peut donc conduire à la non détection des neutrons et diminuer l'efficacité. Les seuils des discriminateurs associés aux photomultiplicateurs résultent d'un compromis entre la maximisation de l'efficacité et la minimisation du bruit de fond.

On construit ensuite une matrice d'efficacité de détection en fonction de l'énergie du neutron et de l'angle polaire d'émission du neutron (la symétrie axiale d'ORION autour du faisceau permet de s'affranchir de l'angle azimutal). On réalise un tirage de 1000 événements pour chaque angle et pour des énergies variant de 1 à 100 MeV avec des pas de 2 MeV, le pourcentage de neutrons détectés détermine l'efficacité de détection des neutrons à l'énergie et à l'angle considérés. Au-delà de 100 MeV l'efficacité de détection est supposée constante. L'application très simple de cette matrice à toutes données théoriques simule l'effet d'ORION sur la détermination des multiplicités de neutrons.

Les courbes d'efficacité en fonction de l'énergie à 20°, 90° et 150° sont données figure I.7. A faible énergie l'efficacité de détection des neutrons est proche de 80% (la plus faible valeur obtenue à 20° provient probablement d'une mauvaise détermination du seuil de détection). La chute de l'efficacité de 15% observée vers 10 MeV est due à la résonance C(n, α)Be. La décroissance monotone à partir de 15 MeV a deux origines:

- la fuite du neutron dont la probabilité augmente avec l'énergie de celui-ci.
- l'ouverture du canal C(n,p)B dont l'importance par rapport aux autres processus croît avec l'énergie. Cette réaction a pour conséquence qu'une augmentation de la taille du détecteur ne conduirait qu'à un très faible gain d'efficacité à haute

énergie. Outre le coût du scintillateur qui augmenterait alors très rapidement un détecteur plus volumineux serait aussi plus sensible au bruit de fond.



▲ Fig I.7 : Efficacité de détection des neutrons par ORION à 20°, 90° et 150°

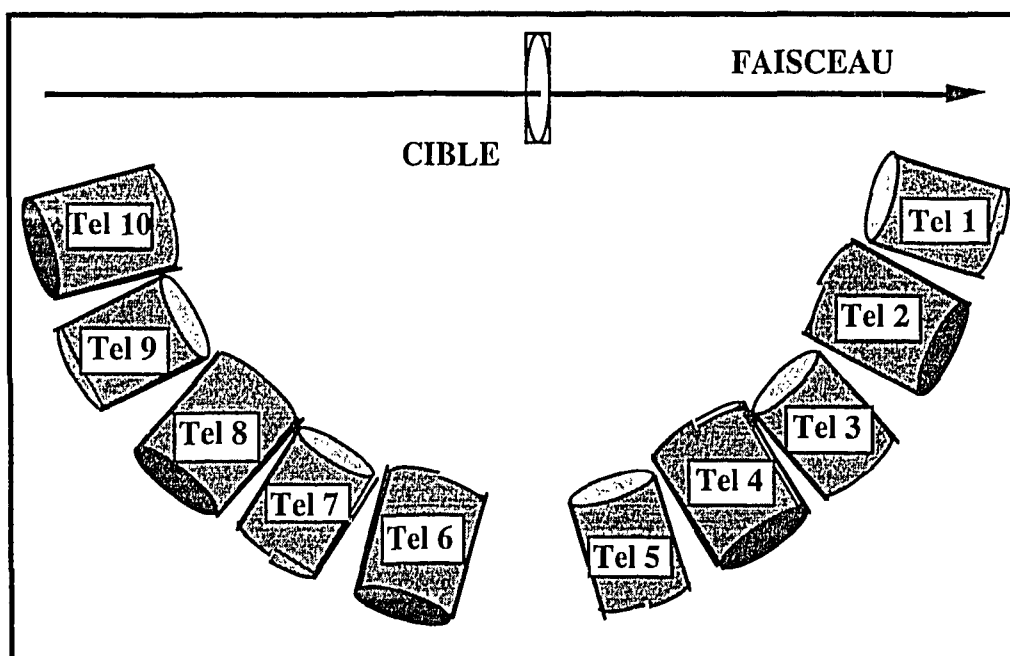
II.3. Les télescopes

II.3.1. Rôle

Comme nous le verrons en détail au chapitre 4 l'étude des particules chargées légères apporte de précieuses informations sur les noyaux chauds formés pendant la réaction. Pour ce faire il est important de mesurer les spectres énergétiques et les multiplicités des particules chargées légères ($Z=1$ et $Z=2$) et des fragments de masse intermédiaires les plus légers (Z compris entre 3 et 10). Nous avons dans ce but utilisé des détecteurs solides à semi-conducteurs (silicium) montés en télescopes afin de pouvoir identifier les particules et mesurer leur énergie.

II.3.2. Caractéristiques

Les dix télescopes utilisés, numérotés de 1 à 10, sont fixés en quinconce sur deux supports métalliques en forme de demi-cercles centrés sur le point d'intersection du faisceau et de la cible (figure I.8). Leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau I.2. On remarque que les télescopes de numéro impair sont composés de trois jonctions silicium dont la première a une épaisseur de 25 μm alors que les télesco-



▲ Fig I.8 : Disposition des 10 télescopes silicium

-pes de numéro pair en comptant quatre avec une jonction mince de $12\ \mu\text{m}$ d'épaisseur seulement, permettant de minimiser les seuils énergétiques de détection. A cause de leur trop forte capacité, les détecteurs de $12\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, fabriqués par L. Stab à Orsay, sont composés de deux demi disques et sont utilisés comme deux détecteurs indépendants munis chacun d'une chaîne électronique complète. Les deux premiers membres de chaque télescope sont munis de deux voies amplificatrices pour augmenter la dynamique de détection. L'une est réglée pour les hautes énergies (notée H) avec un faible gain d'amplificateur, l'autre dotée d'un fort gain d'amplificateur est réglée pour les fragments d'énergie plus basse. Les tensions appliquées, les résistances de charge des préamplificateurs et les courants débités sont donnés tableau I.3.

Une feuille d'aluminium de $200\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ est collée sur la face d'entrée de chaque télescope pour protéger les détecteurs des électrons arrachés lors du passage du faisceau dans la cible. La perte d'énergie des particules chargées légères et des FMI (fragments de masse intermédiaire) légers dans une feuille aussi mince est faible comparée à leur énergie. A titre d'exemple un proton de 2 MeV perd 0.02 MeV et une particule alpha de 10 MeV perd 0.08 MeV et nous n'avons donc pas opéré de correction.

TELESCOPE	ANGLE (°)	DETECTEUR	EPAISSEUR (mm)	SURFACE (mm ²)	DISTANCE (mm)
1	15	DE1	23.8	300	125
		DE2	296	300	
		DE3	5000	300	
2	30	DE1	12.6	300	125
		DE2	87	300	
		DE3	500	300	
		E	5000	300	
3	45	DE1	25	300	125
		DE2	298	300	
		DE3	5000	300	
4	60	DE1	12.3	300	125
		DE2	70	300	
		DE3	500	300	
		E	5000	300	
5	75	DE1	25	300	125
		DE2	301	300	
		DE3	5000	300	
6	105	DE1	12	300	125
		DE2	80	300	
		DE3	500	300	
		E	5000	300	
7	120	DE1	26.5	300	125
		DE2	318	300	
		DE3	5000	300	
8	135	DE1	12.5	300	125
		DE2	95	300	
		DE3	500	300	
		E	5000	300	
9	150	DE1	25	300	125
		DE2	315	300	
		DE3	5000	300	
10	165	DE1	12	300	125
		DE2	85	300	
		DE3	500	300	
		E	5000	300	

▲ *Tableau I.2 : Numéros, angles, dénomination, épaisseurs, surfaces et distance à la cible des jonctions silicium composant les 10 télescopes*

N°	Θ	DE1			DE2			DE3			E		
		V (V)	I (μA)	R (MΩ)	V (V)	I (μA)	R (MΩ)	V (V)	I (μA)	R (MΩ)	V (V)	I (μA)	R (MΩ)
1	15	8	0.24	20	120	0.08	11				600	5.4	11
2	30	2	1.5	20	30	2	11	150	0.63	11	600	3.4	11
3	45	8	0.48	20	50	0.05	11				600	4.0	11
4	60	5.5	1.4	20	15	2.5	11	170	0.48	11	600	4.5	11
5	75	10	2.5	20	50	0.07	11				600	4.0	11
6	105	6	0.95	20	19	1.4	11	150	1.2	11	600	4.7	11
7	120	4	0.58	20	70	0.22	11				600		11
8	135	7	1.6	20	13	1.5	11	160	1.7	11	600	5.4	11
9	150	4	0.51	20	80	0.3	11				600	3.5	11
10	165	6	0.6	20	17	3.1	11	160	1.4	11	600	3.0	11

▲ *Tableau I.3 : Tensions, courants et résistances de charges des couples jonctions silicium - préamplificateur*

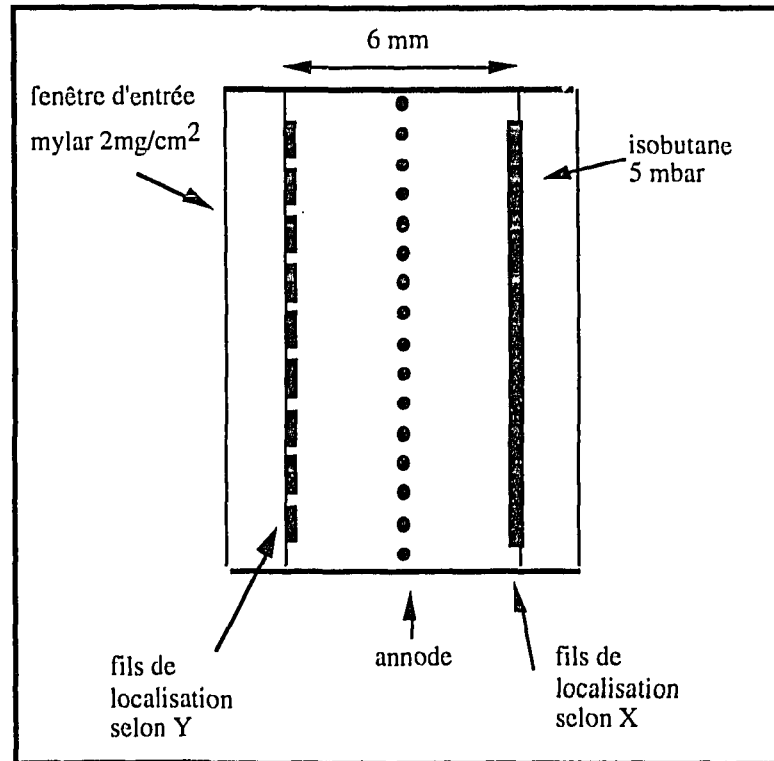
II.4. Les détecteurs de fragments de fission à avalanches et à plaques parallèles

II.4.1. Rôle

Un des axes principaux de cette expérience consiste à étudier la fission des noyaux cibles après interaction avec le projectile. Nous avons donc intégré à notre dispositif expérimental un ensemble spécifique à la détection des fragments de fission. Nous désirons notamment déterminer les probabilités de fission en fonction des différents types de réactions caractérisées par les multiplicités de neutrons associées et étudier les corrélations angulaires entre les fragments émis. Nous avons donc opté pour deux détecteurs à avalanches à plaques parallèles permettant de sélectionner les événements de fission, de localiser l'impact des fragments et de mesurer ainsi leurs angles relatifs d'émission.

II.4.2. Caractéristiques

Nous avons utilisé deux détecteurs à plaques parallèles de tailles différentes [GEB 87], l'un appelé KF, K pour klein (petit en allemand) est carré (61*61 mm²), l'autre appelé GF, G pour groß (qui signifie grand) est rectangulaire et mesure 244*122 mm². Leur principe de fonctionnement et leurs caractéristiques techniques sont identiques, seule leur taille les distingue. La coupe d'un détecteur est donnée figure I.9.



▲ Fig I.9 : Vue en coupe d'un détecteur à plaques parallèles

La tension accélératrice appliquée entre l'anode et la cathode est de -450 V. La localisation des impacts est réalisée par deux plans de bandes métalliques conductrices orthogonales vaporisées sur des supports en polypropylène de $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ces bandes conductrices de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, d'une largeur de 0.85 mm sont espacées de 0.15 mm et reliées entre elles par une ligne à retard constante d'une nanoseconde. La mesure du temps entre le signal d'anode et les signaux en bout de chaque ligne à retard permet de déterminer laquelle des bandes a été touchée et donc de localiser l'impact. L'information double (un signal à chaque bout de la ligne) est en principe redondante. La sectorisation du grand détecteur est due au regroupement des lignes à retard en huit zones distinctes.

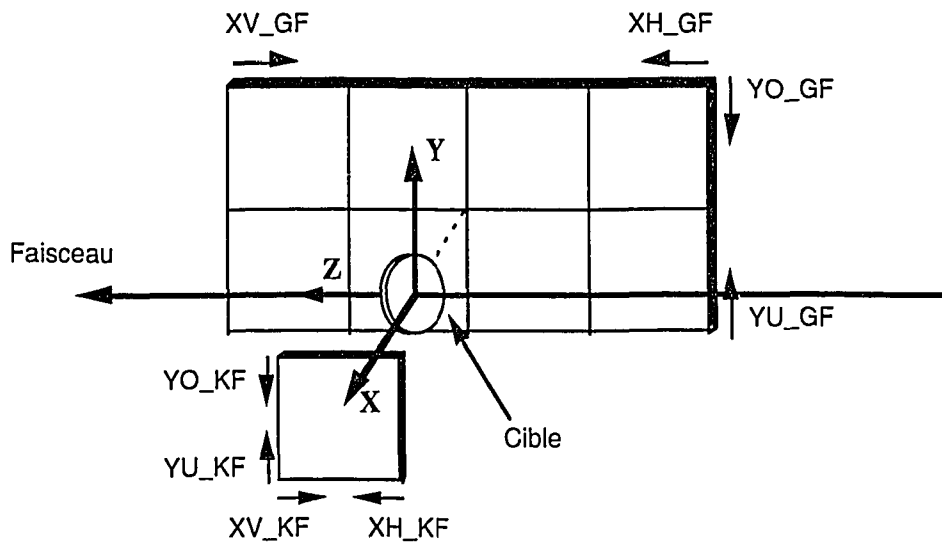
Le gaz utilisé est de l'isobutane à une pression de 5 mbar, soit une épaisseur $7.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la zone active comprise entre les deux plans de fils distant de 6 millimètres. Cette épaisseur étant très insuffisante pour arrêter les fragments de fission on mesure leur perte d'énergie dans le gaz et pas leur énergie totale.

La mesure de différence de temps de vol entre les deux fragments est faite entre les signaux d'anode des deux plaques. Le signal de la grande plaque est suffisamment retardé pour être toujours utilisé comme signal stop sur le codeur de temps. Le temps relatif permet d'évaluer les différences de vitesses des deux fragments et on l'utilise

également couplé au signal énergie pour sélectionner les fragments de fission (voir chapitre 2 § V.2).

II.4.3. Disposition géométrique

Les deux détecteurs sont disposés de part et d'autre de la cible avec leur plan parallèle à la direction du faisceau. Nous avons orienté les cibles à 45° par rapport à la direction du faisceau pour que les fragments de fission puissent être détectés au voisinage de 90° par rapport à la direction du faisceau après un ralentissement raisonnable dans la cible. Le grand détecteur est subdivisé en huit secteurs de localisation, chacun d'eux ayant la taille du petit détecteur. La figure I.10 donne la disposition des deux détecteurs et le nom des différents paramètres qu'ils délivrent:



▲ Fig I.10 : Schéma des deux détecteurs à avalanches à plaques parallèles avec les noms des différents paramètres associés

O pour OBEN (en haut)

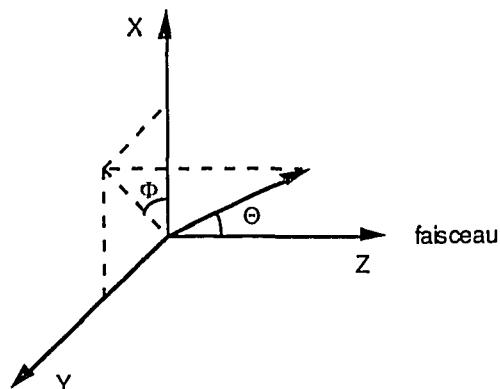
U pour UNTER (dessous)

V pour VORN (devant)

H pour HINTEN(derrière)

II.4.4. Domaine angulaire couvert

Les conventions angulaires que nous utilisons par la suite sont définies figure I.11.



▲ Fig I.11 : Conventions angulaires utilisées dans la suite de ce rapport

Le tableau I.4 donne les caractéristiques angulaires des deux détecteurs et leurs angles solides.

Détecteur	Petite plaque	Grande plaque
Θ min($^{\circ}$)	78.1	51.5
Θ max($^{\circ}$)	101.9	128.5
Φ min($^{\circ}$)	347.8	156.6
Φ max($^{\circ}$)	12.2	203.4
Ω (sr)	0.179	1.051
$\Omega(\% 4\pi)$	1.427	8.365

▲ Tableau I.4 : Domaine angulaire et angles solides définis par les deux détecteurs à plaques parallèles

III. LES DEUX TYPES DE MESURES

III.1. Les contraintes expérimentales liées au fonctionnement du LNS

Les caractéristiques propres du synchrotron du LNS nous imposent des contraintes expérimentales très différentes de celles rencontrées au cyclotron GANIL où opère habituellement ORION. La structure temporelle du faisceau est fondamentalement différente:

GANIL est un cyclotron et délivre les particules par paquets d'environ une ns toutes les 100 ns et un signal haute fréquence (dit HF) accompagne chacun de ces paquets.

SATURNE est un synchrotron délivrant les particules par bouffées d'environ 400 ms avec un taux de répétition d'une seconde et demie (ces temps dépendent de la nature et de l'énergie du faisceau). Pendant chaque bouffée le faisceau est continu et le passage d'une particule au niveau de la cible n'est accompagné par aucun signal de référence contrairement au cas précédent. Les protons de haute énergie étant très difficiles à stopper les lignes de faisceau ne sont pas munies d'une cage de Faraday permettant la mesure du flux de faisceau par intégration de la charge collectée.

Pour pallier l'absence de ces deux dispositifs nous avons placé dans le faisceau au plan focal objet du spectromètre SPES IV un détecteur de particules chargées composé d'un scintillateur plastique et de son photomultiplicateur pour compter les particules incidentes et délivrer un signal au passage de chacune. Ce détecteur est désigné dans la suite de cet exposé par le nom de détecteur "start".

III.2. Les mesures dites "inclusives"

Les mesures dites "inclusives" sont des mesures déclenchées par le détecteur ORION uniquement. L'existence d'une réaction est signée par la détection du "signal prompt". La géométrie 4π du détecteur permet en principe la détection de toutes les réactions dans lesquelles un (des) neutron(s) et/ou un (des) rayonnement(s) gamma est (sont) émis. Pour les noyaux de Z élevé (comme l'or et l'uranium étudiés ici) cette condition est suffisante pour cumuler la totalité de la section efficace. En effet l'émission d'une particule chargée en l'absence de celle de neutrons ou de rayonnement gamma est hautement improbable.

Pour éviter de déclencher le système d'acquisition des données sur du bruit (on a vu que ORION n'est pas uniquement sensible aux neutrons § II.2.5) on impose une coïncidence entre le "signal prompt" et le signal délivré par le détecteur "start". Les autres composantes du système de détection (télescopes et détecteurs à plaques parallèles) fonctionnent en "esclave".

Le détecteur "start" ne pouvant supporter des taux de comptages élevés nous sommes contraints de travailler avec une intensité du faisceau faible (10^4 particules par seconde), nous utilisons alors des cibles épaisses (de l'ordre de 1g/cm^2) pour garder un taux de comptage raisonnable et surtout pour avoir un rapport signal sur bruit élevé (pour le bruit généré par le faisceau lui-même).

III.3. Les mesures dites "exclusives"

L'épaisseur des cibles utilisées lors des mesures de type "inclusif" n'est pas compatible avec l'étude des particules chargées légères et des fragments de fission. Il

faut réaliser un autre type de mesures en utilisant des cibles minces et en déclenchant le système d'acquisition des données par les seuls détecteurs de particules chargées, le détecteur ORION fonctionne alors en esclave.

Les **mesures dites "exclusives"** sont donc conditionnées par la détection d'une particule dans un détecteur à plaques parallèles ou dans un télescope. ORION est alors utilisé en esclave pour mesurer la multiplicité de neutrons associée. Les cibles utilisées dans ce cas sont nécessairement très minces ($430 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour l'uranium et $1500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour l'or). En effet les particules chargées et notamment les fragments de fission doivent pouvoir traverser la cible en étant très peu ralentis dans celle-ci. Pour optimiser le taux de comptage nous travaillons avec des intensités plus fortes (10^7 particules par seconde). L'électronique associée au détecteur "start" ne pouvant supporter de telles intensités le détecteur est retiré durant les mesures de type "exclusif". La détection d'une particule chargée ou d'un fragment de fission signant d'une façon inambiguë une réaction induite par un noyau du faisceau incident la condition de déclenchement du système d'acquisition ne nécessite plus de signal marquant la présence directe et simultanée d'une particule associée dans le faisceau. Nous ne possédons plus alors aucune information sur l'intensité du faisceau, et on sera amené à normaliser ces mesures de type "exclusif" avec celles de type "inclusif".

Dans la suite de mon exposé et pour plus de commodité les termes "**inclusifs**" et "**exclusifs**" désignent les deux types de mesures qui viennent d'être décrites.

IV. L'ELECTRONIQUE

IV.1. L'électronique d'ORION

IV.1.1. Détection du "signal prompt" et des neutrons

Les photomultiplicateurs d'ORION délivrent deux types de signaux qu'il faut traiter, coder et enregistrer: le "signal prompt" et le signal de capture d'un neutron (voir § II.2.2). Des impulsions électriques délivrées par les photomultiplicateurs il faut extraire pour chaque événement d'une part la charge contenue dans le "signal prompt" et d'autre part les signaux nécessaires à l'établissement de la multiplicité neutronique. Le signal délivré par chaque photomultiplicateur est divisé en deux parties égales par un circuit diviseur (figure I.12). La charge transportée par une moitié du signal est intégrée avec un codeur de charge (QDC). L'autre moitié du signal, servant soit à signaler l'existence d'une réaction nucléaire soit à déterminer la multiplicité de neutrons, est transformée en signal logique grâce à un discriminateur à fraction constante (DFC).

Pour s'affranchir du bruit propre des photomultiplicateurs on valide la réaction nucléaire et l'on considère qu'un neutron est capturé dans un secteur si au moins deux photomultiplicateurs du secteur captent un signal lumineux suffisant pour déclencher le discriminateur associé (voir § II.2.4). Cette condition est réalisée en utilisant des sommateurs analogiques. Ceux-ci permettent pour chaque secteur de sommer les signaux logiques des six photomultiplicateurs et en ajustant le seuil d'un discriminateur intégré de ne sélectionner que les événements pour lesquels au moins deux photomultiplicateurs d'un même secteur délivrent simultanément un signal. Les signaux de sortie du discriminateur associé à chaque sommateur sont comptés avec des échelles de comptage.

Pour évaluer la multiplicité totale des neutrons mesurée par ORION (secteur F) et pour chaque événement on pourrait sommer les multiplicités mesurées par chaque secteur mais les phénomènes de diaphonie (détection d'un même neutron par deux secteurs contigus) ne sont pas négligeables (près de 20 %), on utilise alors un sommateur à trente entrées au lieu de six. Pour évaluer les phénomènes de diaphonie on réalise des coïncidences entre A et B, B et C, C et D et D et E, secteurs voisins avec un **et** logique. On peut vérifier que l'égalité :

$$M(F)=M(A)+M(B)+M(C)+M(D)+M(E)-M(AB)-M(BC)-M(CD)-M(DE)$$

est respectée. Ceci indique que la diaphonie n'existe que pour deux secteurs voisins et qu'elle est bien contrôlée. La façon de mesurer la multiplicité totale s'affranchit complètement de ce problème de diaphonie. Les coïncidences entre B, C et D et entre A et E sont également réalisées à titre de contrôle et pour mettre en évidence l'existence éventuelle de particules incidentes qui viendraient perturber les mesures.

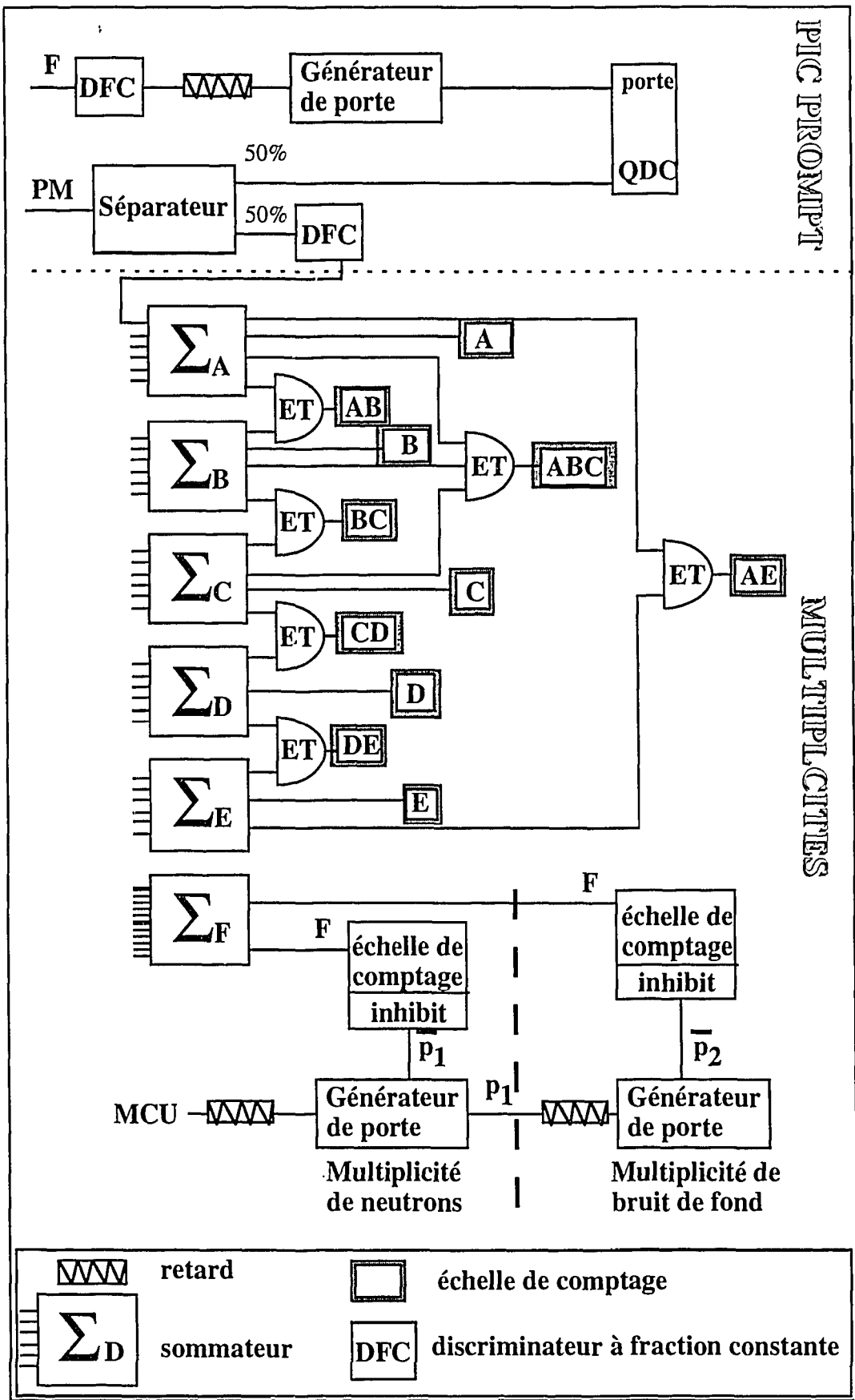
IV.1.2. Génération des portes logiques associées aux codeurs de charge et aux échelles de comptage

a. Les codeurs de charge

La mise en oeuvre des codeurs de charge, destinés à intégrer la charge contenue dans le signal "prompt", est commandée par une porte logique de 270 ns générée par le signal logique F.

b. Les échelles de comptage

A chaque événement traité (en mesures "inclusives" et "exclusives") on mesure la multiplicité de neutrons et le bruit de fond associé. Il faut alors démarrer le comptage des échelles en utilisant un signal logique convenablement mis en temps.



▲ Fig I.12 : Electronique propre à ORION

L'ouverture d'une porte P_1 est réalisée 560 ns après le déclenchement du "signal prompt" et durant 70 μ s. Pendant ce temps tous les neutrons capturés sont comptés ainsi que le bruit de fond. Après la fermeture de cette porte P_1 , une autre porte P_2 de durée identique à la première est ouverte 170 μ s après le "signal prompt", les multiplicités alors mesurées sont celles de bruit de fond puisque cette porte contrairement à la première n'est pas conditionnée par une réaction nucléaire et est donc aléatoire. Le schéma électronique est représenté figure I.12. Comme nous le verrons au chapitre 2 § III.1 cette procédure de mesure permet de soustraire de façon statistique le bruit de fond et de générer des résultats moyens qui s'affranchissent de ce bruit.

IV.2. L'électronique associée aux télescopes

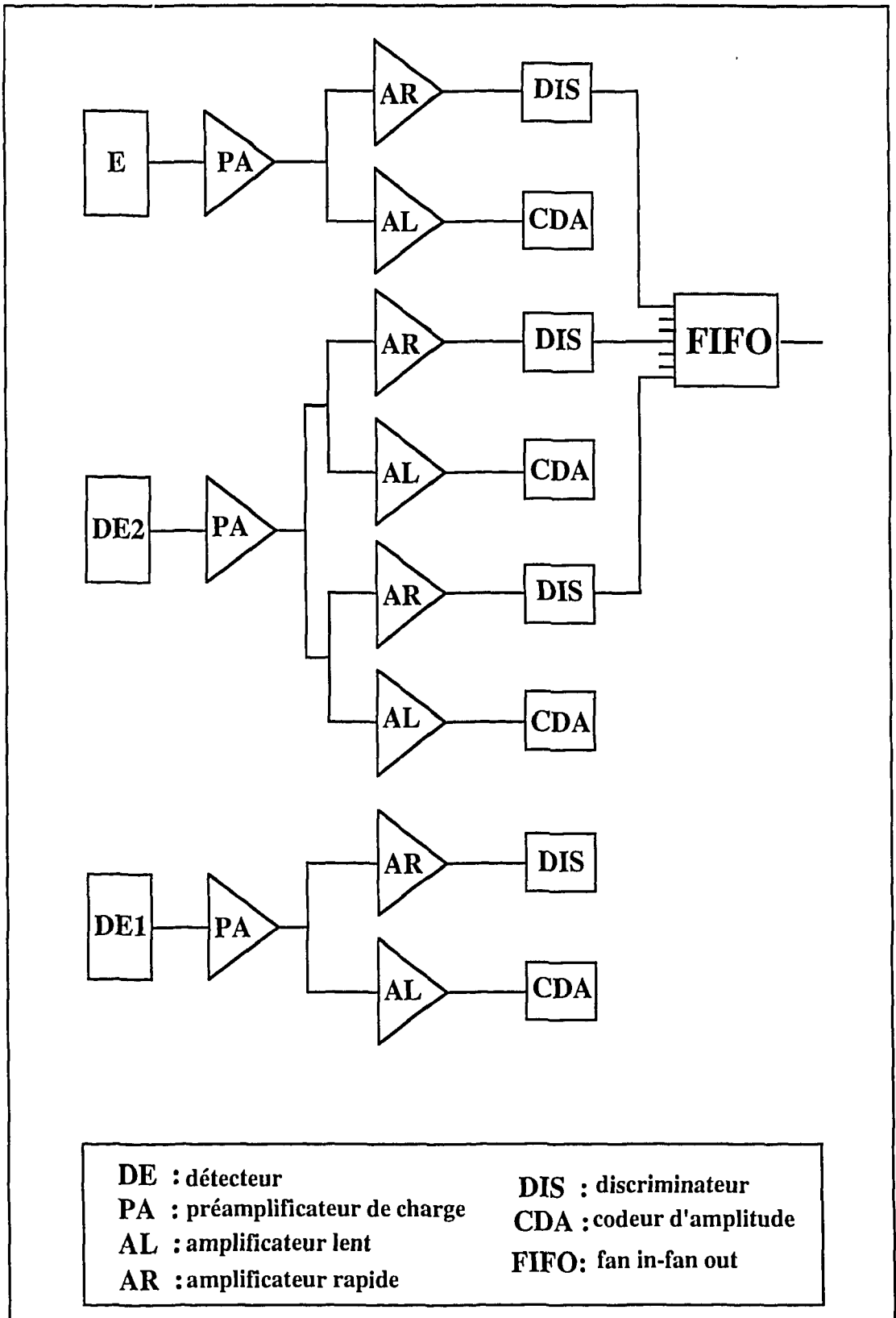
L'interaction d'une particule chargée dans une jonction silicium crée des paires électron-trou. Avec des détecteurs totalement déplétés la charge collectée est proportionnelle à l'énergie déposée. Pour dépléter complètement le détecteur silicium et pour collecter rapidement les électrons on doit polariser la jonction silicium. Ce signal est très faible et possède une forme inexploitable par l'électronique de conversion de l'analogique au numérique. Un préamplificateur de charge amène les impulsions délivrées par le détecteur à un niveau correct pour être ensuite traité en parallèle par (figure I.13):

- un amplificateur rapide en série avec un discriminateur pour générer un signal logique utilisé pour déclencher le système d'acquisition des données et pour marquer le détecteur touché.

- un amplificateur linéaire pour filtrer le bruit et amplifier le signal à une amplitude maximale de 10 volts et un codeur d'amplitude (CDA) qui délivre une information digitale proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur.

Le tableau I.5 regroupe les gains et résistances de charge des préamplificateurs utilisés. Pour augmenter la dynamique de détection les voies électroniques des détecteurs de 25, 80 et 300 μ m sont doublées avec des gains faible et fort respectivement. Les détecteurs de 12 microns sont composés de deux détecteurs indépendants sur la même pastille de silicium avec leur chaîne électronique propre, mais l'une est réglée à un gain élevé et l'autre à un gain faible.

Pour déclencher le système d'acquisition des données par la détection d'une particule chargée on réalise un **ou** des signaux logiques de tous les détecteurs exceptés les premiers membres. Les jonctions les plus minces de chaque télescope ne participent pas au déclenchement du système d'acquisition car ce sont les plus sensibles au bruit et



▲ Fig I.13 : Electronique associée à un télescope de numéro impair composé de trois membres

parce qu'une particule n'est identifiable que si elle dépose de l'énergie dans au moins deux jonctions consécutives.

N°	Θ (°)	DE1		DE2		DE3		E	
		gain	R	gain	R	gain	R	gain	R
1	15	20	20	4	11			4	11
2	30	20	20	55	11	55	11	4	11
3	45	20	20	4	11			4	11
4	60	20	20	55	11	55	11	4	11
5	75	20	20	4	11			4	11
6	105	20	20	55	11	55	11	4	11
7	120	20	20	4	11			4	11
8	135	20	20	55	11	55	11	4	11
9	150	20	20	4	11			4	11
10	165	20	20	55	11	55	11	4	11

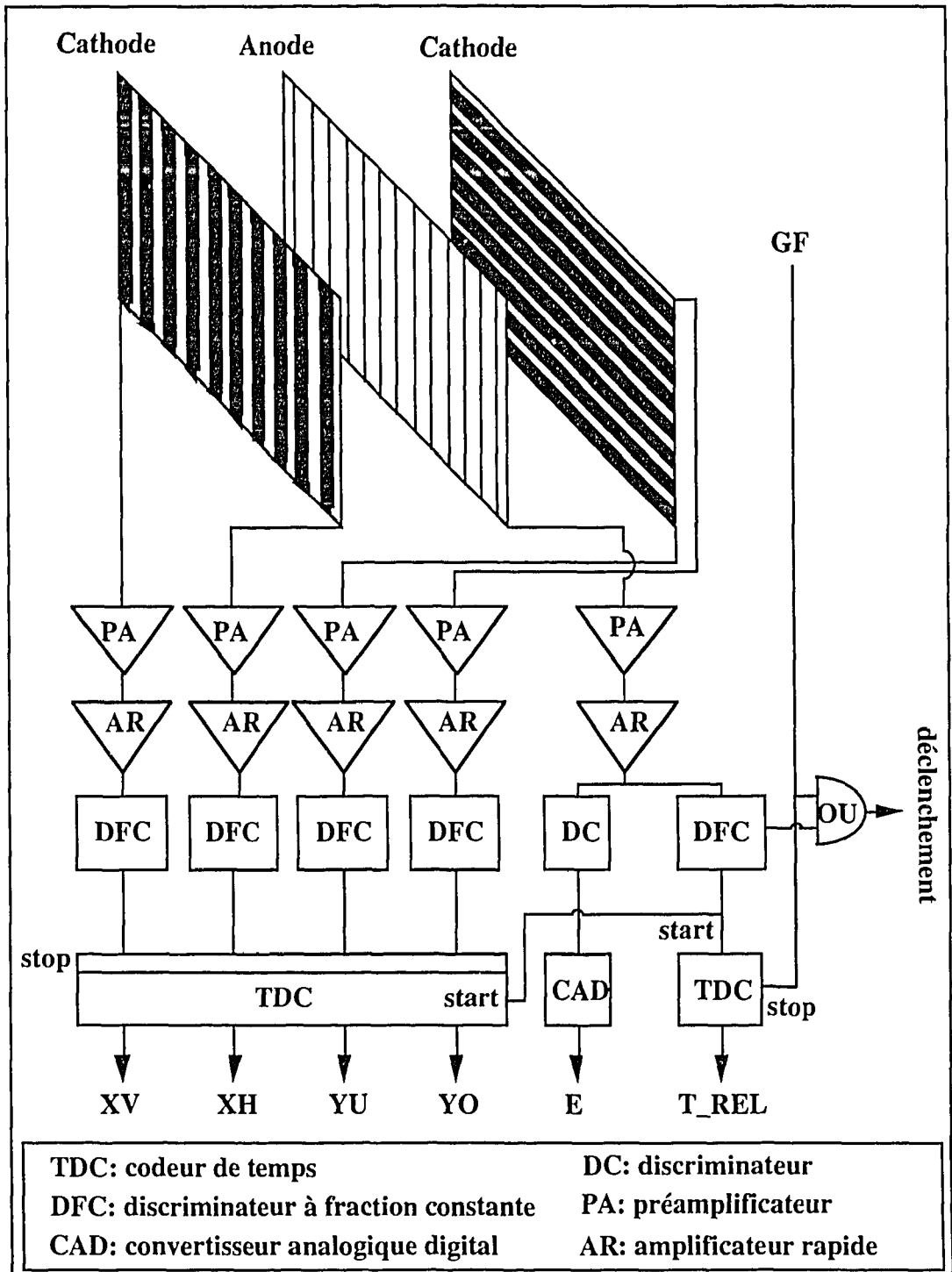
▲ *Tableau I.5 : Numéros, angles et gains en mV/MeV avec résistances de charge en $M\Omega$ des préamplificateurs des jonctions silicium*

Pour contrôler la stabilité de nos chaînes de mesure au cours de l'expérience un générateur d'impulsions très stable à très faible fréquence (1 Hertz) est connecté sur les entrées "test" de chaque préamplificateur. Des impulsions positives sont envoyées sur les préamplificateurs des détecteurs polarisés négativement (uniquement les jonctions de 12 μm) et des impulsions négatives sur tous les autres.

IV.3. L'électronique associée aux détecteurs à plaques parallèles

Le schéma de l'électronique associée aux détecteurs à plaques parallèles est donné figure I.14. Le signal engendré par la collection des électrons par les fils composant l'anode sert de signal de déclenchement du système d'acquisition des données, de temps de référence et de mesure de l'énergie déposée dans le gaz par les fragments de fission.

Le signal logique destiné au déclenchement du système d'acquisition des données et à la référence en temps est généré par un préamplificateur, un amplificateur rapide et un discriminateur à fraction constante. Les signaux délivrés par chaque ligne à retard sont traités de la même manière. Les temps séparant signaux de ligne à retard et signaux d'anode sont mesurés par des TDC. Le temps relatif (T_REL) entre les deux détecteurs en coïncidence est mesuré de la même façon.



▲ Fig I.14 : Electronique des détecteurs à avalanches à plaques parallèles

Le signal d'anode sert également à extraire l'information énergie déposée dans le gaz. Le signal préamplifié est envoyé dans un module de détection de pic puis un allongeur, un CDA permet de coder l'amplitude du signal qui est liée à l'énergie déposée dans le gaz. On dispose donc d'un signal énergie, de quatre signaux de

position (deux en X et deux en Y) pour chaque détecteur et de la mesure du temps séparant les impacts sur KF et GF quand il y a coïncidence.

IV.4. Le déclenchement du système d'acquisition des données

Les voies électroniques décrites plus haut servent à convertir des signaux électriques délivrés par les détecteurs en informations digitales. Il faut en outre sélectionner le type d'événements qui nous intéresse pour décider de la lecture des différents modules. Cette décision de déclencher ou non le système d'acquisition dépend des conditions que l'on souhaite réunir pour les événements étudiés. Les deux types de mesures réalisées (§ III) ont nécessité deux logiques de déclenchement totalement différentes.

IV.4.1. Mesures dites "exclusives"

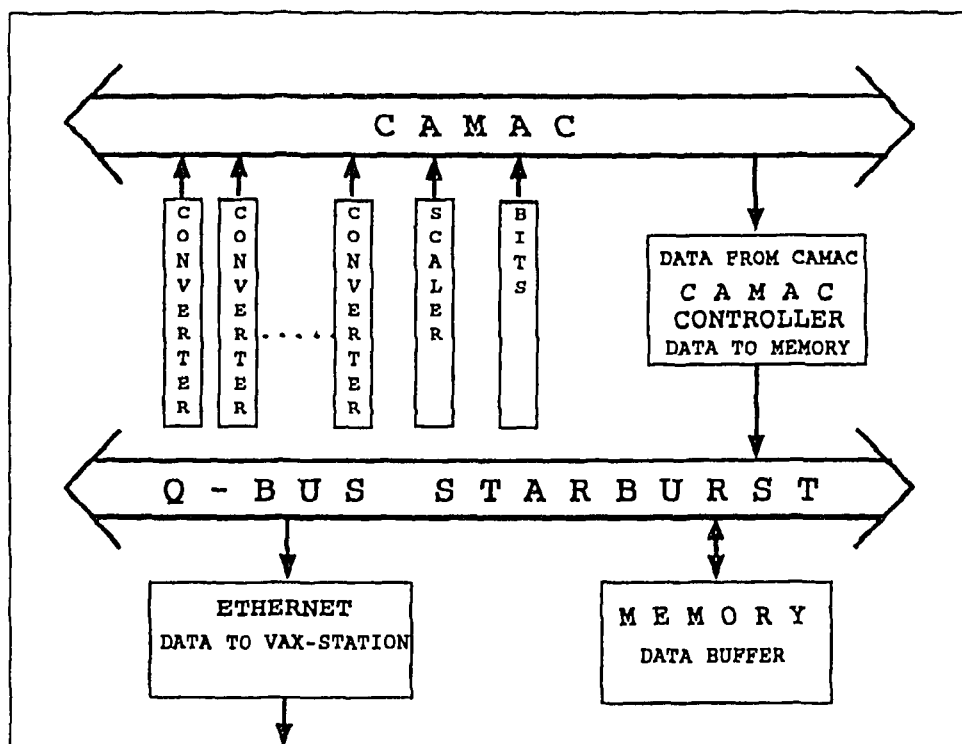
Le système d'acquisition des données est déclenché par la détection d'une particule soit dans au moins l'un des télescopes, soit dans les plaques parallèles, soit par le détecteur silicium collé à la source de californium soit encore par le générateur d'impulsions positives (ce générateur est relié aux jonctions de 12 μm qui ne participent pas au déclenchement). Un **ou** des signaux logiques délivrés par tous ces détecteurs est réalisé pour déclencher le système d'acquisition, ORION fonctionne alors en esclave et ne participe donc pas à la décision.

IV.4.2. Mesures dites "inclusives"

On s'intéresse à toutes les réactions sans aucune condition sur les détecteurs de particules chargées. On considère qu'une réaction a eu lieu quand ORION détecte un "signal prompt" en coïncidence avec la détection d'une particule du faisceau par le détecteur "start". On réalise une coïncidence entre le signal logique retardé délivré par le détecteur "start" couplé à un discriminateur à fraction constante et le signal F d'ORION. Une mesure du temps entre ces deux signaux est réalisée, le signal "start" retardé étant utilisé en stop. Durant ces mesures les détecteurs de particules chargées sont en esclave et comme nous le verrons au chapitre 2 § II ceci permettra de normaliser les mesures dites "exclusives" par rapport aux mesures dites "inclusives".

V. LE SYSTEME D'ACQUISITION DES DONNEES

Nous avons utilisé le système d'acquisition des données HOOPSY mis en oeuvre par les physiciens et les informaticiens du Hahn Meitner Institut de Berlin, un schéma de principe en est donné figure I.15.



▲ Fig I.15 : Schéma de principe du système d'acquisition des données Hoopsy

V.1. La collection des données

Une interface CAMAC permet de lire les modules électronique (CDA, QDC, TDC, échelles de comptage...) simultanément. La collection correcte des données et la synchronisation des actions de tous les modules CAMAC par les signaux extérieurs est réalisée par un Master Camac Unit MCU (HMI Y57).

Le signal de déclenchement (§ IV.4) qui arrive sur le MCU active une impulsion commandant l'ouverture des différentes portes de codage des modules et convertisseurs. Le MCU, alors occupé rejette tous les signaux de déclenchement qui se présentent. Après la conversion le MCU envoie un LAM (Look At Me) pour lire le contenu de tous les modules, quand celle-ci est terminée le MCU génère un signal de remise à zéro de tous les modules. Le MCU à nouveau libre peut accepter une nouvelle impulsion en entrée.

Le starburst (PDP11/73 on board) contrôle l'interface et le transit des données vers la station Vax (qui travaille sous DECnet) via l'Ethernet. Toutes les données brutes sont envoyées vers le programme de monitoring et stockées sur les disques temporaires de la station vax avant d'être copiées sur support magnétique, en l'occurrence des bandes de type "exabyte".

Le temps d'acquisition des données est de 2 ms par événement. Le taux maximum d'acquisition est donc de quelques centaines par seconde. Le temps mort du système d'acquisition des données est estimé en ligne de manière à ajuster l'intensité du faisceau. Pour cela on compte le nombre de signaux délivrés par le déclenchement et celui d'événement réellement acquis.

V.2. Le contrôle en ligne

La station vax sur laquelle sont stockées temporairement les données est équipée d'un terminal de visualisation permettant le contrôle en ligne. Le nombre important de paramètres et donc de spectres à une et deux dimensions nécessaires pour le contrôle en ligne nous a conduit à utiliser une seconde station vax et le logiciel d'analyse PAW élaboré au CERN.

Nous avons pu ainsi contrôler en ligne le fonctionnement du détecteur ORION grâce aux spectres de multiplicités de neutrons, en visualisant les diverses matrices E- Δ E des télescopes et les détecteurs à plaques parallèles en représentant la localisation des impacts.

Chapitre 2 : ANALYSE DES DONNEES

I. TRI DES DONNEES

La première phase de l'analyse consiste à éliminer tous les événements qui ne résultent pas de réactions entre le faisceau et le matériau constituant la cible. Les détecteurs plastiques (voir chapitre 1 § II.1) fonctionnant en veto permettent d'écartier une large fraction des événements pour lesquels le faisceau ou son halo n'interceptent pas la cible.

Les grands détecteurs plastiques placés à l'extérieur et en amont d'ORION (S3 à S6) permettent de marquer les particules qui pénètrent directement dans le scintillateur pouvant déclencher le système d'acquisition des données. Les quatre petits scintillateurs plastiques (S7 à S10) placés dans la chambre à réaction et en amont de la cible permettent de marquer les particules incidentes n'atteignant pas la cible et risquant de déclencher le système d'acquisition des données par une réaction sur un élément quelconque se trouvant dans la chambre et au voisinage de la cible (porte-cible, télescope avant et arrière, barre de soutien, etc...). La proportion des événements écartés pour chaque système étudié est donnée dans le tableau II.1.

Faisceau	Energie	Cible	Inclusif	Exclusif
hélium 3	2 GeV	Or	10,0%	3,5%
hélium 3	2 GeV	Uranium	13,8%	15,1%
proton	475 MeV	Or	10,0%	13,4%
proton	475 MeV	Uranium	15,2%	13,0%
proton	2 GeV	Or	22,7%	22,6%
proton	2 GeV	Uranium	22,7%	80,6%

▲ *Tableau II.1 : Pourcentage d'événements non dus à des réactions du faisceau avec la cible et écartés lors de l'analyse pour les mesures de type "inclusif" et "exclusif"*

On remarque que le nombre d'événements à éliminer dépend de l'énergie, du type de mesure et de la nature de la cible, les intensités utilisées pour chaque cible et chaque mesure étant différentes. On peut remarquer les difficultés rencontrées avec le faisceau de protons à haute énergie. En particulier avec la cible d'uranium, les mesures exclusives ne sont guère exploitables du fait de la trop mauvaise qualité du faisceau à ce moment là.

Il faut également écarter les événements résultant d'une fission de la source de monitoring de californium et les événements pour lesquels le système d'acquisition a été déclenché par le générateur d'impulsions destiné à contrôler la stabilité des chaînes électroniques. Ces deux classes d'événements sont étudiées à part, leur sélection est faite par lecture des bits de marquage.

II. NORMALISATION

II.1. Principe de la normalisation réalisée

Afin de déterminer les sections efficaces et les multiplicités de particules émises pour différents types d'événements on a besoin de connaître le nombre de particules incidentes pour chaque mesure. Durant les mesures de type inclusif le nombre de particules incidentes est compté par le détecteur "start" (voir chapitre 1 § III.1). En mesures de type exclusif on ne compte plus les particules incidentes (le détecteur "start" utilisé en inclusif ne pouvant plus être utilisé, du fait de la trop grande intensité du faisceau), on a donc normalisé les mesures exclusives par rapport aux mesures inclusives en utilisant les particules chargées légères détectées par les télescopes qui jouaient ainsi un rôle de moniteur.

Le nombre de particules de type X détectées à l'angle θ dans l'angle solide $d\Omega$ est :

$$n(X,\theta) = \Phi \frac{d\sigma(X,\theta)}{d\Omega} \text{ep} \frac{N}{A} (1-t) \varepsilon d\Omega$$

avec :

Φ	nombre de particules incidentes
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(X,\theta)$	section efficace différentielle d'émission d'une particule X à l'angle θ dans l'angle solide $d\Omega$ (cm^2/sr)
$d\Omega$	angle solide du détecteur (sr)
ε	efficacité du détecteur pour une particule X
ep	épaisseur de la cible (g/cm^2)
A	masse atomique de la cible (g)
N	nombre d'Avogadro
t	pourcentage de temps mort du système d'acquisition des données

La section efficace différentielle d'émission de la particule X à l'énergie E et l'angle θ , l'angle solide du détecteur et l'efficacité du détecteur sont indépendants du

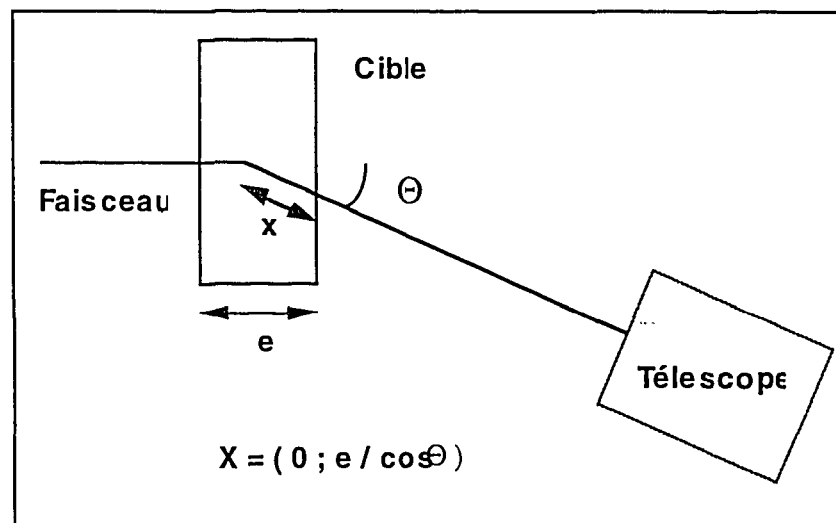
type de mesure effectuée, on peut donc écrire cette relation en affectant les indices inc et exc aux grandeurs $n(X,\theta)$, Φ , ep et t pour les deux types de mesures. En combinant les deux relations on obtient la relation entre les intensités de faisceau pour chaque type de mesure:

$$(\Phi)_{exc} = \frac{n(X,\theta)_{exc}}{n(X,\theta)_{inc}} \frac{(1-t_{inc})}{(1-t_{exc})} \frac{ep_{inc}}{ep_{exc}} (\Phi)_{inc}$$

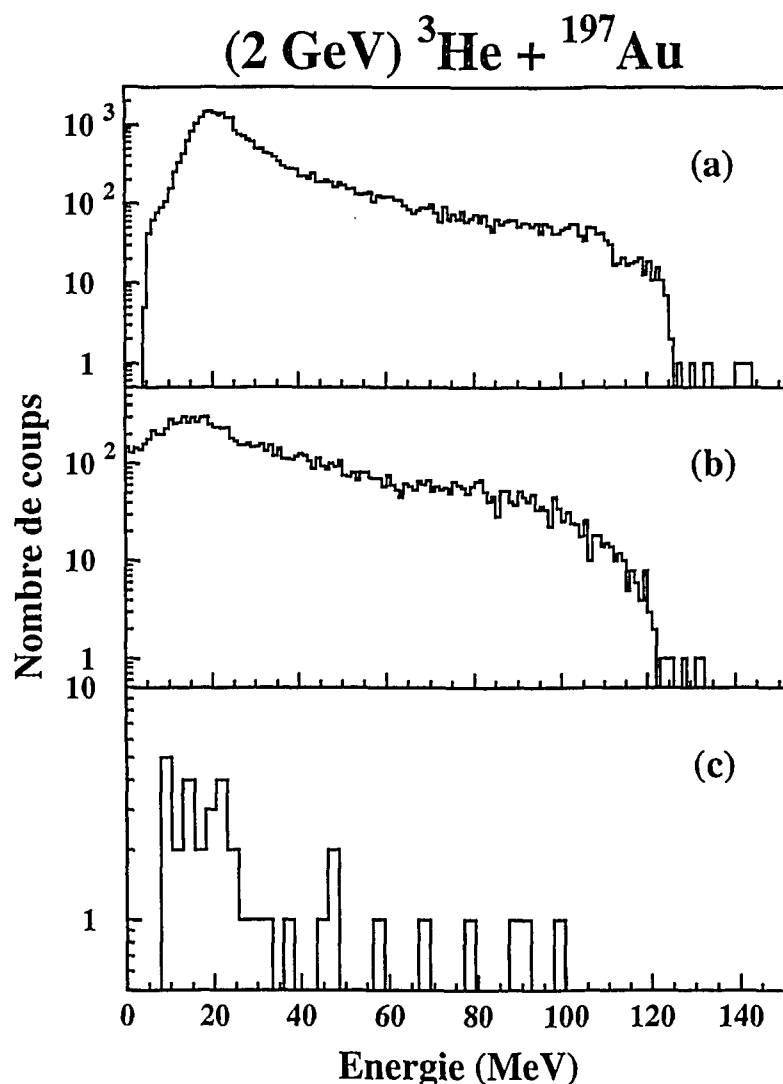
Le nombre de particules incidentes pendant les mesures inclusives $(\Phi)_{inc}$ est compté par une échelle, les épaisseurs de cibles et les temps morts du système d'acquisition sont connus, pour normaliser il faut déterminer le rapport $\frac{n(X,\theta)_{exc}}{n(X,\theta)_{inc}}$ à partir des données expérimentales.

$n(X,\theta)_{exc}$ et $n(X,\theta)_{inc}$ sont les intégrales des spectres en énergie de la particule X détectée par le télescope situé à l'angle θ , en mesures exclusives et inclusives respectivement. Des précautions doivent être prises pour tenir compte des effets de ralentissement dans les cibles. En effet les cibles utilisées lors de mesures inclusives sont si épaisses (de l'ordre de $1g/cm^2$) que les particules chargées sont fortement ralenties et parfois même stoppées, les spectres en énergie résultant sont donc fortement distordus par rapport aux spectres exclusifs obtenus à partir de cibles minces (de l'ordre de $1mg/cm^2$).

Nous avons simulé la traversée d'une cible épaisse par les particules détectées en exclusif en procédant de la manière suivante:



▲ Fig II.1 : Simulation de la perte d'énergie dans une cible épaisse



▲ *Fig II.2 : Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ à 15°*
a - en cible mince
b - après simulation de la traversée de la cible épaisse
c - en cible épaisse

Les mesures en cibles minces nous donnent la distribution énergétique de la particule X à l'angle θ (voir figure II.2-a). On fait l'hypothèse que la probabilité de réaction est constante sur toute l'épaisseur de la cible. On suppose pour cela que la section efficace de production ne change pas avec l'énergie du faisceau, celui-ci étant très peu ralenti (à titre d'exemple un proton de 800 MeV perd 0,5 MeV dans la cible d'or considérée). On génère alors par une simulation Monte-Carlo l'endroit x où a lieu la réaction (voir figure II.1). Connaissant la nature de la particule, son énergie et l'épaisseur de matière à traverser on calcule l'énergie de la particule émergente de la cible épaisse (si elle n'est pas stoppée), on peut alors reconstituer le spectre énergétique des particules mesurées en exclusif corrigé du ralentissement dans la cible (figure II.2-b). On impose le même seuil de détection que pour les mesures inclusives (figure II.2-

c) et le rapport: $\frac{n(X,\theta)_{exc}}{n(X,\theta)_{inc}}$ est le rapport des intégrales des spectres exclusif corrigé et inclusif. La détermination de ce rapport permet celle de $(\Phi)_{exc}$.

Les particules les plus favorables pour ce genre de simulation doivent être aussi peu ralenties que possible dans la cible. Les protons remplissent cette condition mais leurs spectres en énergie sont perturbés à haute énergie par ceux des protons qui ne s'arrêtent pas dans les détecteurs E. On utilise les tritons et les particules de Z=2 qui sont tous arrêtés dans les détecteurs E. Nous n'avons retenu comme moniteurs que les télescopes placés à des angles inférieurs ou égaux à 60° qui sont les seuls statistiquement exploitables.

Le rapport $\frac{n(X,\theta)_{exc}}{n(X,\theta)_{inc}}$ ne dépend que des intensités relatives des faisceaux utilisés en mesures dites "exclusives" et "inclusives", il ne dépend ni du type de particules ni de l'angle, nous l'appellerons désormais $\frac{n_{exc}}{n_{inc}}$ et allons l'évaluer pour chaque système étudié. Les mesures de type "inclusif", destinées à la mesure des seules distributions de multiplicités de neutrons sont très courtes et la statistique dont nous disposons pour les tritons et les particules de Z=2 est très pauvre ce qui induit de grandes incertitudes d'origine statistique sur le $n(X,\theta)_{inc}$ donc sur le rapport $\frac{n_{exc}}{n_{inc}}$.

Une autre source d'incertitude intervient dans notre normalisation: toutes les particules comptées dans le détecteur "start" interceptent-elles la cible? Nous pouvons répondre à cette question en utilisant des détecteurs amovibles placés en aval de la cible et il apparaît que le nombre de particules donné par le "start" est cohérent avec celui donné par le détecteur placé en aval.

II.2. Expression des sections efficaces mesurées

II.2.1. En mesure de type "inclusif"

En mesures dites "inclusive" toutes les réactions sont prises en compte, on peut donc assimiler la section efficace de réaction mesurée à la section efficace totale de réaction. En utilisant les notations définies au paragraphe précédent et en appelant $\frac{dn_{tot}}{dM_n}$ la distribution de multiplicité de neutrons, la section efficace de réaction associée à la multiplicité M_n est:

$$\frac{d\sigma_{tot}}{dM_n} = \frac{A}{\epsilon p_{inc} \mathcal{N}(1 - t_{inc}) \Phi_{inc}} \frac{dn_{tot}}{dM_n}$$

II.2.2. En mesure de type "exclusif"

Le système d'acquisition des données est déclenché par la détection d'une particule chargée par un télescope ou d'un fragment de fission par un détecteur à plaques parallèles. La section efficace de production de la particule X à l'angle θ associée à la multiplicité neutronique M_n est:

$$\frac{d^2\sigma(X,\theta)}{dM_n d\Omega} = \frac{A}{e p_{exc} \mathcal{N}(1-t_{exc}) \Phi_{exc}} \frac{d^2n(X,\theta)}{dM_n d\Omega}$$

avec $\frac{d^2n(X,\theta)}{dM_n d\Omega}$ la distribution de multiplicité de neutrons associée à la détection d'une particule X à l'angle θ dans un angle solide $d\Omega$. L'utilisation du facteur de normalisation $\frac{n_{exc}}{n_{inc}}$ défini précédemment donne:

$$\frac{d^2\sigma(X,\theta)}{dM_n d\Omega} = \frac{n_{inc}}{n_{exc}} \frac{A}{e p_{inc} \mathcal{N}(1-t_{inc}) \Phi_{inc}} \frac{d^2n(X,\theta)}{dM_n d\Omega}$$

III. MULTIPLICITES NEUTRONIQUES

III.1. Déconvolution du bruit de fond et des empilements

Pour chaque événement et pour chaque secteur Orion fournit deux informations de multiplicité: une mesure déclenchée sur une réaction nucléaire ou sur du bruit de fond conduit à M_n , et une déclenchée essentiellement sur du bruit de fond, qui conduit à M_n' . On détermine la distribution de multiplicité de neutrons corrigée $P_c(n)$ à partir des distributions M_n (figure II.3-a) de M_n' (figure II.3-b).

Soit $P_m(n)$ la probabilité d'avoir la multiplicité mesurée n

$$P_m(n) = \frac{M_n}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M_i}$$

Soit $P_b(n)$ la probabilité d'avoir la multiplicité de bruit de fond n

$$P_b(n) = \frac{M_n'}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M_i'}$$

Soit $P_c(n)$ la probabilité d'avoir la multiplicité corrigée n

La probabilité de mesurer 0 neutron est le produit de la probabilité corrigée d'avoir 0 neutron par la probabilité d'avoir un bruit de fond de 0 neutron:

$$P_m(0) = P_c(0) \times P_b(0)$$

La probabilité de mesurer 1 neutron est:

$$P_m(1) = P_c(1) \times P_b(0) + P_c(0) \times P_b(1)$$

Et la probabilité de mesurer n neutrons est plus généralement:

$$P_m(n) = \sum_{j=0}^n P_c(j) \times P_b(n-j)$$

La probabilité corrigée d'avoir n neutrons est donc :

$$P_c(n) = \left(P_m(n) - \sum_{j=0}^{n-1} P_c(j) \times P_b(n-j) \right) / P_b(0)$$

On peut ensuite estimer l'erreur commise sur le calcul de la probabilité corrigée $dP_c(n)$.

$$dP_c(n) = \sqrt{\sum_{j=0}^n \left(\frac{dP_c(n)}{dP_m(j)} dP_m(j) \right)^2 + \sum_{j=0}^n \left(\frac{dP_c(n)}{dP_b(j)} dP_b(j) \right)^2}$$

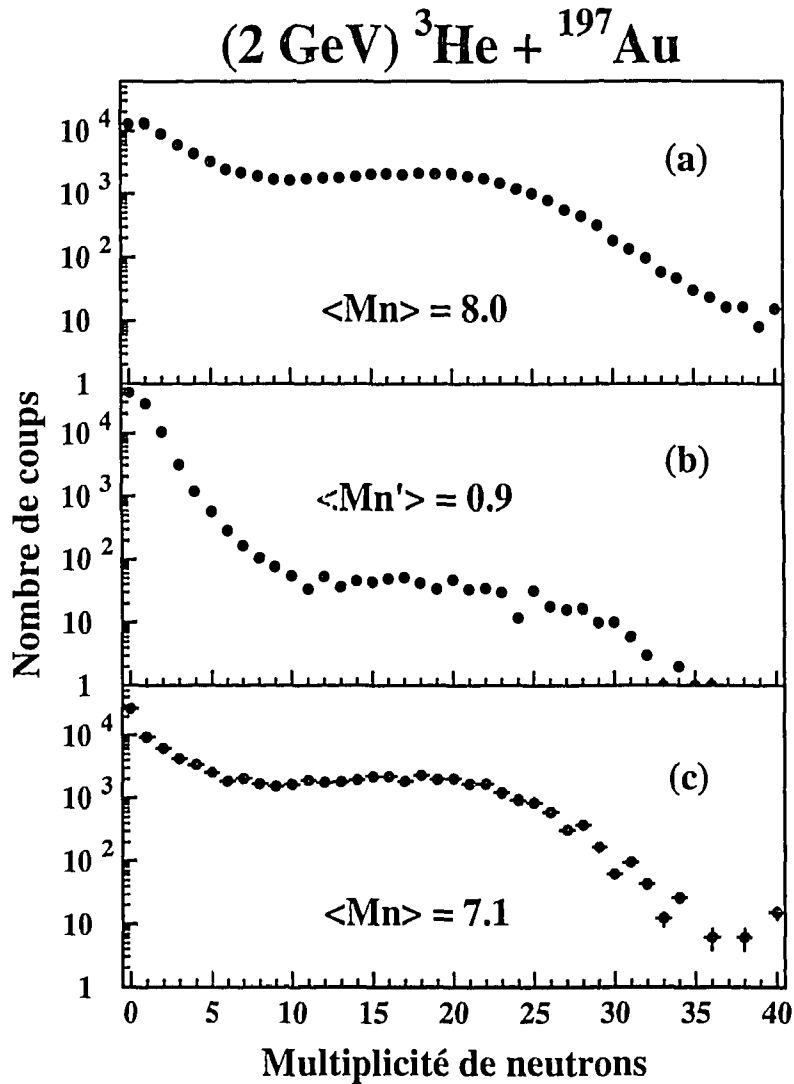
Avec $dP_m(n)$ et $dP_b(n)$ les erreurs statistiques sur les probabilités mesurées dans la première et seconde porte respectivement:

$$dP_m(n) = P_m(n) \sqrt{\frac{1}{M_n} + \frac{1}{\sum_{i=0}^{n_{\max}} M_i}} \quad \text{et} \quad dP_b(n) = P_b(n) \sqrt{\frac{1}{M'_n} + \frac{1}{\sum_{i=0}^{n_{\max}} M'_i}}$$

On remarque que l'erreur commise pour la multiplicité n résulte de la propagation des erreurs statistiques sur toutes les multiplicités inférieures et dépend donc fortement de la statistique disponible, ce qui explique aussi les fluctuations observées sur la queue de la distribution corrigée.

On peut donc extraire une distribution de multiplicité "corrigée" mais en aucun cas on ne peut faire de correction événement par événement. On peut remarquer que la multiplicité "corrigée" moyenne est égale à la multiplicité mesurée moyenne moins la multiplicité correspondant au bruit de fond moyen.

Dans l'exemple présenté le bruit de fond moyen est de 0,9 unité (figure II.3-b), la distribution "corrigée" (figure II.3-c) a une multiplicité moyenne de 7,1 neutrons, et est décalée en moyenne de 0,9 neutrons par rapport à la distribution mesurée (figure II.3-a), dont la moyenne est de 8,0.



▲ Fig II.3 : Distributions de multiplicités de neutrons
 a - distribution de multiplicité mesurée brute
 b - distribution de bruit de fond brute
 c - distribution déconvoluée du bruit de fond et des empilements

La procédure décrite ci-dessus permet également de prendre en considération les empilements. En effet la probabilité qu'il y ait empilement (deux événements physiques durant le temps d'ouverture de la porte de comptage) est la même que celle qu'il y ait une réaction nucléaire dans la seconde porte puisque celle-ci est déclenchée aléatoirement. De tels événements sont parfaitement visibles à haute multiplicité sur le spectre II.3-b où ils représentent environ 2 % des événements de même multiplicité

comptés sur le spectre II.3-a. La visualisation de ces 2 spectres en ligne est très utile pour contrôler le taux d'empilement et permet de régler l'intensité acceptable du faisceau pour que les mesures restent significatives.

Les distributions résultant de la déconvolution (figure II.3-c) sont donc à la fois corrigées en moyenne du bruit de fond et des empilements.

III.2. Problèmes liés à la qualité des différents faisceaux

III.2.1. Nécessité d'un critère de sélection supplémentaire

Afin de marquer les particules incidentes ne pouvant être considérées comme faisant partie intégrante du faisceau, nous avons placé des détecteurs à scintillateurs plastiques en amont d'Orion (voir chapitre 1 § II.1). Ces particules proviennent essentiellement de diffusions ou de réactions nucléaires induites dans le spectromètre SPES IV et il n'est pas exclu que certaines d'entre elles soient des neutrons de haute énergie auxquels les détecteurs plastiques, trop minces, ne sont pas sensibles. D'autre part la couverture spatiale des détecteurs (S3 à S10) n'est pas totale. Il n'y a pas recouvrement de la limite interne des détecteurs extérieurs avec la limite externe des détecteurs intérieurs. Pour ces deux raisons (insensibilité des détecteurs aux neutrons et couverture spatiale imparfaite) la condition de veto appliquée aux détecteurs S3 à S10, décrite au chapitre 2 § I, n'est pas efficace à 100%.

Ces particules "parasites" sont surtout gênantes lors des mesures dites "inclusives" car elles peuvent déclencher la mesure neutronique. En revanche pendant les mesures dites "exclusives" Orion ne participant pas au déclenchement du système d'acquisition, la présence de ces particules ne constitue pas un réel problème. L'analyse des données, obtenues lors des mesures dites "inclusives", a donc fait appel à d'autres quantités mesurées que celles mentionnées jusqu'ici pour écarter au mieux les "mauvais" événements, c'est à dire ceux ne résultant pas d'une réaction entre une particule du faisceau direct et la cible. Ces quantités sont la mesure du temps entre le détecteur "start" et le premier photomultiplicateur d'ORION à détecter de la lumière (uniquement disponible pour les mesures dites "inclusives"), mais aussi la "quantité" de cette lumière. Les signaux prompts étant sommés sur les six photomultiplicateurs d'un même secteur, nous disposons secteur par secteur d'une information relative à la quantité de lumière.

Chaque mesure avec cible est accompagnée d'une mesure que nous appelons "sans cible", c'est à dire pour laquelle la partie active de la cible a été retirée mais l'environnement (porte-cible, cadre de la cible) a été conservé. Notons également que les trois faisceaux utilisés ont des qualités optiques très différentes. Comme nous le

verrons en détail dans ce qui suivra, ils posent des problèmes spécifiques, le faisceau de protons à 2 GeV étant le moins "propre" des trois.

III.2.2. Les spectres de temps entre le détecteur "start" et ORION

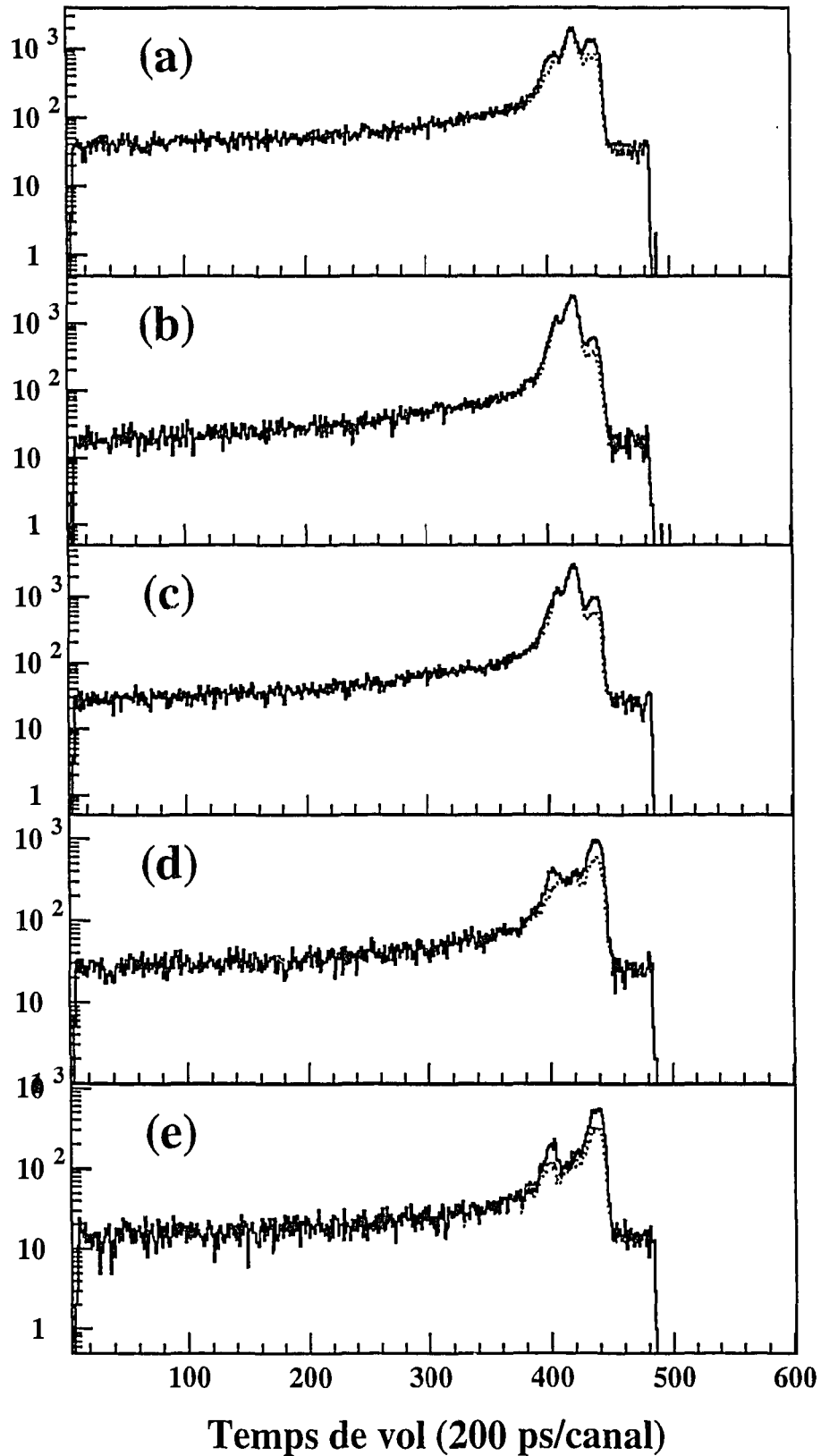
Les spectres de temps détecteur "start"-ORION obtenus avec les cibles d'uranium, de bismuth, d'or, de carbone et en l'absence de cible sont présentées respectivement figures II.4-a, II.4-b, II.4-c, II.4-d et II.4-e. On observe un spectre de bruit de fond plat, dû aux coïncidences fortuites, et une composante à trois structures qui est représentée sous forme dilatée figures II.5, II.6 et II.7. Ces structures correspondent pour:

- la centrale à des réactions nucléaires sur la cible (elle n'existe pas en absence de cible);
- celle à temps élevé (c'est en fait la première chronologiquement, le détecteur "start" stoppant la mesure de temps) à des particules incidentes frappant l'entrée d'ORION (secteur A);
- celle à temps court (en fait la troisième chronologiquement) essentiellement due à des particules incidentes frappant vraisemblablement la partie arrière de la chambre à réaction et/ou le secteur E.

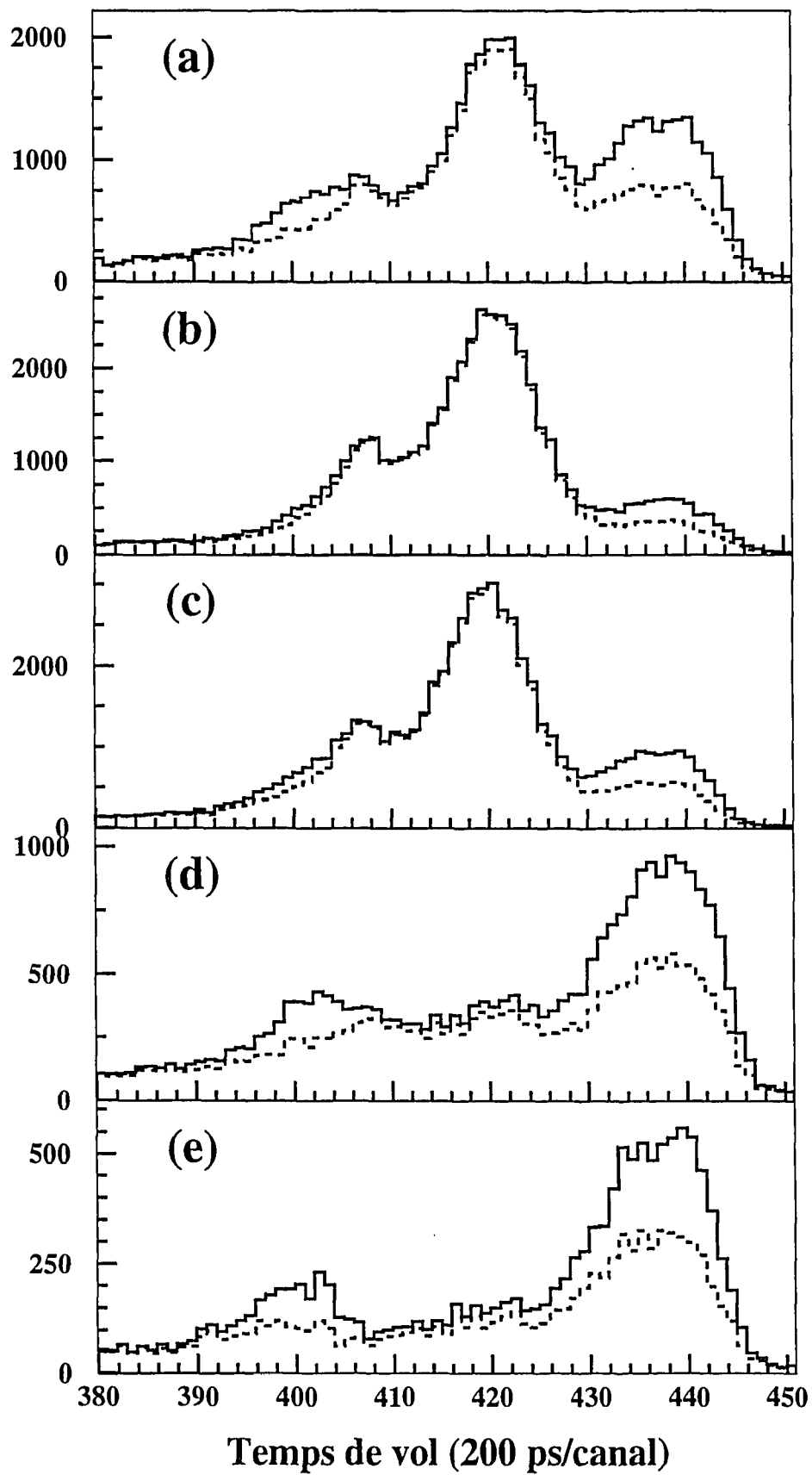
Les six nanosecondes environ séparant les deux pics extrêmes (pour le faisceau de proton à 2 GeV) sont compatibles avec une base de temps de vol de deux mètres entre l'entrée d'ORION et la partie arrière de la chambre à réaction. La cible étant sensiblement plus proche de la partie arrière de la chambre à réaction que de l'entrée d'ORION le temps entre la première et la deuxième structure est légèrement plus court que celui entre la deuxième et la troisième.

Les deux spectres de temps tracés pour chaque système (figures II.5, 6 et 7) représentent pour l'un, toutes les données, et pour l'autre, les données filtrées par la condition de veto sur les détecteurs plastiques. Le rapport signal sur bruit dépend beaucoup de l'épaisseur de la cible. Quelque soit le faisceau considéré les cibles de Bi (784 mg/cm^2) et d'or (575 mg/cm^2), les plus épaisses, donnent les meilleurs résultats.

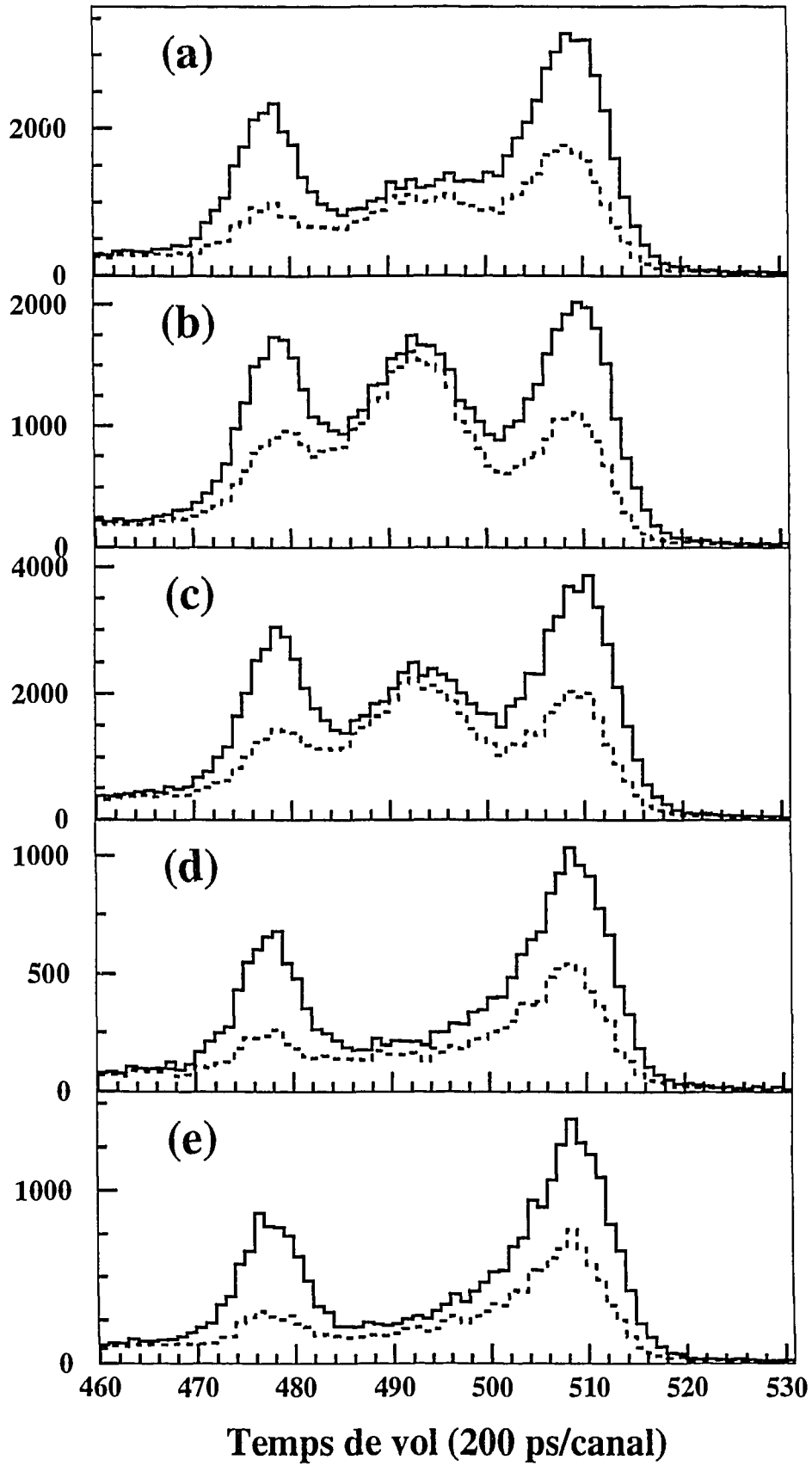
La qualité des faisceaux et l'efficacité de la condition de veto peuvent être mis en évidence en étudiant les spectres obtenus sans cible. Le nombre de particules frappant l'entrée d'ORION est toujours supérieur à celui frappant la partie arrière de la chambre à réaction. La condition de veto permet d'écartier environ la moitié des "mauvais" événements pour les faisceaux de 2 GeV et plus encore pour le faisceau de protons à 475 MeV. Le nombre relatif de particules incidentes frappant l'arrière de la chambre à réaction avec et sans cible permet d'évaluer l'importance de la dispersion angulaire ("stragglings") du faisceau après traversée de la cible. Elle dépend fortement de



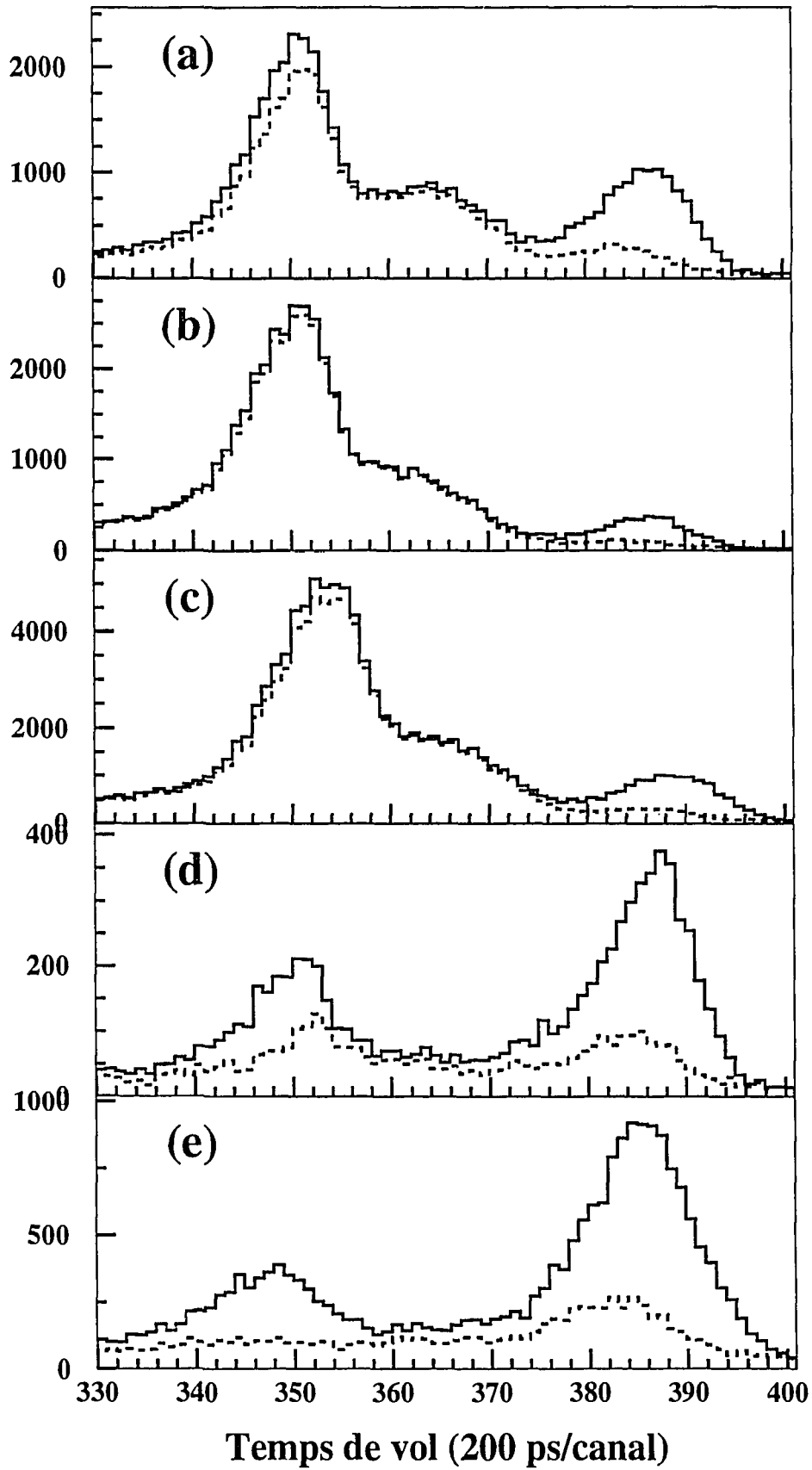
▲ Fig II.4 : Spectres de temps entre le détecteur 'start' et ORION pour les systèmes $(2 \text{ GeV}) \text{ } ^3\text{He} + \text{U}$ (a), Bi (b), Au (c), C (d) et sans cible(e) pour toutes les réactions (traits pleins) et celles satisfaisant aux conditions de veto (traits pointillés)



▲ Fig II.5 : Mêmes spectres que figure II.4 mais dilatés



▲ Fig II.6 : Mêmes spectres que figure II.5 pour le faisceau (2 GeV) p



▲ Fig II.7 : Mêmes spectres que figure II.5 pour le faisceau (475 MeV) p

l'épaisseur de cette dernière, de l'énergie incidente des projectiles et de la qualité optique du faisceau (divergence). Les détecteurs plastiques, tous situés en amont de la cible, sont impuissants à éliminer de tels événements.

III.2.3. Meilleure caractérisation des événements repérés par les scintillateurs plastiques

Afin de mieux caractériser les événements repérés par les détecteurs plastiques (et ceux qui ne le sont pas mais qui relèvent de la même origine) nous avons étudié en détail les multiplicités neutroniques associées. Un exemple est donné pour la réaction (2 GeV) p+Au (figures II.8-a, 8-b et 8-c). Pour chaque secteur d'ORION (A, B, C, D et E) et leur ensemble F sont reportées les densités d'événements en fonction de deux paramètres: le temps détecteur "start"-ORION et la multiplicité de neutrons. Les événements représentés figures II.8-a et 8-b sont ceux déclenchés par les détecteurs plastiques extérieurs (S3 à S6) et intérieurs (S7 à S10) respectivement. On retrouve pour chacun les caractéristiques en temps mentionnées précédemment. On remarque que les multiplicités neutroniques sont loin d'être négligeables et que la distribution de ces neutrons dans les cinq secteurs n'est pas la même pour les événements déclenchés par les détecteurs extérieurs et intérieurs à ORION. Les données pour lesquelles les détecteurs plastiques sont utilisés en veto sont présentés figure II.8-c. On y distingue deux composantes. Une tout à fait analogue à celle observée figures II.8-a et II.8-b caractéristique de "mauvais" événements du type de ceux détectés par les scintillateurs plastiques. L'autre composante, pour les temps intermédiaires, a pour origine des réactions dans la cible, ce sont ces événements que l'on souhaite extraire. Pour la cible d'or il apparaît que la pollution des événements indésirables est négligeable à haute multiplicité neutronique. L'extraction des "bons" événements de basse multiplicité de neutrons est en revanche beaucoup plus délicate.

Nous avons également exploré l'information quantité de lumière sur chaque secteur pour savoir si elle pouvait s'avérer utile pour la séparation des "bons" et des "mauvais" événements. Sur la figure II.9 on a représenté la densité d'événements en fonction de la quantité de lumière et du temps détecteur "start"-ORION. Les mesures avec cible (figure II.9-a) et sans cible (figure II.9-b) montrent qu'en moyenne les quantités de lumières mises en jeu pour chaque type d'événements ("bons" et "mauvais") ne sont pas significativement différentes. Ceci est particulièrement vrai pour les multiplicités neutroniques faibles (figures II.9-c et 9-d). La distinction est plus nette aux multiplicités élevées (figure II.9-e), mais celles-ci correspondent aux événements ne posant pas de problèmes (figure II.8).

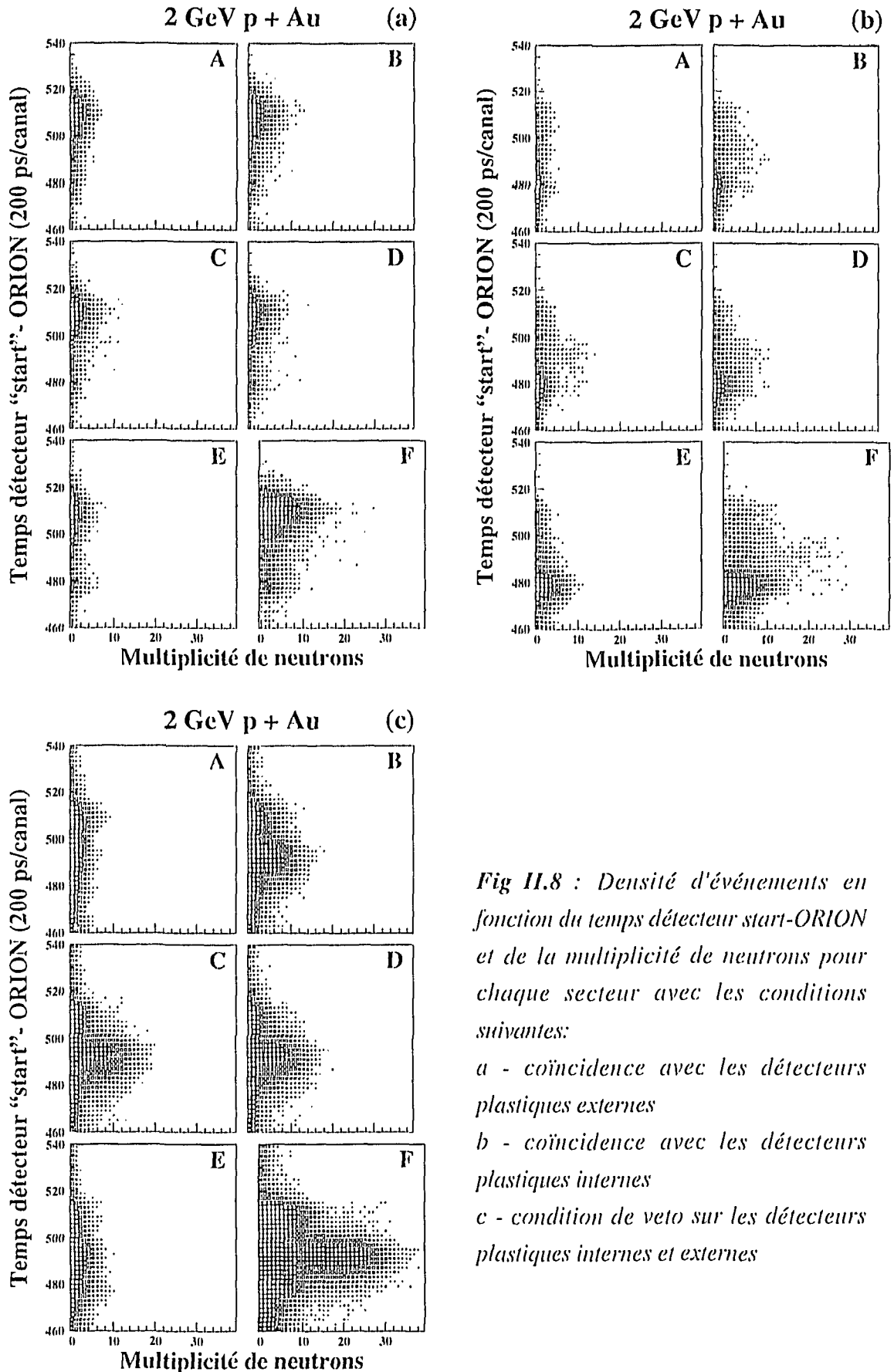


Fig H.8 : Densité d'événements en fonction du temps détecteur start-ORION et de la multiplicité de neutrons pour chaque secteur avec les conditions suivantes:

- a - coïncidence avec les détecteurs plastiques externes*
- b - coïncidence avec les détecteurs plastiques internes*
- c - condition de veto sur les détecteurs plastiques internes et externes*

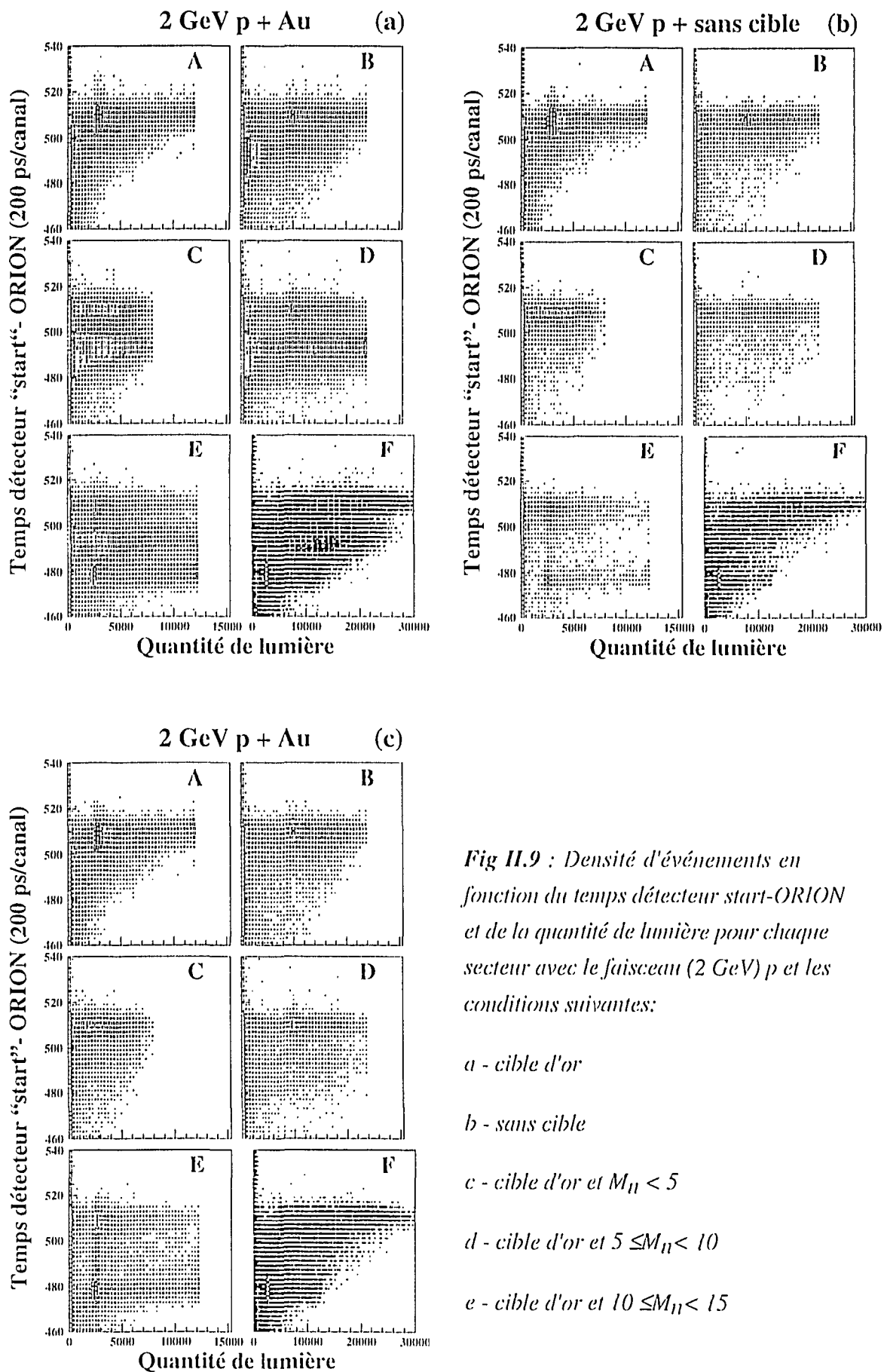


Fig II.9 : Densité d'événements en fonction du temps détecteur start-ORION et de la quantité de lumière pour chaque secteur avec le faisceau (2 GeV) p et les conditions suivantes:

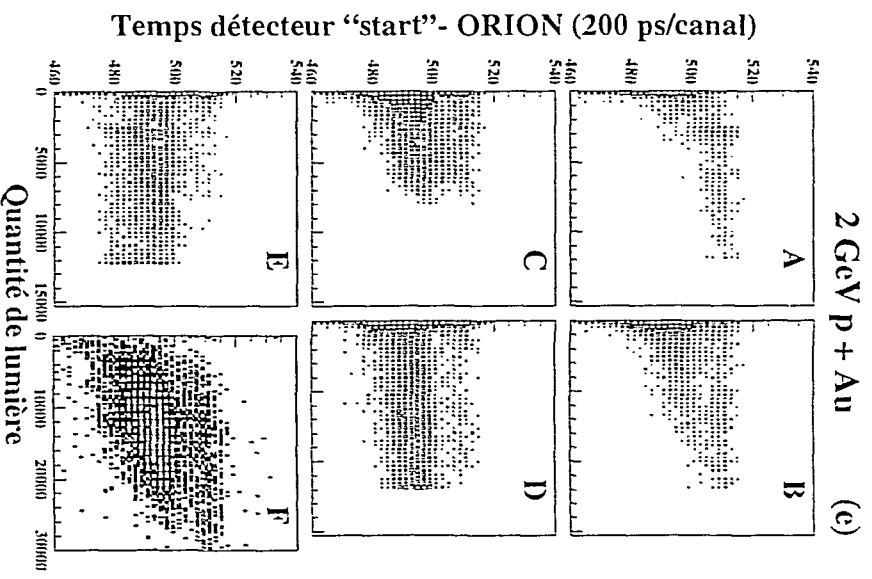
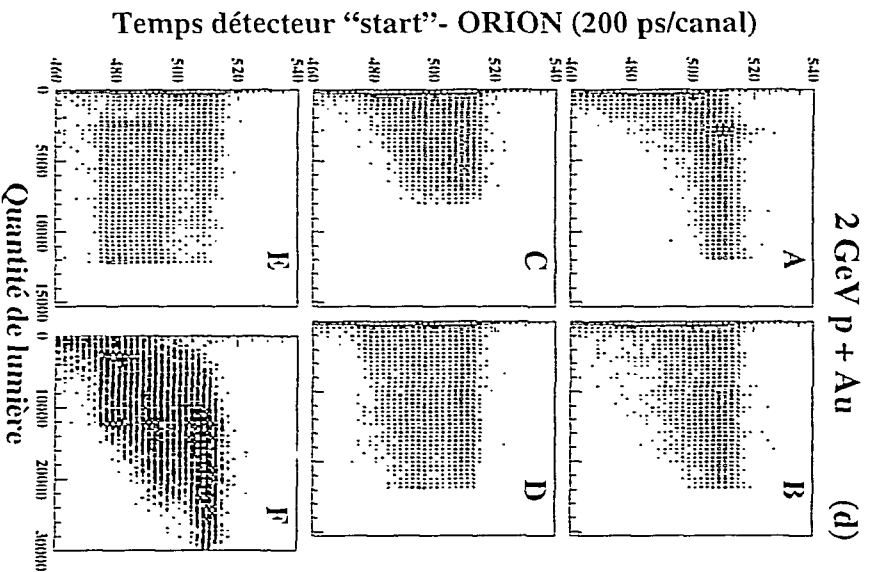
a - cible d'or

b - sans cible

c - cible d'or et $M_n < 5$

d - cible d'or et $5 \leq M_n < 10$

e - cible d'or et $10 \leq M_n < 15$



Nous pouvons donc conclure que l'information temporelle est la plus riche et la seule utilisable pour faire la distinction entre "bons" et "mauvais" événements.

III.2.4. Procédure utilisée pour obtenir les distributions de multiplicité de neutrons

Nous l'illustrons par le traitement réalisé pour le système (2 GeV) p + Bi (figure II.10).

1 Les spectres de temps avec et sans cible sont normalisés sur la partie correspondant au bruit de fond (figure II.10-a).

2. On applique ensuite une fenêtre en temps pour ne conserver que les événements relatifs à la zone où les interactions se produisent (figure II.10-b).

3. On en déduit deux spectres de multiplicités neutroniques relatifs aux mesures avec et sans cible.

4. Ces deux distributions sont alors déconvoluées du bruit de fond et des empilements (voir § III.1) et donnent celles présentées figure II.10-c.

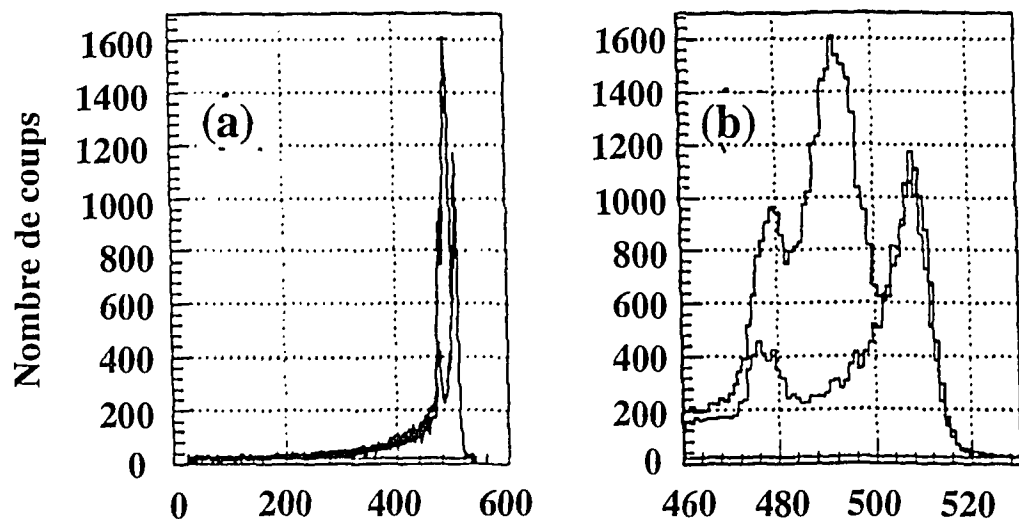
5. La distribution finale de multiplicité de neutrons, corrigée de tous les artefacts expérimentaux, est simplement obtenue par différences des distributions précédentes. Comme nous l'avons mentionné plus haut pour les faibles multiplicités neutroniques la soustraction d'une valeur élevée à une autre valeur élevée entraîne de fortes incertitudes se traduisant par d'importantes barres d'erreurs (figure II.10-d).

III.2.5. Remarques sur la qualité des faisceaux

A titre d'illustration nous présentons les données relatives à la cible de Bi avec les trois faisceaux (figures II.10, II.11 et II.12). C'est pour le faisceau de protons à 2 GeV que la soustraction d'événements parasites est la plus importante. Ils représentent dans le meilleur des cas (rappelons que la cible de Bi est la plus épaisse) près de la moitié des événements résultant du filtrage.

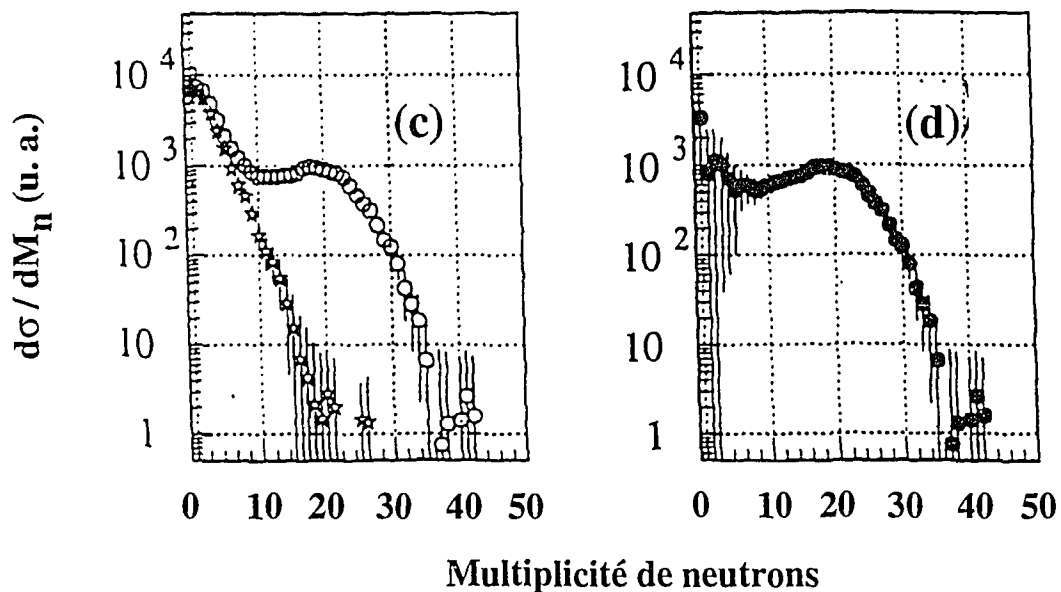
Remarquons également que pour le faisceau de proton à 475 MeV les événements de faible multiplicité (figure II.11-d) sont proportionnellement beaucoup plus abondants qu'avec les deux autres projectiles. Ces événements correspondent en partie à des temps détecteur "start"-ORION incompatibles avec ceux de réactions sur la cible (lesquels sont complètement absents sans cible) (figure II.11-b). Comme nous l'avons déjà mentionné c'est la dispersion angulaire du faisceau dans la cible qui est à l'origine de tels événements. Nous n'avons pas trouvé de méthode fiable pour les

(2 GeV) p + Bi



Spectres de temps détecteur "start"-ORION

(1 canal = 200 ps)



▲ Fig II.10 : Etapes de l'extraction des multiplicités neutroniques inclusives corrigées du bruit de fond et des empilements pour le système (2 GeV) p + Bi

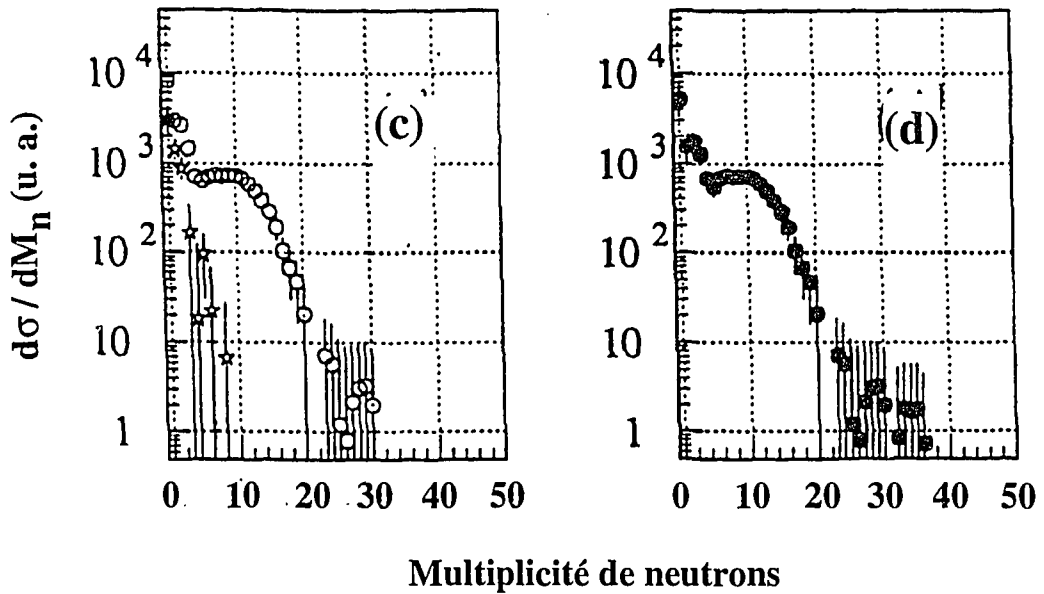
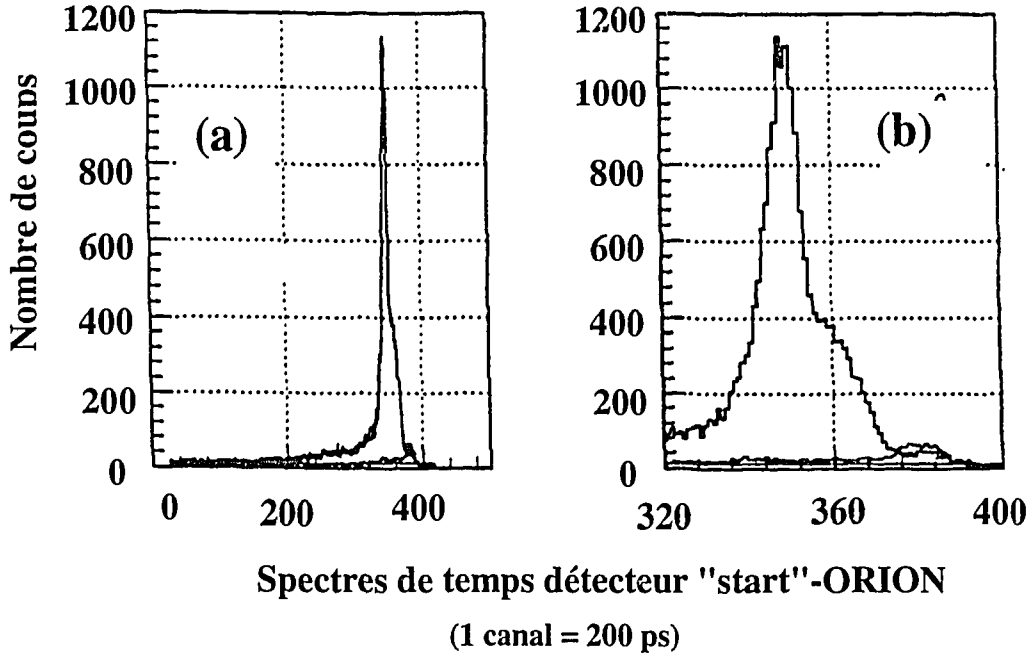
a - spectres de temps détecteur 'start'-ORION avec et sans cible

b - même spectre que (a) mais dilatés

c - distributions de multiplicité de neutrons après déconvolution pour les mesures avec cible (ronds) et sans cible (étoiles)

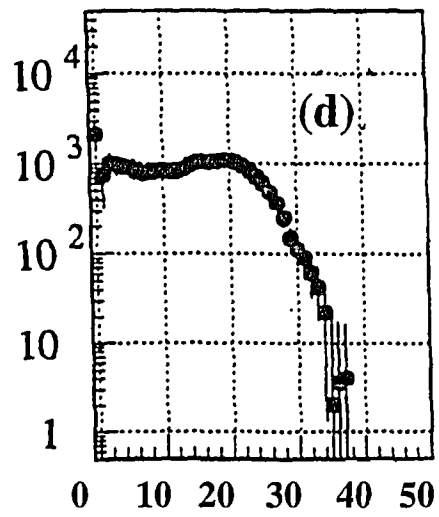
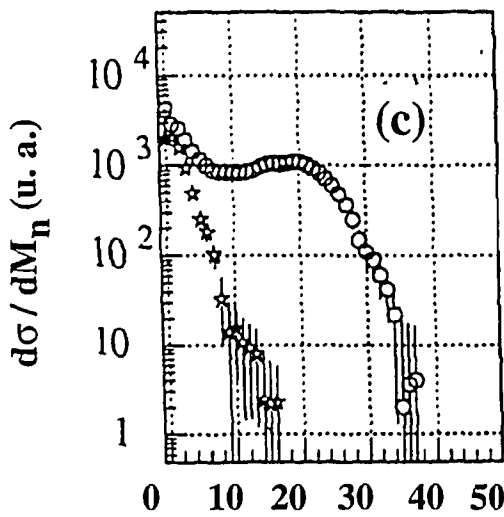
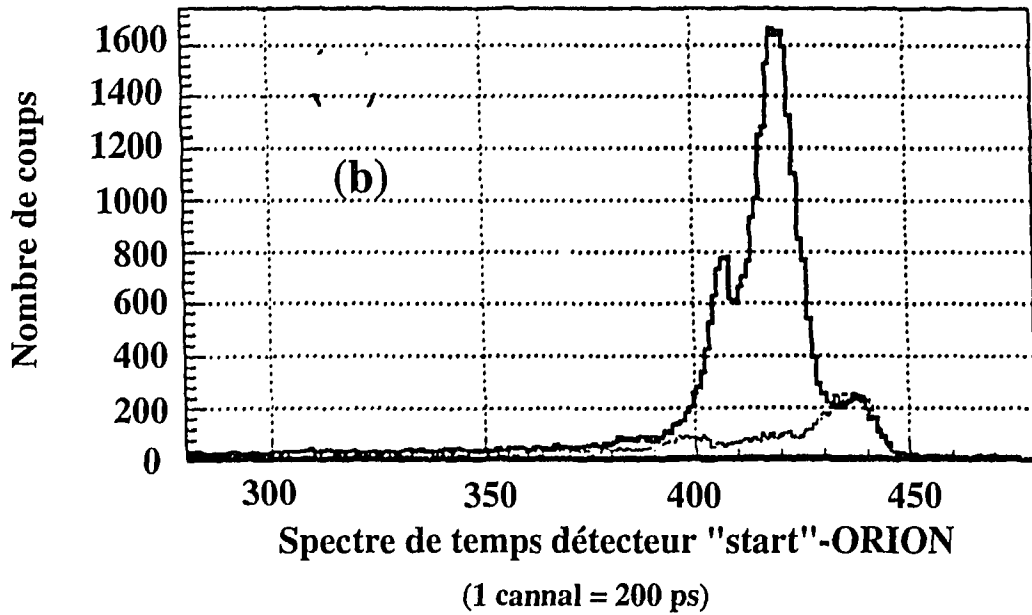
d - distribution obtenue après soustraction des deux précédents spectres

(475 MeV) p + Bi



▲ Fig II.11 : Idem que II.10 pour le système (475 MeV) p + U

(2 GeV) $^3\text{He} + \text{Bi}$



Multiplicité de neutrons

▲ Fig II.12 : Idem que II.10 pour le système (2 GeV) $^3\text{He} + \text{U}$

éliminer. Pour nous en affranchir il aurait fallu utiliser une cible plus mince.

En résumé tous les spectres de multiplicité de neutrons inclusifs (figure IV.3) sont présentés avec de fortes incertitudes à faibles valeurs de multiplicité spécialement à partir du faisceau de protons à 2 GeV.

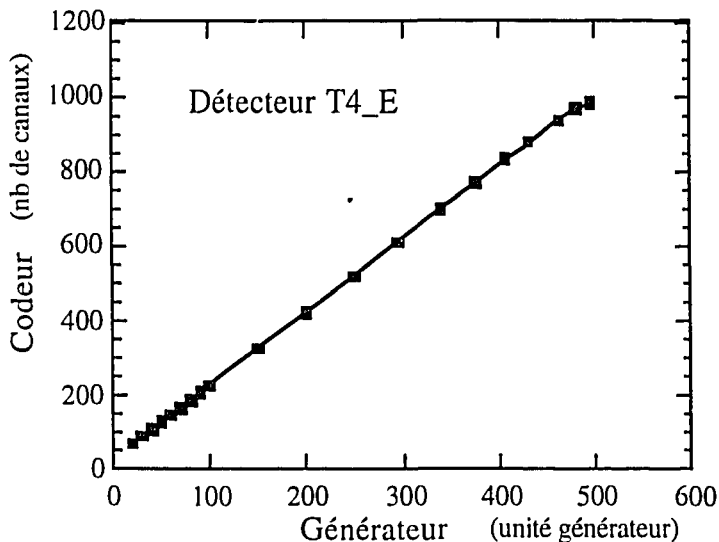
IV. LES TELESCOPES

L'analyse des données obtenues avec les jonctions au silicium composant les télescopes comporte plusieurs étapes. Il faut vérifier la linéarité des chaînes électroniques, la stabilité de chaque voie durant l'expérience, étalonner les détecteurs en énergie et identifier les différentes particules.

IV.1. Linéarité et stabilité

IV.1.1. La linéarité

On l'étudie en appliquant des impulsions électriques calibrées à l'entrée de chaque préamplificateur. La réponse des voies électroniques en fonction de l'amplitude des impulsions détermine la linéarité des chaînes électroniques. La courbe de linéarité d'un détecteur (le T9_d2L en l'occurrence) est représentée figure II.13, l'amplitude



*Fig II.13 :
Linéarité de la voie
électronique
associée au
détecteur silicium
T4_E*

de l'impulsion électrique (en abscisse) est graduée en "unité générateur" alors que la réponse de la voie électronique (donnée par les codeurs d'amplitude) est exprimée en numéro de canal. Quelques voies électroniques ont nécessité de faibles corrections de linéarité aux extrémités de la gamme d'utilisation.

Pour chaque voie, on déduit par extrapolation la valeur du canal correspondant à une énergie nulle.

IV.1.2. La stabilité des voies

L'électronique associée aux détecteurs peut subir au cours du temps des effets liés à la température pouvant entraîner un phénomène de dérive qu'il faut évaluer et éventuellement corriger. Afin de tester la stabilité des voies électroniques un générateur d'impulsions très stable, à une très faible fréquence (1 Hertz), est connecté sur les entrées "test" des préamplificateurs de chaque détecteur. Ces événements déclenchent le système d'acquisition et sont marqués pour pouvoir être aisément identifiés.

Toutes les voies électroniques se sont révélées très stables durant l'expérience, ne nécessitant ainsi aucune correction.

IV.2. L'étalonnage en énergie

La réponse des détecteurs au silicium est linéaire en énergie. Pour chaque jonction on peut donc établir une droite d'étalonnage entre la valeur de l'impulsion telle qu'elle est donnée par le codeur d'amplitude et l'énergie déposée:

$$E \text{ (MeV)} = A(\text{MeV/canal}) \times n^\circ \text{ du canal} + B(\text{MeV})$$

Le coefficient B (nombre de canaux pour une énergie nulle) est déduit des courbes de linéarité (voir § IV.1.2). Les pertes d'énergie théoriques des particules légères et des FMI (fragments de masse intermédiaire) dans les jonctions au silicium ont été calculées en utilisant les tables de Hubert [HUB 86], les épaisseurs de chaque détecteur étant connues. Le paramètre A est ajusté pour chaque détecteur de manière à ce que les nombres de canaux déduits des pertes d'énergie théoriques reproduisent au mieux les hyperboles expérimentales. Les figures II.14 et II.15 sont des exemples de matrices $E_{\Delta E}$ brutes et les réponses des détecteurs aux pertes d'énergie théoriques calculées pour les protons, deutons, tritons, hélium 3, hélium 4 et les FMI les plus légers.

IV.3. Identification des particules

IV.3.1. La méthode $E_{\Delta E}$

L'utilisation de télescopes (assemblage de plusieurs détecteurs silicium d'épaisseurs croissantes) permet de mesurer l'énergie déposée par une particule chargée et de l'identifier en déduisant sa charge et parfois même sa masse dans un large domaine d'énergie.

Fig II.14 : Matrices $E-\Delta E$ obtenue avec les détecteurs T7_D1L et T7_D2L. Les lignes représentent les pertes d'énergie théoriques calculées à partir des tables de Hubert [HUB 86]

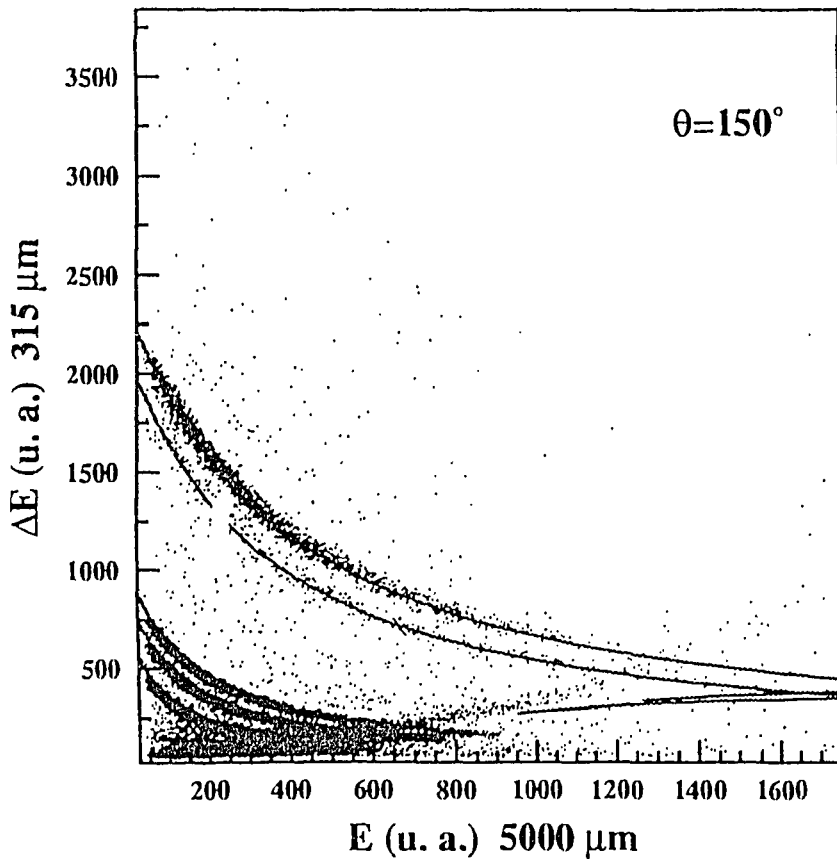
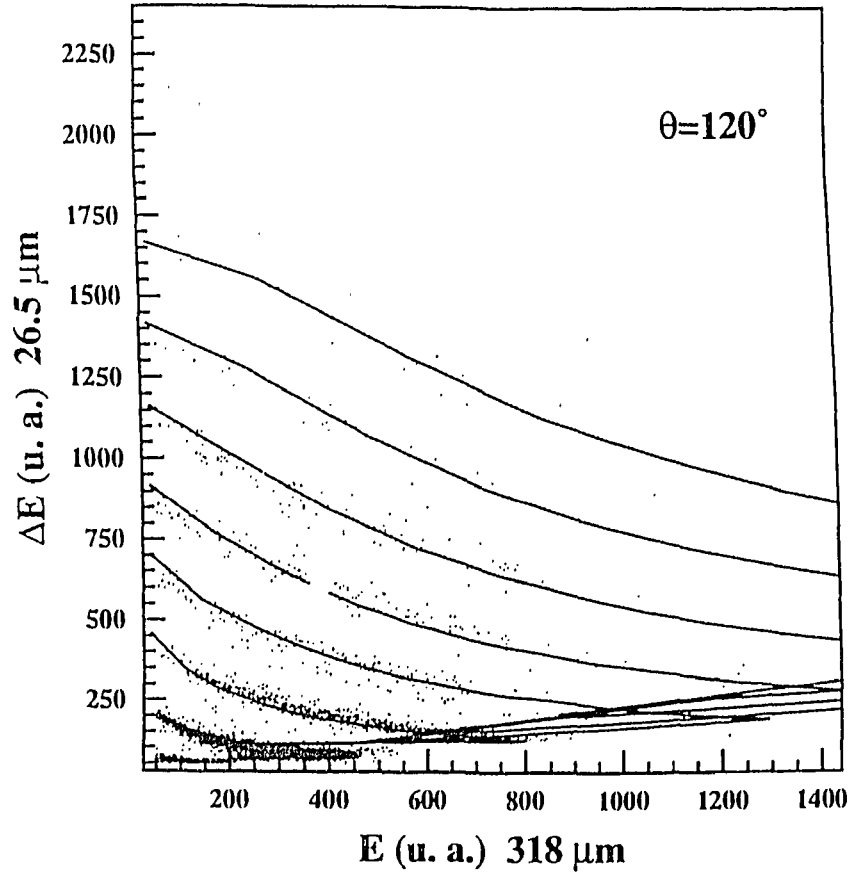


Fig II.15 : Matrices $E-\Delta E$ obtenue avec les détecteurs T9_D1L et T9_D2L. Les lignes représentent les pertes d'énergie théoriques calculées à partir des tables de Hubert [HUB 86]

La perte d'énergie d'une particule dans la matière est donnée par la formule de Bethe [BET 30]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4pz^2e^4}{m_e v^2} NZ \left(\log \frac{2m_e v^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_k}{Z} \right)$$

avec

$$\beta = \frac{v}{c}$$

Z .. numéro atomique du matériau traversé

N nombre d'atomes par unité de volume

m_e masse de l'électron

v vitesse du projectile

ze charge du projectile

I énergie d'ionisation

$\frac{C_k}{Z}$ correction due au fait que les électrons K sont très difficiles à ioniser

pour les énergies non relativistes la formule se réduit à:

$$\frac{dE}{dx} = k \frac{z^2}{v^2} \log \frac{2m_e v^2}{I}$$

où k est une constante du milieu ralentisseur

On peut encore écrire cette relation sous la forme

$$\frac{dE}{dx} = k \frac{z^2 M}{E} \log k' \frac{E}{M}$$

soit pour une épaisseur traversée donnée une particule d'énergie E perd une énergie ΔE telle que:

$$E \cdot \Delta E = C' M Z^2 \left(C + \log \frac{E}{M} \right)$$

Dans les équations précédentes z est la charge ionique mais elle est en moyenne très voisine de Z, d'où la relation entre l'énergie de la particule incidente (E) et l'énergie perdue dans la matière (ΔE):

$$E \cdot \Delta E = C' M Z^2 \left(C + \log \frac{E}{M} \right)$$

Pour une épaisseur traversée donnée la courbe $\Delta E = f(E)$ est une hyperbole dépendant du carré de la charge et de la masse de la particule. Les matrices $E_{\Delta E}$ permettent d'identifier les particules en charge (variation en Z de façon quadratique) et dans certains cas de séparer les isotopes.

Cette méthode d'identification n'est applicable que dans le domaine d'énergie pour lequel les particules traversent le premier détecteur et s'arrêtent dans le second. Les particules qui traversent les deux détecteurs déposent d'autant moins d'énergie dans les détecteurs ΔE et E qu'elles sont énergétiques, cela se traduit sur les matrices par un rebroussement de l'hyperbole vers les énergies inférieures à partir d'une énergie maximale déposée dans le détecteur E . Ce phénomène gêne fortement l'identification des particules de charge et de masse plus faible (telles que proton, deuton, triton et à un degré moindre les particules de $Z=2$).

Pour chaque télescope nous disposons de plusieurs matrices d'identification (7 pour les télescopes composés de quatre membres et 6 pour les autres) qui couvrent un domaine en énergie important. Ceci est dû au fait que les détecteurs $\Delta E1$ et $\Delta E2$ sont associés à deux chaînes d'amplification (une réglée à haute énergie et l'autre à basse énergie) et définissent quatre matrices $E_{\Delta E}$.

L'énergie est déterminée par la somme des énergies déposées dans les détecteurs traversés. Il arrive qu'une particule identifiée à partir de la matrice $\Delta E3_E$ ne laisse pas suffisamment d'énergie dans la jonction mince $\Delta E1$ pour que celle-ci soit mesurée, (à cause du seuil de codage) l'énergie perdue dans le premier membre est alors estimée avec une bonne approximation dans le rapport des épaisseurs des deux premières jonctions.

Les particules n'étant pas arrêtées dans le détecteur épais (ce sont les particules placées sur le rebroussement des hyperboles) sont néanmoins décomptées même si elles ne sont pas parfaitement identifiées et leur énergie n'est pas déterminée (notons que très peu de particules de $Z=2$ ont une énergie suffisamment élevée pour être confondues avec des particules de $Z=1$). Cela permettra par la suite de les prendre en compte au niveau de leur multiplicité.

IV.3.2. Résultats

Les jonctions minces associées à des voies électroniques doubles nous permettent d'identifier les particules de $Z=1$ et de $Z=2$ avec un seuil très bas mais nous permettent aussi d'identifier protons, deutons et tritons. Les gains d'amplificateurs permettent d'identifier les FMI jusqu'à $Z=18$ mais les éléments les plus lourds observés sont des

FMI de $Z \leq 10$. La séparation isotopique des particules de $Z=2$ n'est pas possible avec le premier membre, trop mince, mais seulement avec le second. Il en résulte un seuil relativement élevé. Les seuils (en MeV) pour les particules de Z inférieur à 5 et pour chaque détecteur sont représentés dans le tableau II.2, on peut remarquer qu'ils sont tous très bas:

	Z=1	Z=2	Z=3	Z=4	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
Tel 1	6	5	12	14	6	8	10	22	24
Tel 2	2	3	20	22	2	4	5	32	36
Tel 3	6	22	47		6	8	10	23	27
Tel 4	2	3	5	8	2	3	4	31	34
Tel 5	1	5	8	12	1	2	2	23	25
Tel 7	1	5	10	14	1	2	2	23	26
Tel 8	2	3	6	8	3	4	4	32	35
Tel 9	6	5	9	13	6	8	10	22	25
Tel 10	3	4	6	8	3	4	5	11	12

▲ *Tableau II.2 : Seuils effectifs en MeV des particules identifiées par chaque télescope*

V. LES DETECTEURS A AVALANCHES ET A PLAQUES PARALLELES

Pour étudier la fission nous disposons de deux détecteurs à avalanche à plaques parallèles à localisation positionnés en vis à vis et parallèlement à l'axe du faisceau. Ne disposant que d'une information en perte d'énergie ΔE pour chaque fragment et n'ayant pas de mesure absolue du temps de vol, l'identification en masse des fragments n'est pas possible. Cependant, les énergies déposées et le temps relatif entre les deux fragments permettent de sélectionner les fragments de fission de façon inambiguë et de déterminer leurs angles d'émission.

V.1. La localisation

Chaque détection d'un fragment se traduit par l'obtention de quatre signaux de position aux extrémités de la ligne à retard (voir chapitre 1 § II.4.3) suivant la direction X (signaux XV et XH) et la direction Y (signaux YO et YU). Nous nous sommes assurés de la localisation correcte en représentant l'amplitude des signaux XV en fonction de XH et YO en fonction de YU pour chaque détecteur (figure II.16). Sur chaque spectre le lieu de la majorité des points est une droite correspondant effectivement à une somme des deux signaux constante. Pour la grande plaque on distingue des "trous" dans les spectres qui reflètent la sous structure du détecteur (4 groupes de fils en X et 2

en Y). Les événements sélectionnés sont mis en évidence par des contours (figure II.16), les événements mal localisés sont rejetés.

Certains signaux de position peuvent être vraisemblablement perturbés par des phénomènes de diaphonie entre les voies des TDC et ceci se manifeste par des oscillations particulièrement fortes pour les retards importants c'est à dire pour les impacts qui se sont produits en bout de ligne. Pour nous affranchir de ces oscillations, et après avoir vérifié la condition définie précédemment sur le temps total, nous avons retenu le signal de position le moins perturbé des deux (celui dont l'amplitude est la plus faible). Par exemple pour le signal sur X:

$$\text{on utilise XV si } \frac{XV}{XV + XH} \leq \frac{1}{2}$$

et XH dans le cas contraire

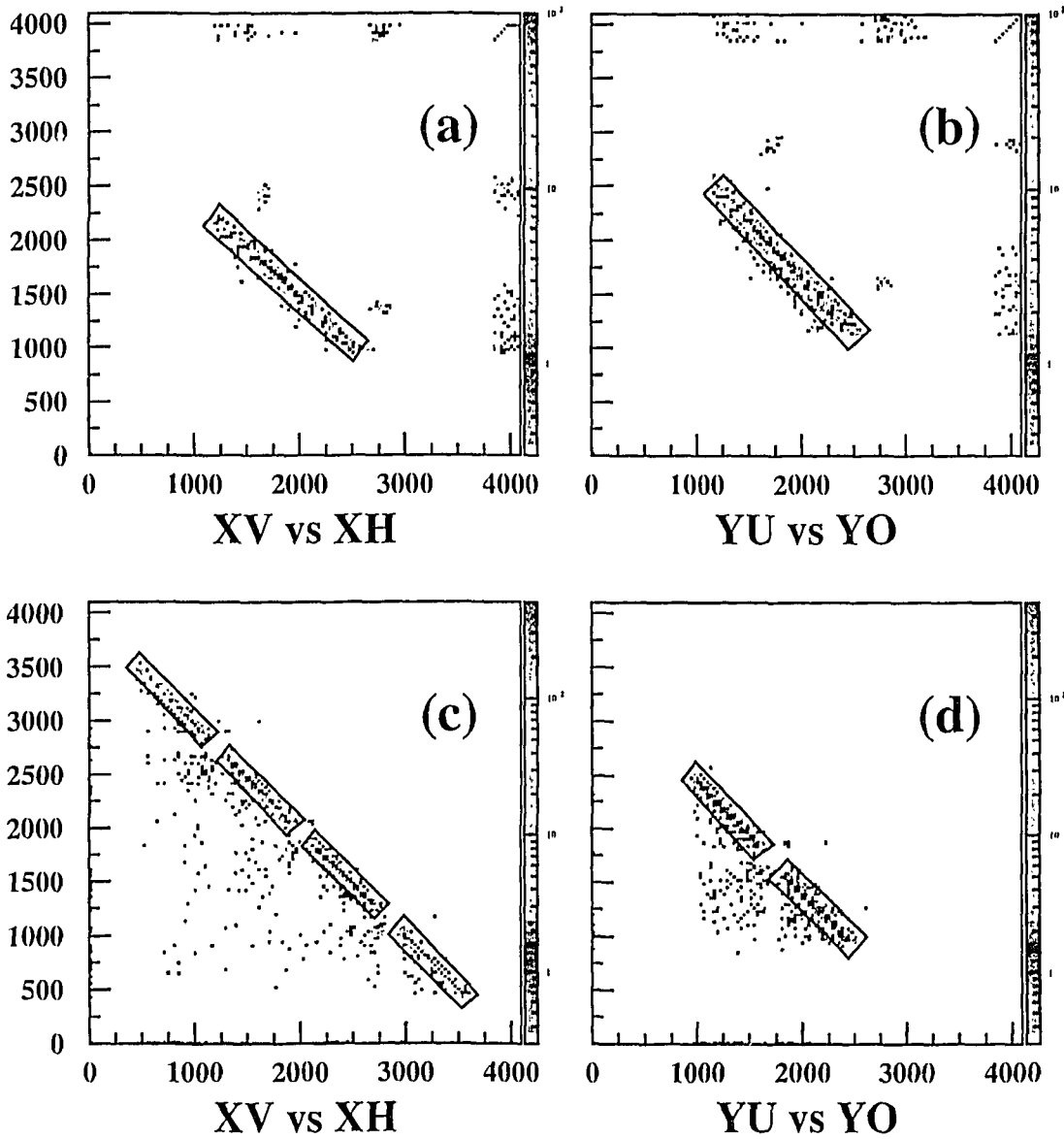
Les limites géométriques des plaques correspondant aux extrémités des spectres de retard, on obtient la localisation en millimètres suivant les directions X et Y, l'origine est prise au centre de la plaque (figure II.17). On peut noter sur le grand détecteur une structure à X=Y=0 correspondant à la séparation entre deux plans de fils différents.

La résolution en position est inférieure au millimètre en X et en Y, conduisant à une résolution en θ et en φ de l'ordre de 0.4° , tout à fait suffisante pour la localisation des fragments.

V.2. La sélection des fragments de fission

Malgré les seuils en énergie (réglés relativement hauts pour déclencher le système d'acquisition des données sur des fragments de fission essentiellement), les détecteurs à plaques parallèles sont également occasionnellement sensibles à des particules chargées plus légères, principalement des FMI et des particules alpha. Pour ne sélectionner hors ligne que des fragments de fission nous disposons de la perte d'énergie ΔE des particules et du temps relatif entre la détection des deux fragments (voir chapitre 1 § IV.3). Sur la matrice T_REL ΔE (figure II.18) on distingue la composante intense due aux fragments de fission et des événements dispersés correspondant à des coïncidences entre un fragment et une particule légère ou un FMI. Les fissions très asymétriques sont caractérisées par un faible ΔE et un temps ou court ou long selon lequel des deux fragments, léger ou lourd, est détecté le premier.

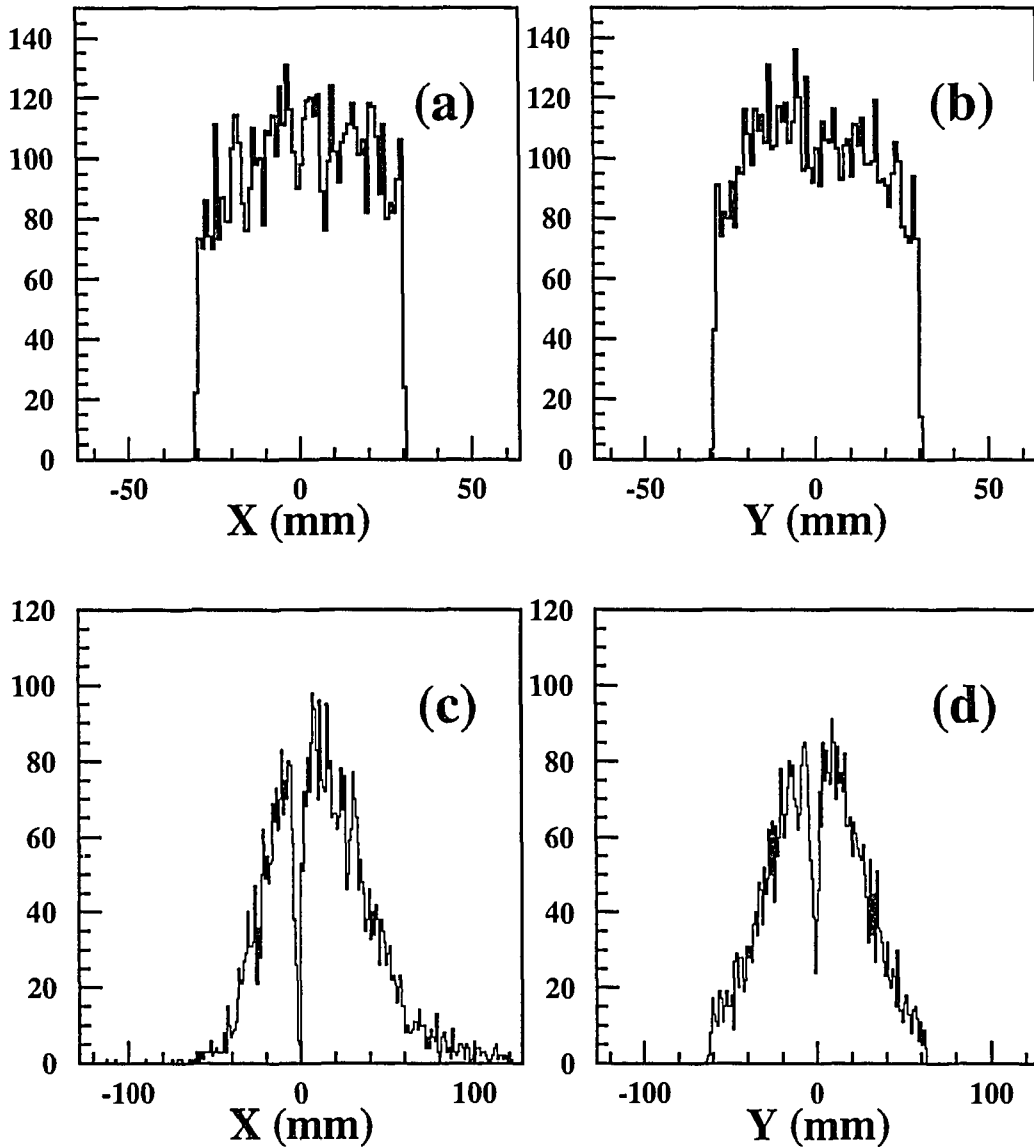
(2 GeV) $^3\text{He} + ^{238}\text{U}$



▲ Fig II.16 : Corrélation entre les signaux aux extrémités de chaque ligne à retard

- a - pour le petit détecteur à plaques parallèles suivant X
- b - pour le petit détecteur à plaques parallèles suivant Y
- c - pour le grand détecteur à plaques parallèles suivant X
- d - pour le grand détecteur à plaques parallèles suivant Y

$(2 \text{ GeV}) \text{ } ^3\text{He} + \text{}^{238}\text{U}$



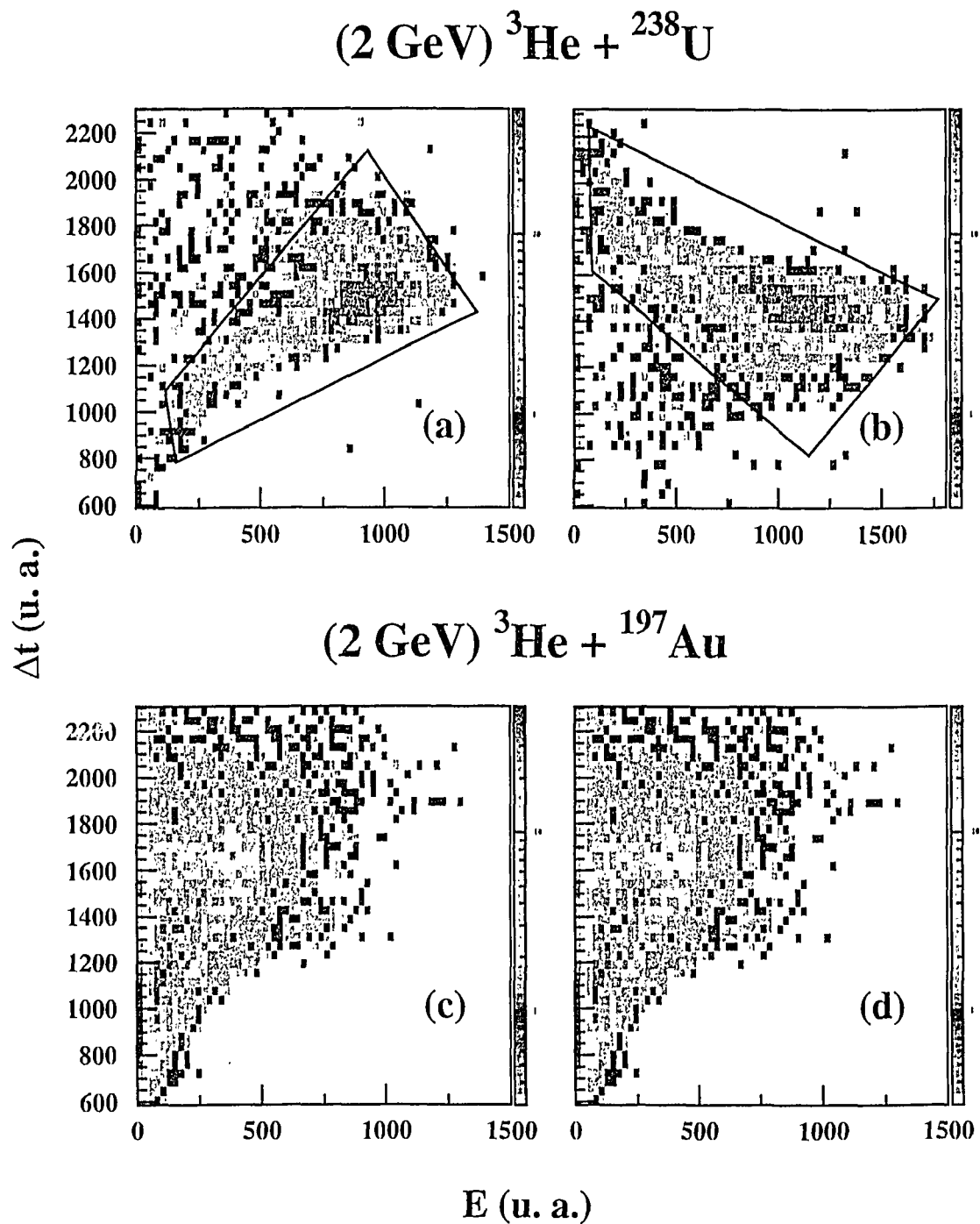
▲ Fig II.17 : Localisation des impacts en coïncidence

a - selon la direction X pour le petit détecteur à plaques parallèles

b - selon la direction Y pour le petit détecteur à plaques parallèles

c - selon la direction X pour le grand détecteur à plaques parallèles

d - selon la direction Y pour le grand détecteur à plaques parallèles



▲ Fig II.18 : Matrices perte d'énergie - temps relatif

- a - pour le petit détecteur à plaques parallèles avec une cible d'uranium
- b - pour le grand détecteur à plaques parallèles avec une cible d'uranium
- c - pour le petit détecteur à plaques parallèles avec une cible d'or
- d - pour le grand détecteur à plaques parallèles avec une cible d'or

On considère qu'il y a eu fission quand on détecte un fragment dans la zone Energie-temps définie sur la petite plaque simultanément avec un fragment dans le contour défini sur la grande plaque (figure II.18). Si cette sélection est réalisable avec la cible d'uranium (figures II.18-a et 18-b), elle ne l'est pas avec celle d'or (figure II.18-c et 18-d). La cible est trop épaisse ($1,5 \text{ mg/cm}^2$) et de nombreux fragments sont fortement ralentis ou arrêtés. Il n'y a plus de possibilité de distinguer fragments et noyaux légers et la probabilité qu'un des deux fragments soit arrêté dans la cible étant élevée les événements en coïncidence sont peu nombreux et peu représentatifs. De plus la dispersion angulaire importante induite par la cible est telle que l'étude des corrélations angulaires entre fragment de fission est impossible. Par la suite nous n'analyserons donc les données de fission que lorsque la cible d'uranium est considérée (voir chapitre V).

V.3. Corrections dues au biais expérimental

Tous les résultats que nous présentons doivent être indépendants du système de détection. N'ayant pas utilisé un détecteur 4π d'une efficacité de 100% (idéal et utopique) nous devons effectuer des corrections d'efficacité de détection, d'acceptance géométrique et des corrections d'angles solides en fonction de la localisation de l'impact.

V.3.1. Efficacité électronique

On fait l'hypothèse raisonnable que tous les fragments de fission laissent une énergie suffisante pour être détectés, mais chaque détection n'est pas automatiquement suivie de quatre signaux de position, garante d'une localisation correcte. Nous avons alors défini l'**efficacité électronique** par le rapport entre le nombre de fragments de fission (sélectionnés par les contours T_REL E) correctement localisés et le nombre total d'impacts. Les résultats sont les suivants:

petite plaque: $\epsilon = 92\%$

grande plaque: $\epsilon = 81\%$

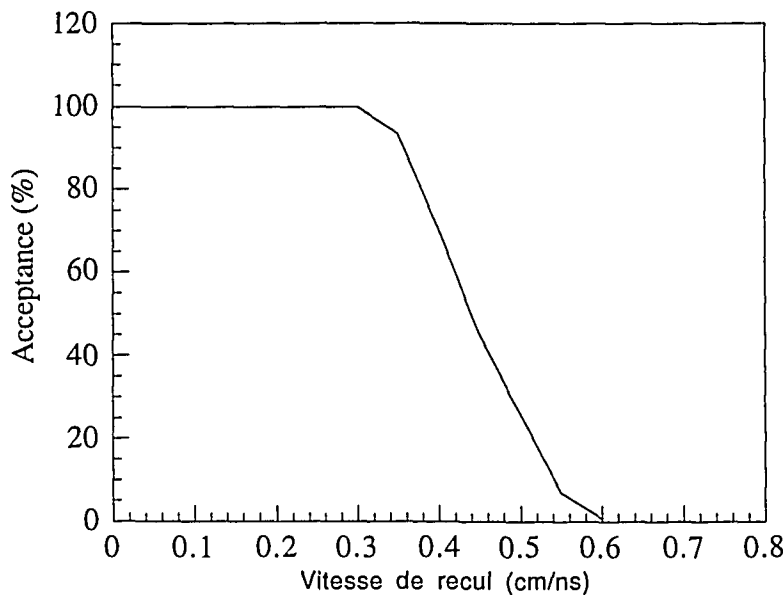
V.3.2. Acceptance géométrique

Les deux détecteurs ne couvrant que 1,4% et 8,4% de 4π pour KF et GF respectivement (chapitre 1 § II.4.4), la détection d'un fragment de fission dans la petite plaque n'implique pas nécessairement la détection du second dans la grande plaque. Pour évaluer le nombre de coïncidences perdues on définit l'**acceptance géométrique** du grand détecteur par rapport au petit. Pour deux fragments émis en

coïncidence dont un est détecté par la petite plaque l'**acceptance géométrique** se traduit par la probabilité qu'a le second fragment d'interagir avec la grande plaque. Nous avons pris en compte deux effets distincts et réalisé des simulations de type Monte-Carlo.

a. Influence de la vitesse de recul

L'acceptance des détecteurs en fonction de la vitesse de recul du noyau fissionnant est représentée figure II.19. Nous avons utilisé la systématique de Viola [VIO 85] donnant une vitesse relative des deux fragments suivant une distribution gaussienne centrée sur 2,4 cm/ns. Pour les vitesses de recul inférieures à 0,35 cm/ns, correspondant aux vitesses de recul observées dans les systèmes étudiés, l'acceptance des détecteurs est de 100%.

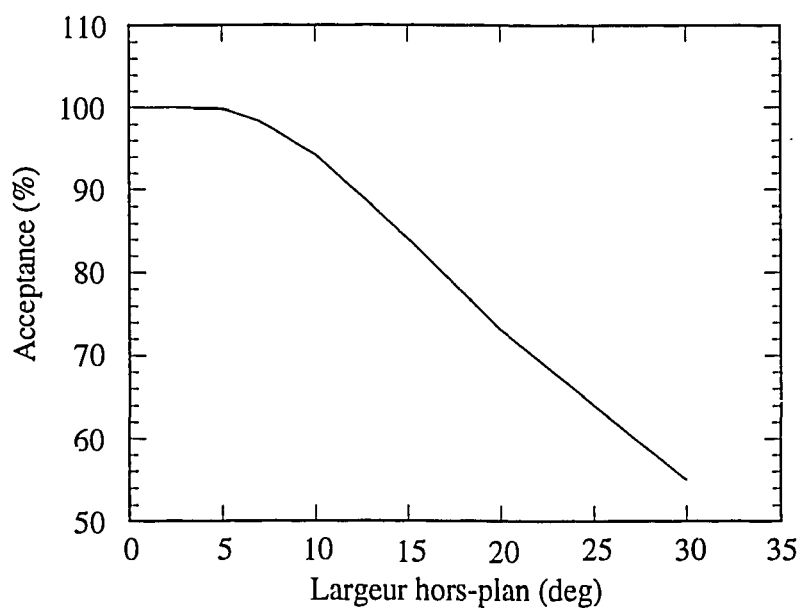


▲ *Fig II.19 : Acceptance géométrique des détecteurs à plaques parallèles en fonction de la vitesse de recul du noyau fissionnant*

b. Influence de la largeur hors-plan

On mesure expérimentalement l'angle entre les plans de détection des deux fragments, on trouve une valeur moyenne nulle avec une certaine largeur qui augmente avec la multiplicité neutronique associée (voir chapitre 5 § II.2.2). L'acceptance géométrique est calculée par une simulation Monte-Carlo, on choisit deux fragments émis par une source sans recul et dont l'angle hors-plan suit une distribution

gaussienne centrée sur zéro et de largeur déterminée. L'acceptance géométrique est représentée en fonction de la largeur de la distribution de l'angle hors-plan figure II.20.



▲ *Fig II.20 : Acceptance géométrique des détecteurs à plaques parallèles en fonction de la largeur de la distribution de l'angle hors-plan*

La largeur moyenne à mi-hauteur de la distribution de l'angle hors-plan étant toujours inférieure à 10° (voir chapitre 5 § II.2.2) on a une acceptance toujours supérieure à **94%**.

Chapitre 3 : LES MODELES

On décrit généralement les réactions induites par des projectiles légers de haute énergie par un modèle en deux étapes. La première se traduit par une cascade intranucléaire pendant laquelle le noyau (ou nucléon) incident dépose une partie de son énergie dans la cible. La seconde décrit le refroidissement du noyau chaud formé lors de la première étape. Nous décrivons dans ce chapitre les modèles et les codes de calcul que nous avons utilisés: les codes INC et GEMINI.

I. LA CASCADE INTRANUCLEAIRE

I.1. Le modèle

Aux énergies considérées, de quelques centaines de MeV/A à quelques GeV /A, la longueur d'onde de De Broglie ($\lambda = \frac{hc}{pc}$) des projectiles est très petite devant la distance entre deux nucléons du noyau cible (voir tableau III.1).

Projectile	(475 MeV) p	(2 GeV) p	(2 GeV) ³ He
pc (Mev)	1057	2785	3904
λ (fm)	1,17	0,44	0,32

▲ *Tableau III.1: Longueur d'onde de De Broglie pour les projectiles utilisés*

Le rayon d'un noyau de masse A est $r = 1,12 \times A^{1/3}$ en fm soit $r=6,5$ fm pour l'or et $6,9$ fm pour l'uranium. Le temps de traversée du noyau cible par le projectile est de l'ordre 15 fm/c.

Compte tenu de sa faible longueur d'onde associée le projectile ne "voit" pas le noyau dans sa globalité mais "discerne" les nucléons le constituant. Le nucléon (ou les nucléons pour un noyau composite) du projectile interagit(ssent) avec les nucléons du noyau cible individuellement en une série de chocs incohérents. Pendant cette cascade intranucléaire le projectile transmet une partie de son énergie au noyau cible. L'énergie apportée se répartit alors par collisions entre les nucléons dans tout le noyau jusqu'à ce que ce dernier soit thermalisé, la thermalisation indiquant la fin de la première phase de la réaction. Des particules, que nous appellerons par la suite "directes", sont éjectées du noyau pendant cette cascade. Ce sont essentiellement des nucléons, des pions mais

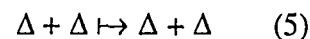
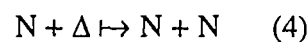
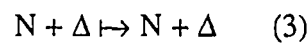
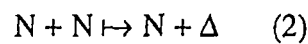
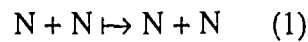
également des particules composites de Z supérieur à 1. Elles sont énergétiques et préférentiellement émises vers l'avant.

I.2. Le code INC

I.2.1. Les principales caractéristiques

Nous avons utilisé le code de cascade intranucléaire (INC) de J. Cugnon. Elaboré à l'origine pour des collisions d'ions lourds [CUG 81] il a été modifié pour être utilisé pour des faisceaux de protons et d'hélium 3. Une description précise peut en être trouvée dans les références [CUG 82] et [CUG 87], nous en résumons les principales caractéristiques dans ce paragraphe.

Le noyau est à "bords francs" de rayon $r = 1,12 \times A^{1/3}$. Les positions et impulsions initiales de chaque nucléon de la cible sont choisies respectivement aléatoirement et suivant une loi de Fermi. Le nucléon incident pénètre dans le noyau cible à l'instant $t=0$. A intervalles de temps réguliers, la position et l'impulsion de chaque constituant du noyau cible sont déterminées. Si la distance entre deux particules est inférieure à $[\sigma_{tot}(\sqrt{s})/\pi]^{1/2}$ (distance minimale d'interaction avec σ_{tot} la section efficace totale de réaction nucléon-nucléon et \sqrt{s} l'énergie dans le centre de masse) il y a interaction, sinon la particule conserve une trajectoire rectiligne. Quand il y a interaction la réaction mise en jeu est tirée aléatoirement dans le rapport des sections efficaces parmi les réactions suivantes:



Les sections efficaces (1) et (2) sont issues de données expérimentales, celle de la réaction (4) est déduite de celle de la réaction (2) selon le principe de la balance détaillée. Les sections efficaces des réactions (3) et (5) ne sont pas connues expérimentalement mais sont prises égales à celle de la réaction (1).

L'énergie associée à la résonance Δ est choisie suivant une distribution Lorentzienne centrée sur $E_0=1232$ MeV de largeur $\Gamma=112$ MeV. Sa durée de vie est déterminée d'après la loi $e^{-\Gamma\tau}$ (τ étant la vie propre de la particule). Elle peut se

recombinaison avec un nucléon (réaction 4) ou décroître en un pion et un nucléon. La diffusion élastique (réaction 5) est également possible.

Les nucléons, de masse m et d'impulsion p , se meuvent dans un puits de potentiel de profondeur V_0 et leur probabilité de quitter le noyau est donnée par le coefficient de transmission

$$t = \frac{4p(p^2 - 2mV_0 + V_0^2)^{1/2}}{\left[p + (p^2 - 2mV_0 + V_0^2)^{1/2} \right]^2}$$

Après tirage Monte-Carlo, la valeur de ce coefficient détermine si la particule est éjectée ou si elle est réfléchi sur les bords du puits donc piégée dans le noyau.

La cascade intranucléaire se poursuit jusqu'au temps dit de thermalisation que l'utilisateur du code doit déterminer pour chaque système étudié. Nous expliquerons comment ce temps a été évalué dans le paragraphe suivant. A la fin de la cascade on connaît donc la nature (nucléon ou pion), la position et l'impulsion de toutes les particules qu'elles soient encore dans le noyau ou aient été préalablement émises. Notons que l'émission de noyaux composites tels que particules alpha ou FMI n'est pas considérée dans ce code de calcul.

Une version de ce code traitant l'interaction ^3He -noyau a été également utilisée. La seule variante introduite est de considérer trois nucléons incidents indépendants et de même vitesse au lieu d'un.

I.2.2. Détermination du temps de thermalisation

Le principal paramètre de ce code est le temps nécessaire au développement de la cascade jusqu'à thermalisation du système, temps à partir duquel un programme de désexcitation statistique peut-être mis en oeuvre. L'évolution de différentes quantités en fonction du temps permet de déterminer le temps de thermalisation pour les systèmes 475 MeV p et 2 GeV p + Au.

Pour le calcul réalisé avec un proton de 2 GeV d'énergie incidente, le comportement du nombre intégré de nucléons participant à la cascade, du nombre et de l'énergie cinétique totale moyenne des nucléons éjectés (figures III.1-a et III.1-b) a été étudié en fonction du temps. On observe une augmentation régulière puis un changement brutal de la pente de ces différentes distributions pour un temps supérieur à 30 fm/c. A partir de 30 fm/c le nombre de nucléons participant à la cascade et de nucléons éjectés croît beaucoup plus lentement, ainsi que l'énergie cinétique totale et

les nucléons sont émis isotropiquement, comportement caractéristique d'un système thermalisé [PIE 94]. Les changements de pentes sont moins marqués à 475 MeV mais il nous a semblé tout à fait raisonnable d'utiliser le même temps de thermalisation.

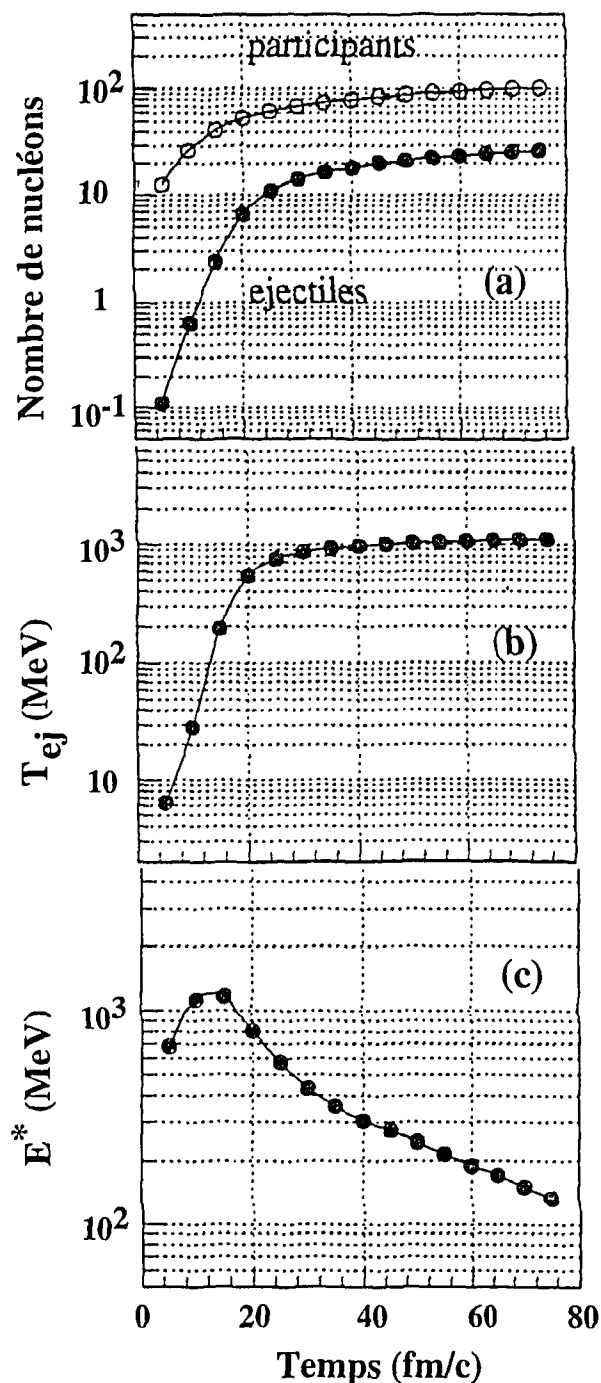


Fig III.1 : Evolution en fonction du temps

a - du nombre intégré de nucléons participant à la cascade et du nombre de nucléons éjectés pendant celle-ci.

b - de l'énergie cinétique totale moyenne des nucléons éjectés

c - de l'énergie d'excitation moyenne du noyau résiduel

Nous avons par ailleurs vérifié qu'une variation de 10% du temps de thermalisation ne modifie pas fondamentalement les multiplicités de neutrons et de protons, mais seulement le rapport du nombre de particules "directes" (éjectées lors de la cascade intranucléaire) et évaporées. Ceci tient au fait qu'en fin de cascade les

particules émises ont une énergie cinétique très voisine de celle qui leur est donnée au début de la séquence d'évaporation. Une bonne évaluation du temps de thermalisation est néanmoins nécessaire pour déterminer correctement la distribution des énergies thermiques du noyau (figure III.1-c). Cette quantité est importante en elle même (rappelons que l'un des buts de cette étude est de déterminer la capacité des projectiles légers énergétiques à produire des noyaux chauds) mais également parce qu'elle détermine les conditions initiales de la seconde phase de la réaction. Les sections efficaces relatives des processus de désexcitation dépendent en effet fortement de l'énergie d'excitation du noyau.

Le temps de thermalisation a donc été pris égal à **30 fm/c** pour les raisons évoquées précédemment.

II. LA DESEXCITATION STATISTIQUE

La phase de désexcitation statistique du noyau issu de la cascade intranucléaire est traitée par le code de décroissance binaire séquentielle GEMINI, développé en 1988 par R. Charity [CHA 88]. Tous les canaux possibles sont explorés, des particules légères (proton, neutrons) aux fragments les plus lourds, fission y compris. La probabilité de chaque voie est calculée et le choix est réalisé par une méthode Monte-Carlo selon la loi de probabilité pour chaque voie. Chacun des deux fragments est suivi séquentiellement jusqu'à ce qu'il soit stable ou ne puisse plus évaporer de particules. L'émission des particules légères ($Z \leq 2$) est traitée différemment de celle des FMI et des fragments lourds. Toutes les densités de niveaux sont calculées en utilisant l'expression du gaz de Fermi $\rho(U, J) = (2J + 1) \left[\frac{\hbar^2}{2I} \right]^{3/2} \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{a}U)}{12 U^2}$ où U est l'énergie d'excitation du noyau résiduel, J son spin et I le moment d'inertie du noyau résiduel ou de la configuration au point selle. Le paramètre de densité de niveau a est pris égal à $a = A/10$.

a. Les particules légères

Pour les particules de $Z \leq 2$ la largeur de décroissance, reliée à la durée de vie et donc à la probabilité d'émission, est calculée suivant le formalisme de Hauser-Feshbach. Pour un noyau (Z_0, A_0) de spin J_0 se désexcitant en émettant une particule (Z_1, A_1) de spin J_1 et donnant un noyau (Z_2, A_2) de spin J_2 la largeur de la désexcitation est :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{J_2=0}^{\infty} \sum_{l=|J_0-J_2|}^{l=J_0+J_2} T_2 \rho_2(U_2, J_2)$$

ρ_0 et ρ_2 étant les densités de niveau initiale et finale et U_2 l'énergie thermique:

$$U_2 = E^* - Q_1 - E_{\text{rot}}(J_2) - E_{\text{coul}} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$

Q_1 est l'énergie de liaison de la particule émise et $E_{\text{rot}}(J_2)$ l'énergie de rotation et de déformation du noyau résiduel. T_2 est la température nucléaire et vaut $T_2 = \sqrt{U_2/a}$, l est le moment orbital de la particule légère émise, μ la masse réduite du système et $R = 1.16A_2^{1/3} + 2.6$.fm pour l'émission d'un nucléon et $R = 1.16A_2^{1/3} + 3.7$ fm pour l'émission d'un alpha.

b. Les FMI et les noyaux lourds

L'émission de tous fragments de $Z > 2$ est traitée comme une fission du noyau excité, fission très asymétrique pour l'émission d'un FMI. Le point selle qui correspond à un maximum d'énergie potentielle, est le point au delà duquel le noyau fissionne. L'énergie (E_{selle}) associée au point selle est appelée barrière de fission, c'est l'énergie potentielle minimum que doit posséder le noyau pour pouvoir fissionner. La largeur de décroissance pour une fission

$$(Z_0, A_0) \rightarrow (Z_1, A_1) + (Z_2, A_2) \text{ est: } \Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} T_{\text{selle}} \rho_{\text{selle}}(U_{\text{selle}}, J_0)$$

U_{selle} , ρ_{selle} et T_{selle} sont l'énergie thermique, la densité de niveau et la température nucléaire du noyau au point selle, on a alors

$$U_{\text{selle}} = E^* - E_{\text{selle}}(J_0) \text{ et } E_1^* = \frac{A_1}{A_0} [U_{\text{selle}} - T_{\text{selle}}] + E_{\text{rot}}(J_1) \text{ avec } T_{\text{selle}} = \sqrt{U_{\text{selle}}/a}$$

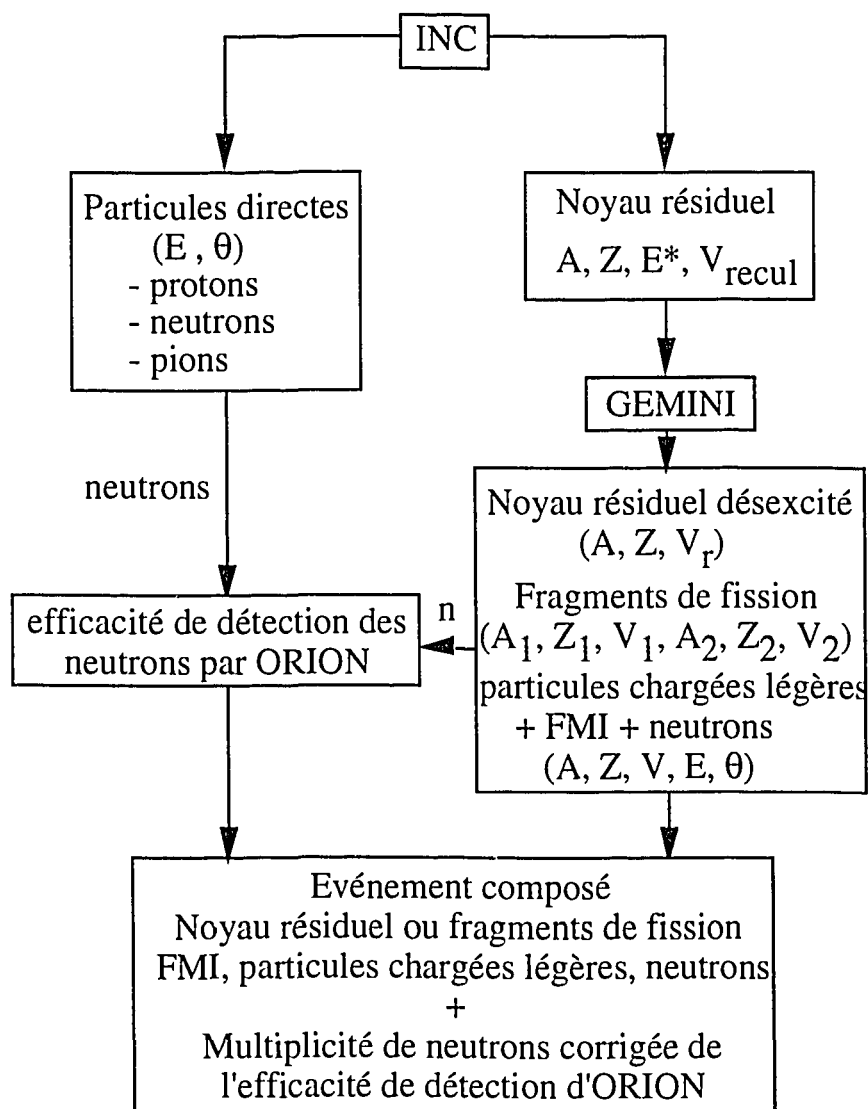
Les barrières de fission $E_{\text{selle}}(J_0)$ sont calculées en utilisant le modèle du noyau tournant de Sierk pour les fragments les plus lourds. Pour les fragments légers ($Z_1 \leq 6$) les effets de couche et d'appariement de nucléons, qui peuvent être importants, sont pris en compte.

Le spin des fragments est choisi dans le rapport des moments d'inertie des deux noyaux $J_1 = (I_1/I)J_0$, et leur énergie d'excitation est déterminée en faisant l'hypothèse que les deux fragments ont la même température.

III. LES SIMULATIONS REALISEES

III.1. Couplage des codes de calculs

Afin de pouvoir comparer les prévisions théoriques aux données expérimentales dans les chapitres qui suivent, nous simulons les réactions étudiées en couplant les deux codes présentés ci-dessus. Le biais expérimental introduit par ORION est pris en compte en utilisant la matrice d'efficacité de détection des neutrons (chapitre I § II.2.6). L'organigramme utilisé pour les simulations est présenté figure III.2. Nous réalisons un traitement événement par événement. Pour un projectile, une cible, un paramètre d'impact et un temps de thermalisation donnés, INC délivre un noyau résiduel avec une certaine énergie d'excitation et des particules émises (protons, neutrons et pions) avec leurs impulsions dans le laboratoire. Le paramètre d'impact est choisi aléatoirement entre 0 et le rayon du noyau avec un poids suivant une distribution triangulaire. L'impulsion du noyau résiduel est déterminée par différence entre



▲ Fig III.2: Organigramme des codes utilisés pour les simulations

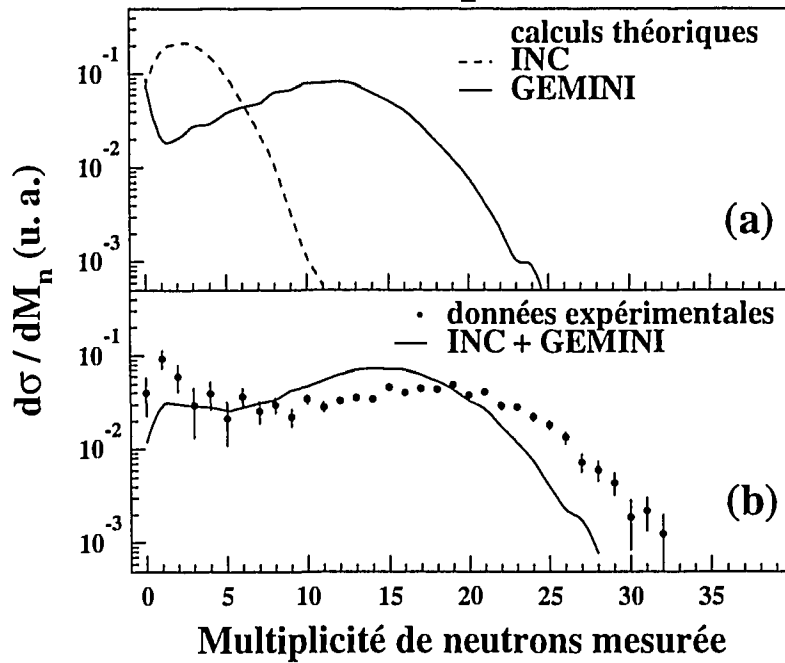
l'impulsion initiale et les impulsions des particules émises. On en déduit ensuite la vitesse du noyau de recul. La désexcitation du noyau chaud issu d'INC est ensuite traitée par le code GEMINI. Le calcul du moment angulaire événement par événement n'est pas réalisé mais étant prédit faible en moyenne et donc son influence sur les résultats de GEMINI étant peu importante (voir figure IV.1) nous l'avons fixé nul. Nous obtenons donc un noyau résiduel stable ou des fragments de fission et des particules évaporées (neutrons, particules chargées légères, FMI). La vitesse et par suite l'énergie et l'angle d'émission de chaque particule sont déterminés dans le référentiel du laboratoire. Les caractéristiques cinématiques de chaque neutron étant connues, l'application de la matrice d'efficacité de détection des neutrons par ORION (voir chapitre I § II.2.6) permet d'évaluer la multiplicité de neutrons telle que la donnerait le dispositif expérimental et toutes les quantités calculées l'ont été en fonction de cette multiplicité neutronique.

En résumé, chaque événement simulé conduit à un noyau résiduel ou des fragments de fission, des fragments de masse intermédiaire, des particules chargées légères, des pions et des neutrons dont les énergies et les angles d'émission sont exprimés dans le référentiel du laboratoire pour permettre une comparaison directe à l'expérience. La multiplicité de neutrons filtrée par ORION étant également déterminée, des comparaisons réalistes entre données expérimentales et théoriques peuvent alors être réalisées non seulement pour les distributions des multiplicités de neutrons sans conditions additionnelles mais également pour toutes les autres quantités exprimées en fonction des multiplicités de neutrons.

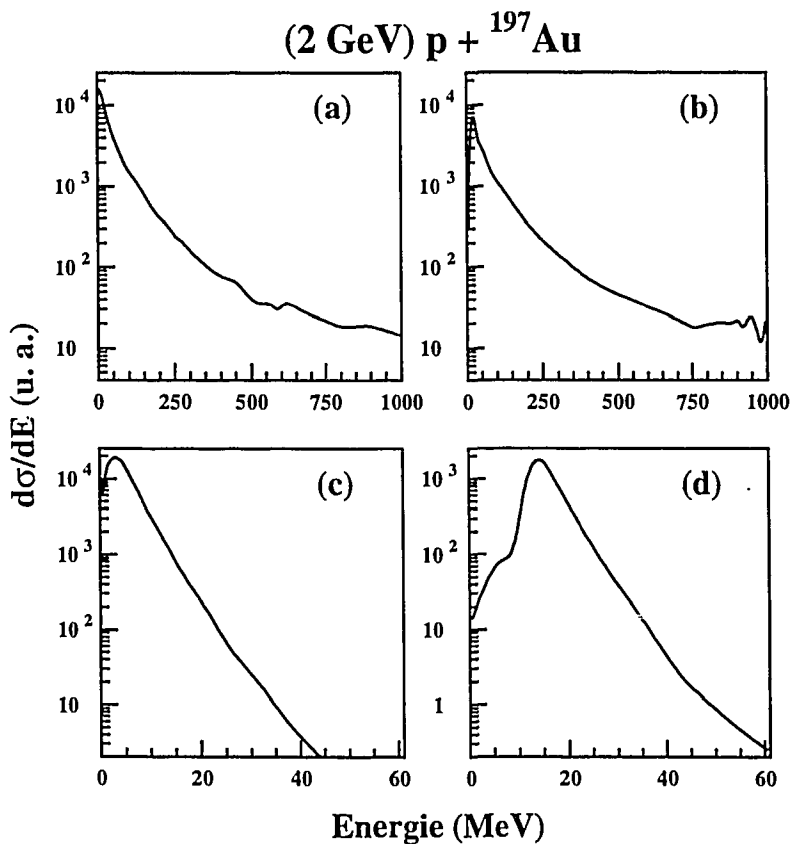
III.2. Les distributions de multiplicités de neutrons

Les distributions de multiplicités de neutrons prédites par INC et par GEMINI corrigées de l'efficacité d'ORION sont présentées figure III.3-a. Les spectres énergétiques prédits par INC (figure III.4) montrent que les neutrons "directs" sont en moyenne beaucoup plus énergétiques que ceux évaporés lors de la phase de désexcitation statistique. L'efficacité de détection est par conséquent beaucoup plus faible pour les neutrons issus de la cascade (figure I.7), les neutrons détectés par ORION sont donc essentiellement évaporés et leur multiplicité est fortement liée à l'énergie d'excitation. L'accord entre les distributions de multiplicités de neutrons mesurées et celles calculées pour chaque secteur d'ORION (figure III.5) est très satisfaisant. On note néanmoins et de façon systématique des multiplicités moyennes mesurées supérieures à celles calculées. Il en est évidemment de même pour la multiplicité totale (figure III.3-b). Des simulations réalisées avec le logiciel GEANT [BRU 82] nous permettent de montrer que les différences de deux à trois neutrons observées en moyenne entre les deux distributions proviennent de réactions

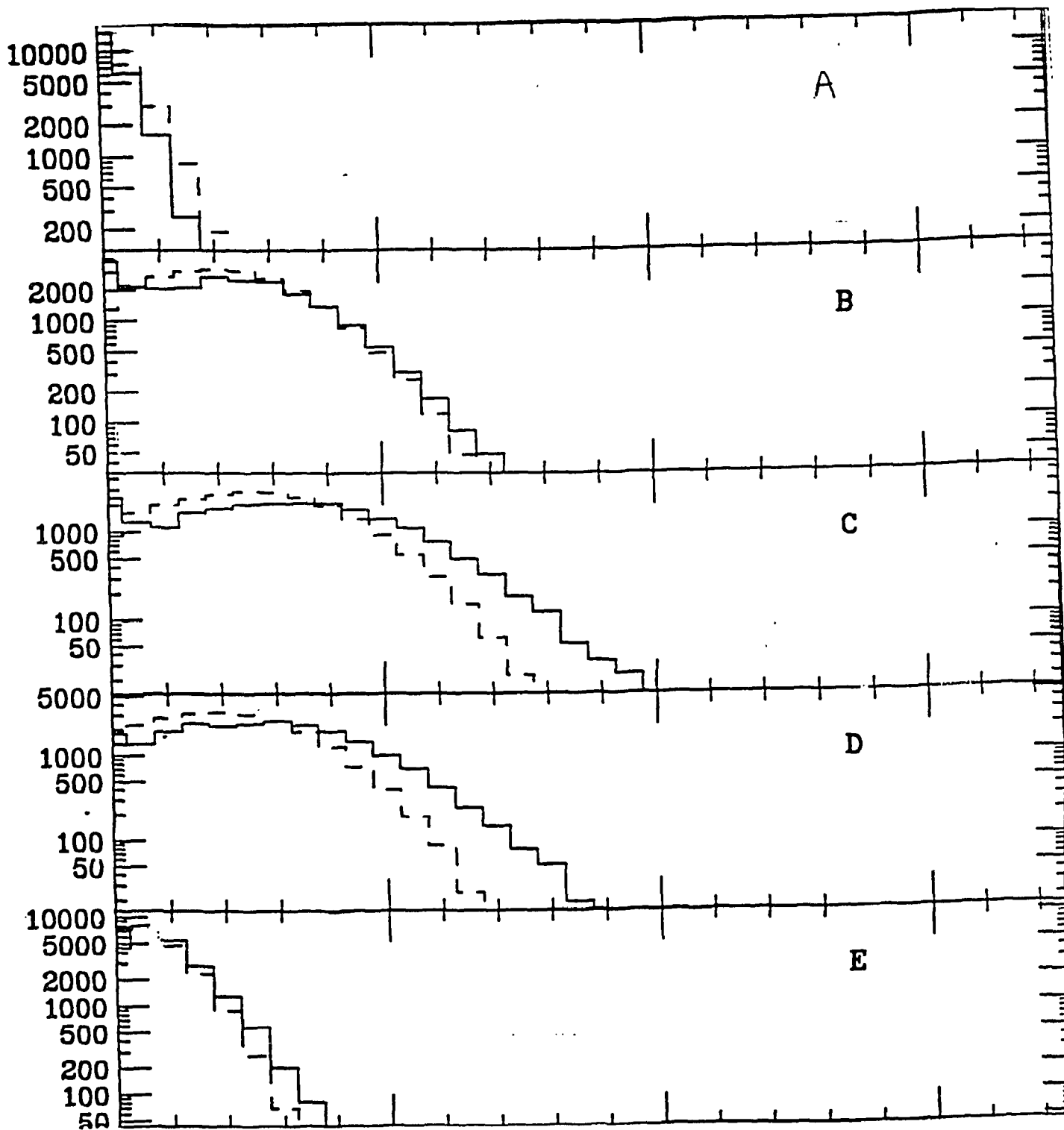
2 GeV p + Au



▲ Fig III.3 : Distributions de multiplicités neutrons
a- directs (ligne pointillé) et évaporés (ligne continue)
b- totales mesurées et calculées



▲ Fig III.4 :
Spectres énergétiques
calculés pour le
système (2 GeV) p +
Au
a - neutrons directs
prédits par INC
b - protons directs
prédits par INC
c - neutrons évaporés
prédits par GEMINI
d - protons évaporés
prédits par GEMINI



▲ Fig III.5 : Comparaison des distributions de multiplicités neutroniques expérimentales (traits pleins) et théoriques (pointillés) pour chaque secteur d'ORION

secondaires induites par des particules énergétiques issues de la cascade INC dans les matériaux entourant la cible et ORION (chambre à réaction, scintillateur liquide, béton...).

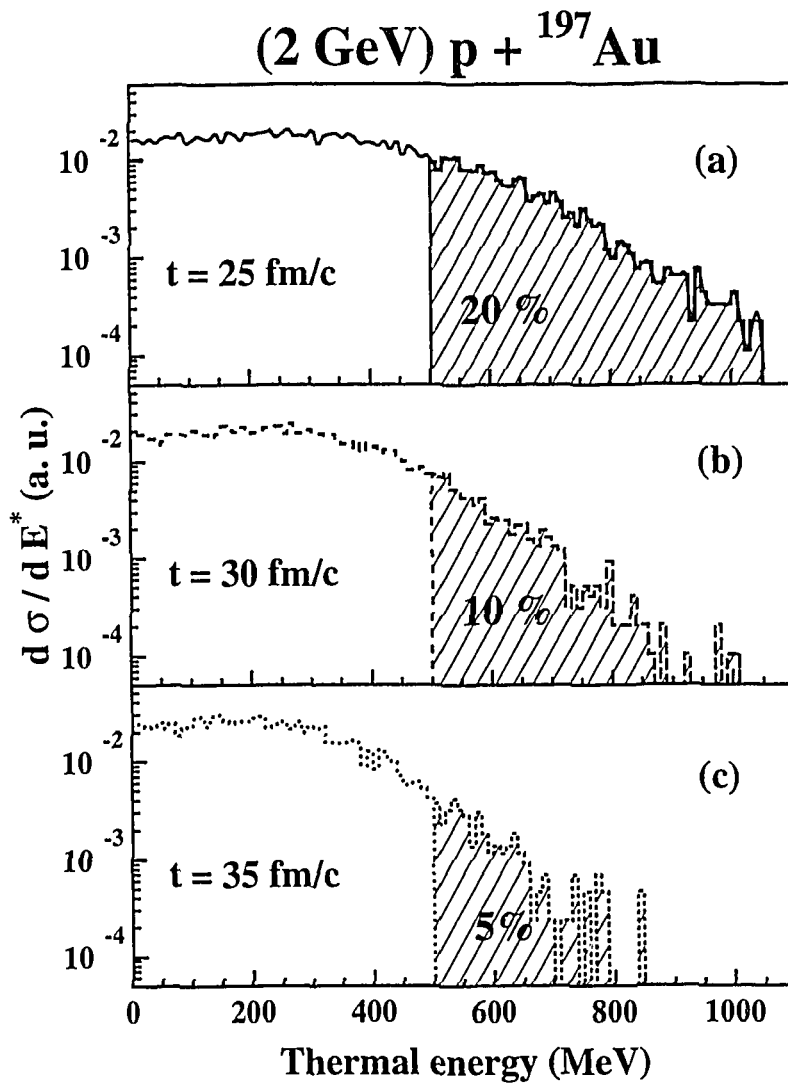
Cet accord correct, global et secteur par secteur, est satisfaisant mais ne prouve pas pour autant que le temps de thermalisation a été correctement choisi. En effet nous avons déjà mentionné le fait qu'une faible variation de ce paramètre modifie peu le nombre total de neutrons émis (voir § I.2.2). Ceci est lié au fait que les caractéristiques des neutrons en fin d'étape INC ou au début de GEMINI sont pratiquement les mêmes.

III.3. Les énergies d'excitation

III.3.1. Les distributions

Pour évaluer l'efficacité réelle des projectiles légers à chauffer des noyaux lourds nous avons extrait des prédictions théoriques la distribution d'énergie thermique des noyaux issus d'une cascade d'une durée de 30 fm/c. La cohérence entre résultats expérimentaux et théoriques discutée précédemment montre que le processus de réaction est convenablement décrit par le modèle utilisé, les énergies thermiques calculées sont donc à priori réalistes. La distribution (figure III.6-b) est relativement large mais sa forme contredit les calculs de type Glauber effectués par Abul-Magd [ABU 86] qui prévoient une décroissance exponentielle de la section efficace avec l'énergie d'excitation (figure III.7). Nos calculs théoriques reproduisant convenablement les données expérimentales (cela sera d'ailleurs à nouveau confirmé au chapitre suivant) la distribution que nous présentons nous semble être la plus réaliste.

Nous avons représenté les distributions d'énergie thermique pour des temps de thermalisation de 25, 30 et 35 fm/c (figures III.6-a, III.6-b et III.6-c) et évalué le pourcentage des événements conduisant à des noyaux d'énergie thermique supérieure à 500 MeV. A 30 fm/c environ 10% des noyaux issus de la cascade intranucléaire ont une énergie thermique supérieure à 500 MeV soit en se plaçant dans l'hypothèse d'un gaz de fermi, justifiée pour un noyau lourd excité, avec un paramètre de densité de niveau de $A/10$, une température nucléaire $T \cong 5$ MeV. Nous verrons que cette estimation est cohérente avec les températures extraites des paramètres de pente des spectres énergétiques des particules chargées (voir chapitre 4 § III.3). Nous pouvons néanmoins noter que la distribution d'énergie thermique est très sensible au temps choisi pour la fin de la cascade intranucléaire, une variation de 5 fm/c faisant doubler la fraction des événements d'énergie thermique supérieure à 500 MeV.



▲ *Fig III.6 : Distributions d'énergie thermique des noyaux issus du code de cascade intranucléaire pour des temps de thermalisation de 25 fm/c (a), 30 fm/c (b) et 35 fm/c (c)*

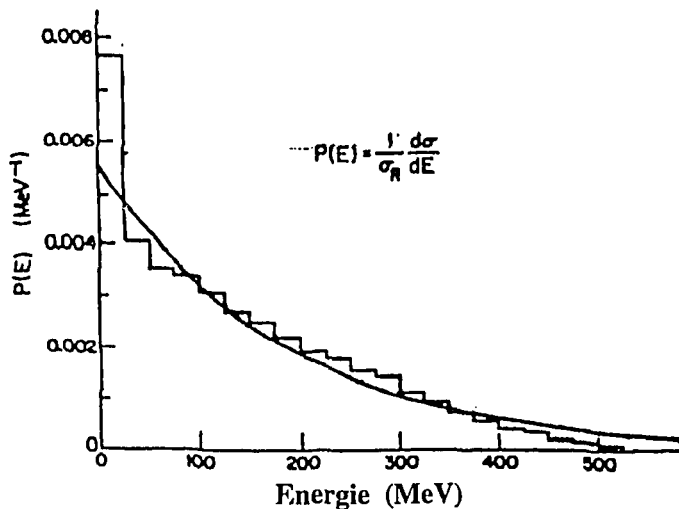
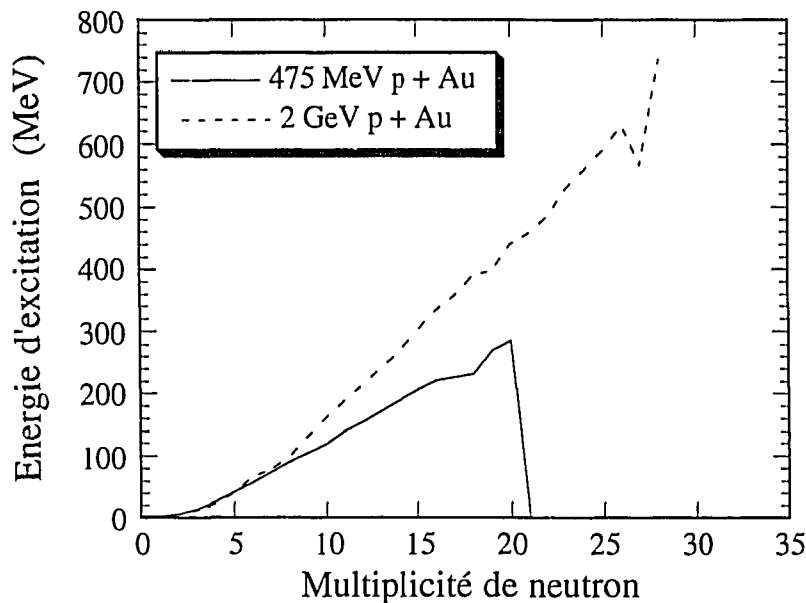


Fig III.7 : Distribution d'énergie d'excitation dans les collisions (600 MeV) p + ¹⁵⁹Tb obtenues par le code de cascade de Bertini (histogramme) et par un calcul Glauber (ligne)[ABU 86]

III.3.2. Energie d'excitation et multiplicités de neutrons

Nous avons déjà évoqué la forte corrélation entre la multiplicité de neutrons et l'énergie d'excitation, il est donc intéressant de pouvoir évaluer l'énergie d'excitation d'un noyau chaud formé à partir de la simple multiplicité de neutrons mesurée. Nous avons dans ce but représenté l'énergie d'excitation moyenne calculée pour 30 fm/c en fonction de la multiplicité de neutrons telle qu'elle serait donnée par ORION pour les différents systèmes étudiés (figure III.8). Le projectile de 2 GeV permet d'atteindre des énergies d'excitation plus élevées mais à basse multiplicité, dans le domaine d'énergie d'excitation couvert par les deux énergies incidentes, les courbes ne sont pas identiques. Les différences entre 475 MeV p+Au et 2 GeV p+Au observées à basse multiplicité proviennent des neutrons directs.



▲ Fig III.8 : Energie thermique des noyaux issus du code de cascade en fonction de la multiplicité totale de neutrons convoluée par l'efficacité d'ORION

Avec ces courbes nous pouvons, quelque soit le type de mesures, "inclusives" ou "exclusives", estimer l'énergie d'excitation moyenne par la simple valeur de la multiplicité de neutrons donnée par ORION. La mesure de la multiplicité neutronique événement par événement est à ce titre particulièrement intéressante car elle permet de trier les événements par classe d'énergie d'excitation.

Un dispositif expérimental reposant sur des mesures de multiplicités neutroniques moyennes (comme cela a généralement été fait par le passé) aurait donné

une énergie d'excitation moyenne de 250 MeV alors que nous avons pu montrer qu'environ 10% des noyaux ont une énergie d'excitation supérieure à 500 MeV.

IV. CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que l'utilisation d'un modèle en deux étapes, une cascade intranucléaire et une désexcitation statistique, permet de reproduire de façon très satisfaisante les distributions de neutrons. Dans le chapitre 4 l'étude d'autres quantités physiques apportera des preuves supplémentaires de la bonne description de la réaction par le modèle utilisé et chaque paramètre mesuré lors de l'expérience sera comparé avec les résultats du calcul.

Nous avons également mis en évidence que des noyaux d'une température nucléaire supérieure à 5 MeV étaient créés avec une section efficace significative (environ 10 % de la section efficace totale de réaction).

Chapitre 4: EVALUATION DES ENERGIES D'EXCITATION

Nous développons dans ce chapitre deux approches très différentes pour évaluer l'énergie d'excitation atteinte par les noyaux:

La première est basée sur les mesures de la multiplicité de neutrons, quantité fortement liée à l'énergie d'excitation du noyau comme nous venons de la voir. Les mesures dites "inclusives" permettent de construire des distributions de multiplicité de neutrons. Pour les mesures dites "exclusives" la multiplicité de neutrons est utilisée comme filtre et permet de classer les événements en fonction de l'énergie d'excitation.

La seconde approche consiste à étudier les particules chargées légères détectées par les dix télescopes. Outre la température nucléaire (directement liée à l'énergie d'excitation) que l'on peut déduire des spectres énergétiques, l'étude des particules chargées met en évidence les deux origines distinctes des particules émises lors de la réaction et permet d'évaluer la vitesse de recul de la source émettrice.

I. PRESENTATION DES DEUX APPROCHES UTILISEES

I.1. La théorie de Weisskopf

Nous rappelons dans ce paragraphe les points essentiels de la théorie de Weisskopf que l'on peut retrouver notamment dans les références [WEI 37], [DUR 93].

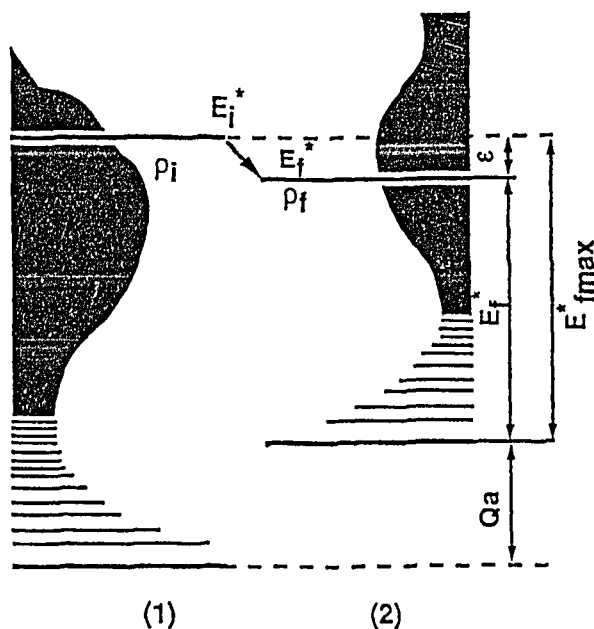


Fig IV.1: Schéma de désexcitation d'un noyau initial i en un noyau final f et une particule a d'énergie cinétique ϵ

Pour des énergies d'excitation suffisamment élevées les niveaux d'énergie des noyaux sont très rapprochés et peuvent être considérés comme continus. Weisskopf a donc décrit l'évaporation de particules par un noyau suffisamment excité par un modèle statistique [WEI 37].

Le noyau, dans l'état initial, a une énergie E_i^* , il se désexcite en émettant une particule a, d'énergie de liaison Q_a et possède alors l'énergie E_f^* dans l'état final (voir figure IV.1). Si ρ_i et ρ_f sont les densités d'état du noyau dans l'état initial et final, le principe de la balance détaillé implique $\rho_i P_{if} = \rho_f P_{fi}$ avec P_{if} la probabilité de transition de l'état initial vers l'état final. La probabilité d'émettre une particule a dont l'énergie est comprise entre ϵ et $\epsilon+d\epsilon$ est

$$P_a(\epsilon)d\epsilon \propto \frac{g p^2 \sigma_c(\epsilon) \rho_f(E_f^*) d\epsilon}{\sum g \int_0^\infty p^2 \sigma_c(\epsilon) \rho_f(E_f^*) d\epsilon} \quad \text{eq IV.1}$$

g est la dégénérescence due au spin, p l'impulsion et σ_c la section efficace de la réaction inverse (capture de la particule a).

Le concept de température est généralement introduit en thermodynamique lorsqu'on décrit le système par une représentation canonique. Le système est alors en équilibre avec un thermostat qui lui impose sa température. Celle-ci est définie par $\beta = k/T$, k est la constante de Boltzmann que nous prenons égale à 1. Si Z est la fonction de partition du système, l'énergie interne du système est en moyenne:

$$\bar{E} = \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} \quad \text{eq IV.2}$$

Les échanges d'énergie entre le système et le thermostat provoquent des fluctuations de l'énergie interne du système. En physique nucléaire le nombre de constituants (les nucléons) étant limité, des fluctuations, certes d'autant plus faibles que le noyau est lourd et l'énergie d'excitation importante, sont induites et rendent compte de la signification imparfaite de la notion de température. La densité d'état peut-être reliée à la température précédemment définie par la relation:

$$\rho(E^*) \propto \exp\left(\frac{E^*}{T}\right) \quad \text{eq IV.3}$$

et la probabilité d'émettre une particule a d'énergie ϵ à $d\epsilon$ près est:

$$P_a(\varepsilon)d\varepsilon \propto (\varepsilon - B_a) \exp\left(-\frac{\varepsilon - B_a}{T}\right)d\varepsilon \quad \text{eq IV.4}$$

B_a étant la barrière coulombienne associée. La température (avec les restrictions conceptuelles citées précédemment) peut donc être extraite de la pente des spectres énergétiques des particules évaporées. La probabilité totale d'émission d'une particule a de masse m est alors:

$$P_a \propto g m \rho(E_i^* - Q_a - B_a) \quad \text{eq IV.5}$$

On en déduit que la compétition entre l'émission d'une particule a et d'une particule b est fonction du rapport:

$$\frac{P_a}{P_b} \propto \frac{g_a m_a \rho(E_i^* - Q_a - B_a)}{g_b m_b \rho(E_i^* - Q_b - B_b)} \quad \text{eq IV.6}$$

Il faut donc considérer la barrière coulombienne et l'énergie de liaison des particules a et b. L'émission d'un neutron est fortement favorisée à celle d'un proton car leurs énergies de liaison sont comparables mais le neutron est insensible à la barrière coulombienne. Si on compare l'émission d'un proton et d'une particule alpha par un noyau d'or, les énergies de liaison sont de 8 MeV et 1 MeV et les barrières coulombiennes de 12 et 23 MeV respectivement. On voit que si l'énergie de liaison doit être prise en considération le paramètre dominant reste la barrière coulombienne.

L'énergie d'excitation est alors relié à la température par la relation:

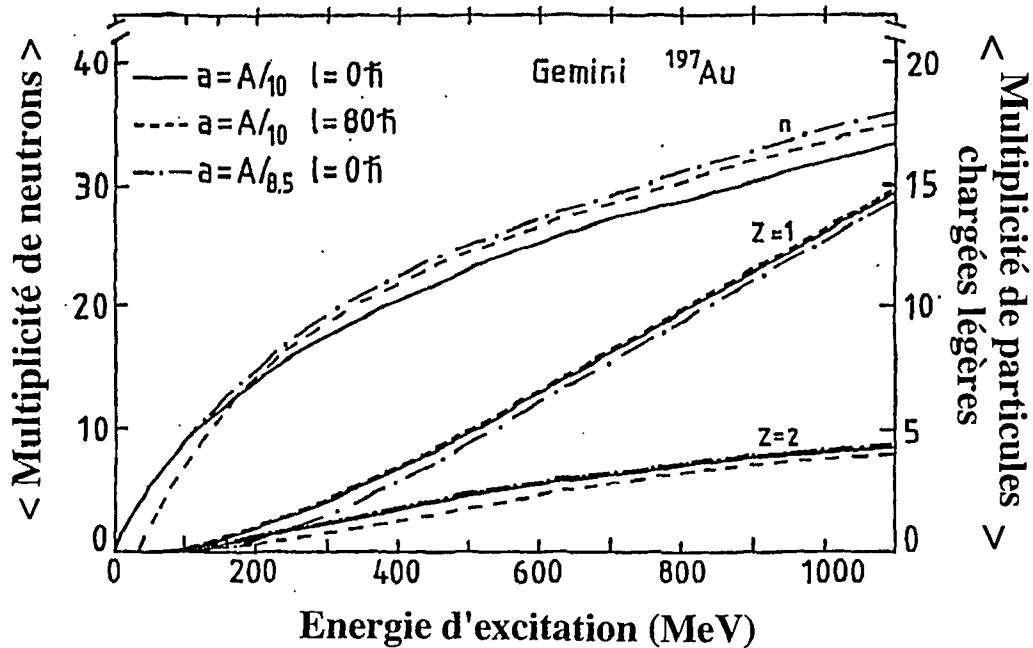
$$E = aT^2 \quad \text{eq IV.7}$$

a est le paramètre de densité de niveau. Dans le modèle du gaz de Fermi il vaut $a = \frac{A\pi^2}{4\mu_0}$, μ_0 étant le potentiel chimique. Mais ce modèle est assez approximatif, les différentes évolutions en modèles plus sophistiqués et les résultats expérimentaux concluent à un paramètre de densité de niveaux compris entre A/12 et A/8. Nous avons choisi le paramètre de densité de niveaux $a=A/10$ pour réaliser les simulations avec le code GEMINI (voir chapitre 3 § II).

1.2. Comment évaluer l'énergie d'excitation ?

La théorie de Weisskopf nous apprend notamment que deux quantités sont fortement liées à l'énergie d'excitation: les multiplicités de particules évaporées et leur distribution énergétique.

La figure IV.2 est le résultat d'un calcul du code GEMINI, le nombre moyen de particules légères (neutrons, $Z=1$ et $Z=2$) émises par un noyau d'or est représenté en fonction de l'énergie d'excitation de celui-ci. La multiplicité de particules évaporées et l'énergie d'excitation étant fortement corrélées la mesure de la première permet d'évaluer la seconde. Quelque soit l'énergie d'excitation les neutrons sont les plus abondants pour deux raisons. Le rapport N/Z est toujours supérieur ou égal à 1 et augmente avec la masse du noyau ($N/Z=1.3$ pour l'argent, 1.5 pour l'or et 1.6 pour l'uranium). Les neutrons sont émis préférentiellement à tout noyau chargé (voir eq 6), cet effet étant d'autant plus important que l'énergie d'excitation est faible. Les neutrons sont donc indiscutablement les particules les mieux adaptées, car les plus sensibles, à la mesure des énergies d'excitation et dans un très large domaine d'énergie. On remarque en outre, que la valeur du paramètre de densité de niveau et du spin (dont l'influence n'a pas été discutée au paragraphe précédent car nous considérons des noyaux dont le moment angulaire est faible) ne modifient pas les conclusions qui viennent d'être tirées. La multiplicité de neutrons a été mesurée événement par événement lors des mesures sans condition (mesures dites "inclusives") et les distributions obtenues, étudiées au paragraphe suivant, donnent de précieuses informations sur les énergies d'excitation atteintes par les différents noyaux cibles exposés. En complément nous avons également évalué les multiplicités moyennes de particules chargées légères en fonction de la multiplicité de neutrons (voir § III.4).



▲ Fig IV.2: Calculs GEMINI de la multiplicité moyenne de neutrons et de particules de $Z=1$ et $Z=2$ en fonction de l'énergie d'excitation [LOT 93]

La seconde méthode (voir § III.3) consiste à déterminer la température nucléaire, cette variable étant reliée à l'énergie d'excitation par l'équation IV.7. On peut extraire la température nucléaire des pentes des spectres énergétiques des particules évaporées (voir eq IV.4). Cette technique a toutefois ses limites car outre les problèmes liés au concept même de température nucléaire évoqués précédemment (§ I.1) le spectre énergétique reflète la température du noyau émetteur au moment où celui-ci émet la particule, il peut donc s'être préalablement refroidi par l'émission d'autres particules ou avoir déjà fissionné. De plus les particules considérées doivent provenir exclusivement d'un processus d'évaporation et nous verrons que la "pollution" des particules "directes" (voir chapitre 3), est très gênante. Ne détectant que la multiplicité de neutrons et pas leur énergie nous ne pouvons appliquer cette approche qu'aux particules chargées. Celles de $Z=2$, détectées avec les télescopes, ont été choisies pour deux raisons. Leurs spectres sont mieux mesurés à haute énergie que pour les particules de $Z=1$ et contrairement à ces dernières le mélange isotopique est restreint.

II. LES DISTRIBUTIONS DE MULTIPLICITES DE NEUTRONS

Les mesures inclusives nécessitant des temps de prise de données relativement courts (cible épaisse, déclenchement sur toutes les réactions dans 4π) quatre cibles ont été exposées pour chaque projectile: *argent, or, bismuth et uranium*. Les distributions présentées (figure IV.3) sont obtenues après soustraction des réactions parasites et déconvolution du bruit de fond et des empilements suivant la procédure détaillée au chapitre 2 § III.

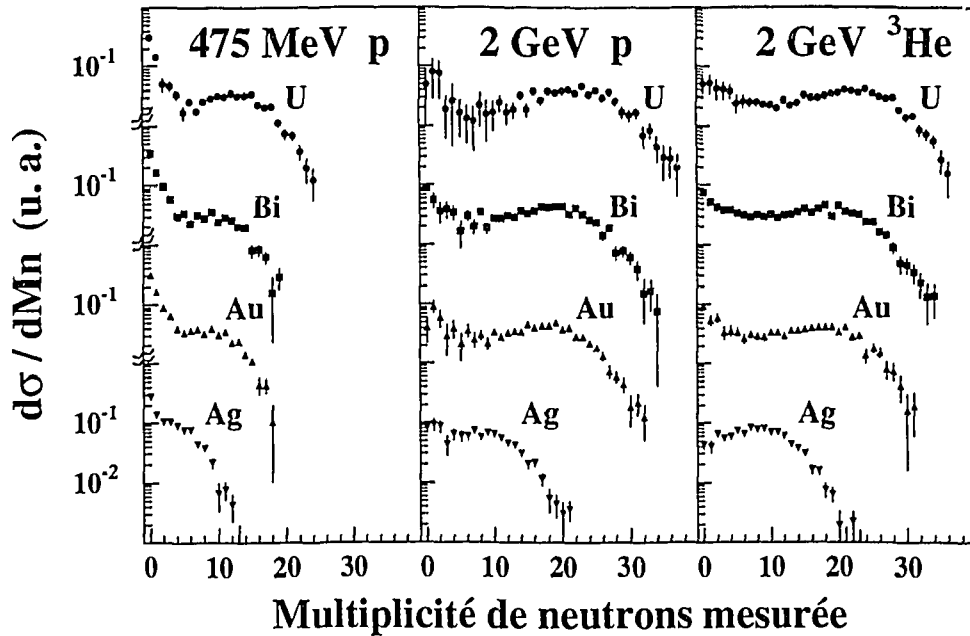
Quelque soit la cible, le faisceau et son énergie les distributions présentent le même aspect qu'en ions lourds. La bosse à relativement haute multiplicité correspond aux collisions les plus centrales, ou encore aux faibles paramètres d'impact. Le maximum très prononcé aux faibles multiplicités est dû aux réactions périphériques (grand paramètre d'impact). Ces réactions sont nombreuses pour des raisons géométriques et associées à de faibles multiplicités car l'énergie dissipée est peu élevée le projectile interagissant alors avec la surface du noyau et non son coeur.

A projectile et énergie identiques le nombre de neutrons émis augmente avec la masse de la cible. Cet effet a trois origines complémentaires:

- Plus le noyau est lourd et plus le nombre de chocs nucléon-nucléon entre le projectile et la cible est important, le projectile peut donc dissiper plus d'énergie dans la cible et celle-ci atteindre des énergies d'excitation plus élevées.

- Le rapport $\frac{N}{Z}$ de la cible augmente avec la masse de celle-ci.

- la barrière coulombienne (énergie minimum que doit posséder une particule chargée pour quitter le noyau) croît avec la masse du noyau cible. Plus celui-ci est massif plus l'évaporation de particules chargées légères est pénalisée et donc l'émission de neutrons privilégiée.



▲ Fig IV.3 : Distributions de multiplicités de neutrons expérimentales pour les faisceaux (475 MeV) p, (2 GeV) p et (2 GeV) ^3He sur les cibles d'argent, d'or, de bismuth et d'uranium

On remarque également que les protons de 2 GeV conduisent à des multiplicités neutroniques beaucoup plus importantes que ceux de 475 MeV, un projectile de 2 GeV permet donc de déposer plus d'énergie dans un noyau lourd qu'un projectile de 475 MeV. Des expériences réalisées par Nakai et al [NAK 83] mettent en évidence une saturation de l'énergie déposée pour des énergies de bombardement supérieures à 4 GeV. Il aurait été très intéressant de poursuivre cette fonction d'excitation à plus haute énergie mais ceci était impossible à Saturne. Une tentative de mesure avec des protons de 2.8 GeV, énergie disponible la plus élevée, s'est soldée par un échec à cause du bruit de fond associé trop élevé.

Les distributions obtenues avec les faisceaux d'hélium et de protons à 2 GeV sont très similaires et correspondent donc à des énergies d'excitation comparables. On retrouve un résultat connu suite à des mesures radiochimiques de produits de réactions

indiquant que pour les projectiles légers l'énergie dissipée dépend peu de la nature du projectile mais plutôt de son énergie cinétique [RUD 66]. Ce résultat, qui est d'ailleurs confirmé par les mesures de multiplicités de particules chargées (voir § III.3 et III.4), est un peu étonnant. En effet dans le modèle de cascade intranucléaire le dépôt d'énergie du projectile dans la cible s'effectue par chocs nucléon-nucléon. L'énergie par nucléon est de seulement 666 MeV pour le système ${}^3\text{He} + \text{Au}$ contre 2 GeV pour $p + \text{Au}$. Sans réaliser le calcul il n'est pas évident de prédire que trois nucléons animés chacun de 666 MeV conduisent à des effets similaires à ceux d'un seul nucléon trois fois plus énergétique. Les énergies d'excitation atteintes étant comparables l'utilisation de protons, moins massifs, semble donc préférable à celle d' ${}^3\text{He}$ car ils permettent de créer des noyaux dont les modes collectifs sont moins excités, but de l'expérience. Les conditions expérimentales sont elles nettement plus favorables avec le faisceau d'hélium 3 qu'avec le faisceau de protons à 2 GeV (faisceau plus stable, halo beaucoup moins intense) et dans la suite de notre analyse nous utilisons en majorité les résultats obtenus avec le faisceau d'hélium pour lesquels les données sont de meilleure qualité et statistiquement plus significatives.

Notons également que les distributions obtenues à 2 GeV d'énergie incidente ressemblent beaucoup à celles des réactions induites par des faisceaux d'argon de 44 et 77 MeV/A [SOK 93]. Cette constatation est étonnante car si les énergies disponibles dans le centre de masse sont du même ordre de grandeur, les processus de réaction sont supposés très différents.

III. LES PARTICULES CHARGÉES LÉGÈRES

III.1. Mise en évidence d'une réaction en deux étapes

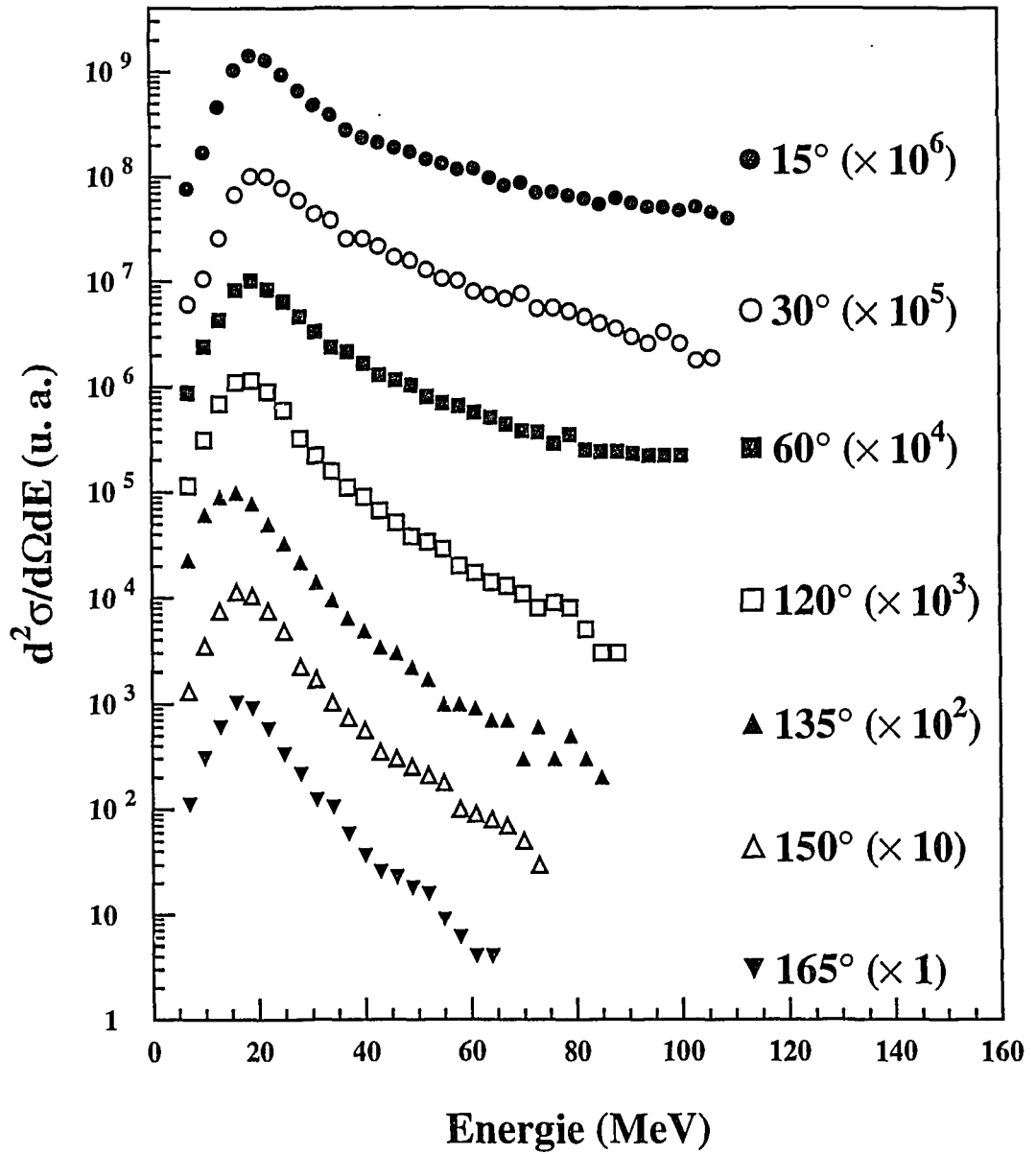
III.1.1. Spectres expérimentaux

Nous avons évoqué (chapitre 2 § IV.3.1.) les problèmes rencontrés pour obtenir les spectres énergétiques des particules de $Z=1$ à haute énergie à cause du phénomène de rebroussement. Nous raisonnons donc à partir de maintenant en utilisant les particules de $Z=2$, moins sensibles à ce phénomène qui déforme la partie haute énergie des spectres. Le télescope 6 placé à 105° étant trop proche du plan de la cible, ses données se sont révélées trop altérées, nous n'en tiendrons donc plus compte dans la suite de l'analyse.

On observe une évolution notable de la forme des spectres avec l'angle (figures IV.4 et IV.5). L'énergie la plus probable diminue très légèrement avec l'angle de détection traduisant un faible recul de la source. Chaque spectre est constitué de deux composantes. A basse énergie leur forme est une maxwellienne. Pour les énergies plus

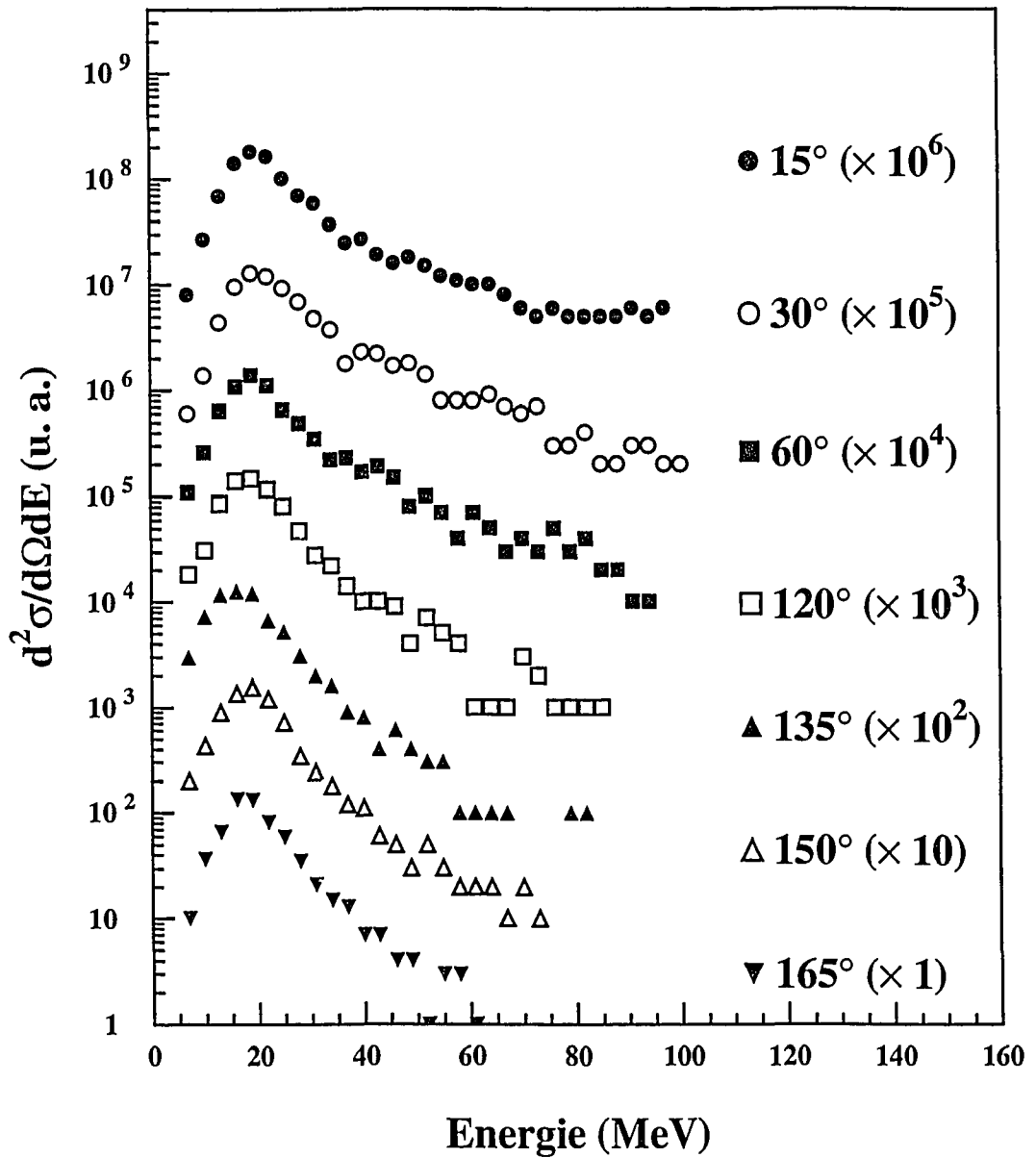
élevées les spectres décroissent exponentiellement. La forme et l'intensité de cette composante dépendent fortement de l'angle considéré.

(2 GeV) $^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$



▲ Fig IV.4: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165° pour le système $(2 \text{ GeV}) ^3\text{He} + \text{Au}$

(2 GeV) p + ¹⁹⁷Au



▲ Fig IV.5: Spectres énergétiques des particules de Z=2 dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165° pour le système (2 GeV) p + Au

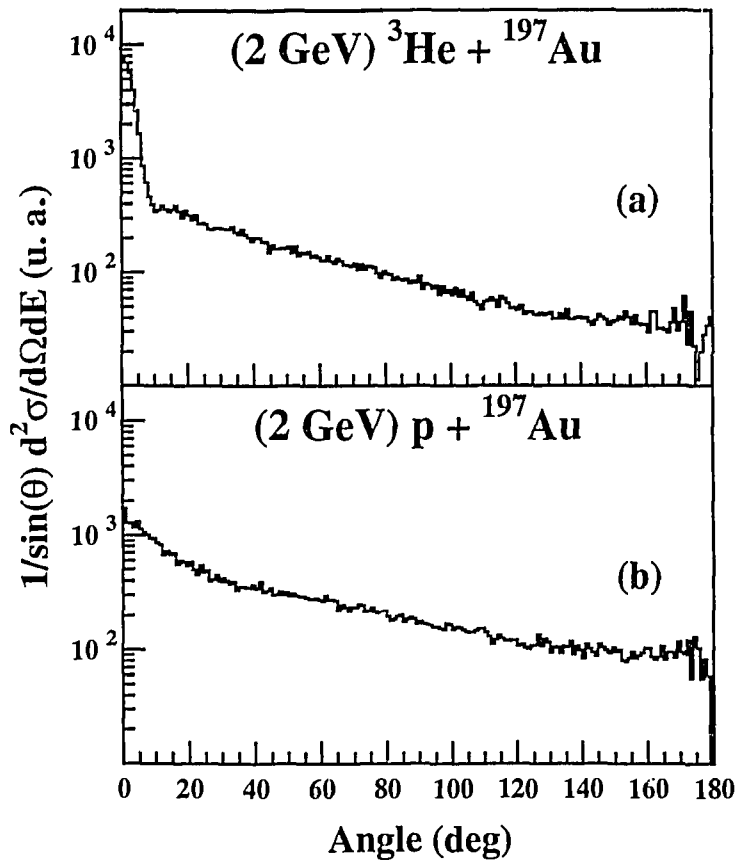


Fig IV.6: Distributions angulaires des particules directes de $Z=1$ prédites par le code INC

a - pour la réaction $(2 \text{ GeV}) \text{ } ^3\text{He} + \text{Au}$

b - pour la réaction $(2 \text{ GeV}) \text{ } p + \text{Au}$

Les réactions étudiées sont décrites par un processus en deux étapes (voir chapitre 3). Pendant la cascade intranucléaire, des neutrons, des particules chargées légères et, vraisemblablement des FMI, sont éjectés. Ces particules et noyaux légers sont en moyenne énergétiques (figures III.4-a et III.4-b) et préférentiellement émis aux angles avant (figure IV.6-a). Lors de la seconde étape le noyau évapore des neutrons, des particules chargées légères et des FMI. L'émission est alors isotrope dans le référentiel du noyau et les particules sont peu énergétiques (figure III.4-c).

Par leur allure générale, les spectres énergétiques mesurés corroborent donc la description de la réaction par ce modèle en deux phases. La composante basse énergie, pratiquement insensible à l'angle de détection, est due essentiellement aux particules évaporées isotropiquement lors de la seconde étape de la réaction alors que la composante haute énergie est formée de particules éjectées lors de la première phase de la réaction, nous les appellerons dorénavant "particules directes". Un comportement identique a été observé en mesurant les spectres énergétiques des neutrons à différents angles [CIE 87].

III.1.2. Spectres théoriques

Les distributions angulaires de protons directs prédites par le calcul sont présentées figures IV.6-a et IV.6-b. Les deux distributions sont fortement piquées à l'avant et la section efficace d'émission de particules directes vers l'arrière semble relativement faible (échelle logarithmique). Pour le système (2 GeV) ${}^3\text{He} + \text{Au}$ la distribution présente un important pic aux petits angles correspondant aux nucléons du projectile qui traversent la cible en ne perdant que très peu d'énergie et en n'étant donc que très légèrement déviés. Nous ne pouvons évidemment pas comparer une distribution de protons théorique à une distribution expérimentale de particules de $Z=2$ (figures IV.4 et IV.5) mais un comportement analogue peut être raisonnablement attendu. L'allure des spectres à grand angle semble montrer que des particules directes sont émises dans un domaine angulaire beaucoup plus étendu que celui prédit pour les nucléons. Cette constatation reste toutefois très qualitative les données ne permettant pas de séparer les deux composantes.

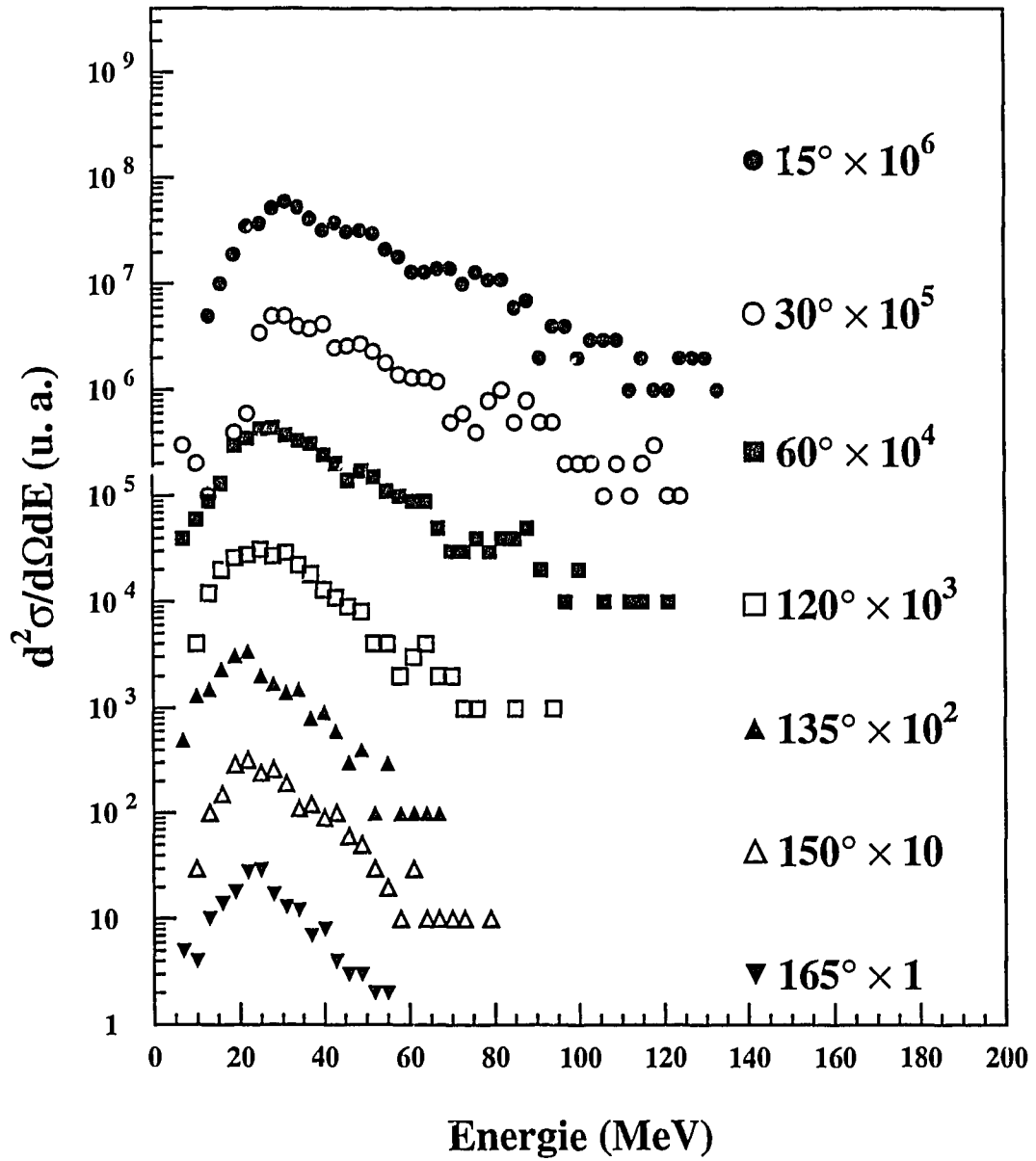
Les distributions énergétiques des noyaux de $Z=3$ (figure IV.7) sont similaires à celles représentées pour les $Z=2$. Les noyaux de lithium ne sont donc pas tous émis lors de la désexcitation statistique du noyau chaud. Comme pour les noyaux de $Z=2$ l'existence d'une composante directe prouve que des noyaux complexes sont éjectés lors de la première étape de la réaction et pas uniquement des nucléons. L'absence de traitement des fragments de masse supérieure à celle des nucléons par INC est donc une lacune importante du modèle, ces noyaux représentant en effet une fraction non négligeable de la section efficace totale de particules émises.

III.2. Traitement des données

III.2.1. Définition des tranches de multiplicités neutroniques

Nous avons vu que la multiplicité de neutrons est un filtre expérimental très puissant pour classer les événements en fonction de l'énergie d'excitation. Les distributions de multiplicités totales de neutrons associées aux événements pour lesquels on détecte au moins une particule chargée sont représentées figures IV.8-a et IV.8-b. Dans les deux cas la multiplicité neutronique la plus probable est 22 et après déconvolution des distributions du bruit de fond et des empilements (voir chapitre 2 § IV.1) les événements à faible multiplicité et ceux de multiplicité supérieure à 35 disparaissent pour l'essentiel. Les premières sont dues à des événements de bruit de fond, les dernières à des empilements. Les événements de faibles multiplicités neutroniques sont en effet très peu probables car l'évaporation d'une particule chargée

(2 GeV) $^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$



▲ Fig IV.7: Spectres énergétiques des particules de $Z=3$ dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165°

par un noyau lourd s'accompagne généralement de l'évaporation de plusieurs neutrons (figure IV.2). Pour chaque système trois fenêtres de multiplicités neutroniques de poids statistiques comparables sont définies: [10;19], [20;24] et [25;34].

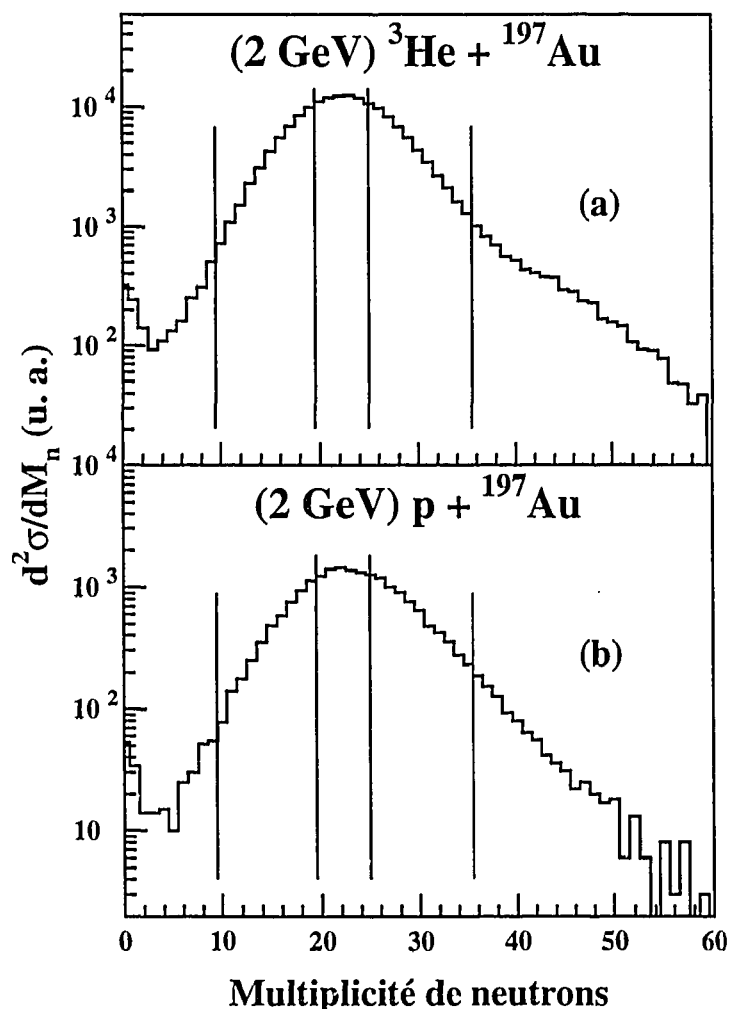


Fig IV.8: Distributions de multiplicités de neutrons associées aux événements pour lesquels on a détecté au moins une particule chargée légère

a - pour la réaction (2 GeV) $^3\text{He} + \text{Au}$

b - pour la réaction (2 GeV) $p + \text{Au}$

III.2.2. Détermination de la vitesse de la source émettrice

Les particules évaporées par le noyau chaud le sont isotropiquement dans le référentiel du noyau. L'énergie, l'angle et la masse des particules émises nous permettent de connaître leur impulsion et leur vitesses parallèle et transverse (par rapport à la direction du faisceau) dans le laboratoire. La section efficace différentielle invariante est définie par:

$$\sigma = \frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dv}$$

Dans le plan des vitesses parallèle et perpendiculaire au faisceau et mesurées dans le laboratoire on porte sur l'axe Z la section efficace différentielle invariante (figures IV.9 et IV.10). Son invariance par transformation galiléenne implique que les sections efficaces des particules émises isotropiquement dans le référentiel du noyau décrivent des niveaux selon des cercles concentriques dans le plan des vitesses parallèle et perpendiculaire dont le centre correspond à la vitesse du noyau émetteur dans le laboratoire. Ne disposant que de valeurs discrètes d'angles, les résultats sont "étalés" entre deux détecteurs consécutifs. La figure a été symétrisée par rapport à la direction du faisceau incident.

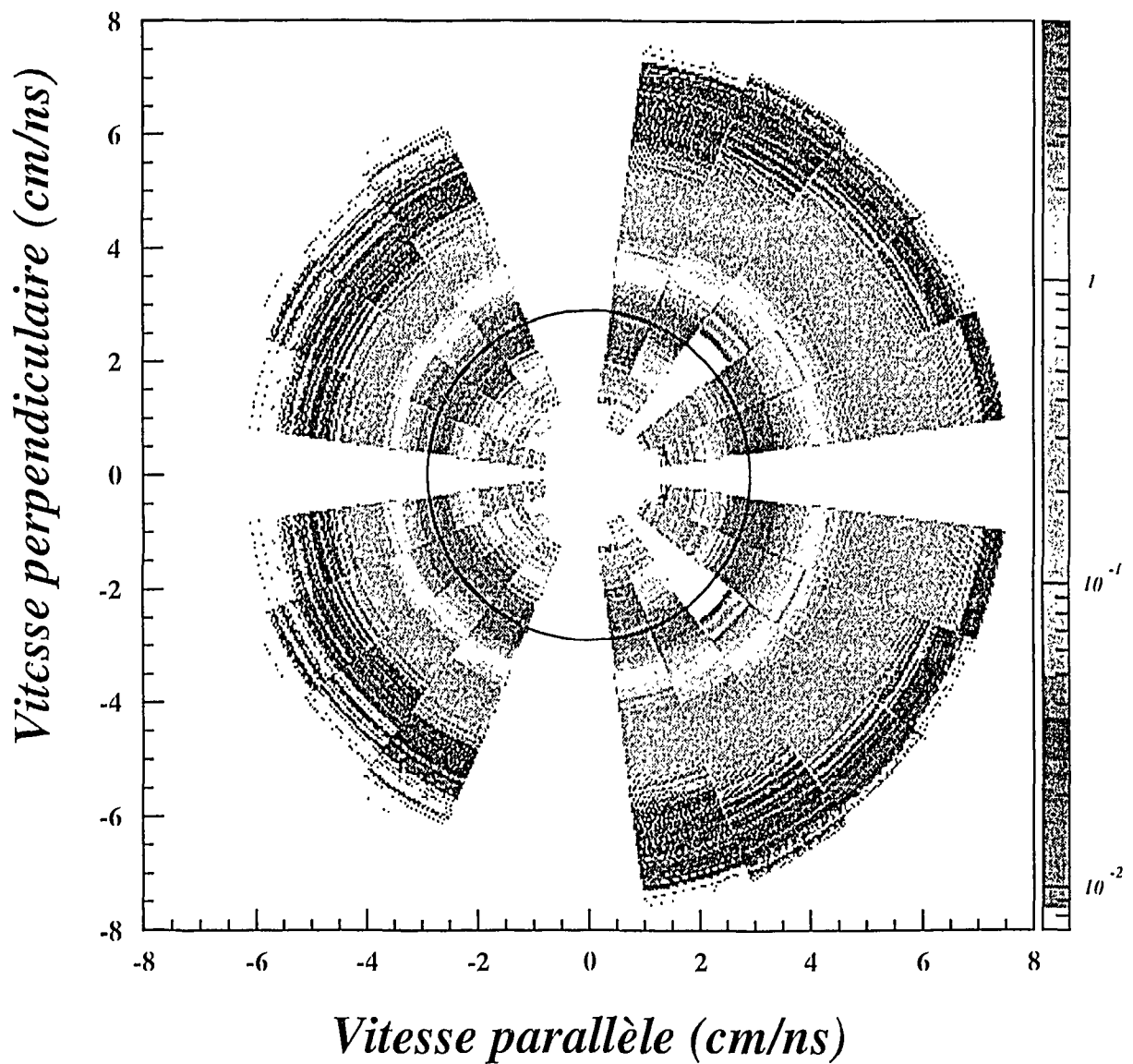
On remarque (figures IV.9 et IV.10) l'existence dominante d'une seule source contrairement aux expériences en ions lourds pour lesquelles on peut observer des particules souvent émises par au moins le noyau quasi-cible et le noyau quasi-projectile. On retrouve cependant l'existence de deux composantes distinctes mentionnées précédemment (voir § III.1). Les particules directes provoquent un étirement des courbes de niveau sensibles aux vitesses parallèles élevées (angles avant). Les faibles impulsions parallèles (en valeur absolue) sont dues aux particules évaporées isotropiquement. Un ajustement des maxima des sections efficaces invariantes par un cercle conduit à une vitesse de source parallèle à la direction du faisceau d'environ 0,07 cm/ns pour le système ${}^3\text{He} + \text{Au}$ et 0,025 cm/ns pour le système $p + \text{Au}$. Aucune évolution de cette vitesse n'est constatée pour les trois tranches de multiplicité de neutrons définies (voir § III.2.1.). Il faut considérer ce résultat avec précaution, la méthode étant très imprécise. En effet, les particules évaporées ont des vitesses de l'ordre de 3 cm/ns en moyenne et on tente de mesurer des vitesses du noyau émetteur de l'ordre du dixième de cm/ns. Nous pouvons néanmoins affirmer que la vitesse de recul est très faible quelque soit la multiplicité de neutrons. On considérera dans la suite de l'analyse que le noyau de recul est animé d'une vitesse moyenne de 0,07 cm/ns et 0,025 cm/ns pour les systèmes (2 GeV) ${}^3\text{He} + \text{Au}$ et (2 GeV) $p + \text{Au}$ respectivement. Les vitesses mesurées sont à comparer aux vitesses de recul d'un pseudo-noyau composé dans l'hypothèse d'un transfert total d'impulsion (tableau IV.1).

projectile	cible	475 MeV	2 GeV
proton	Or	0,17	0,46
proton	Uranium	0,14	0,38
${}^3\text{He}$	Or		0,64
${}^3\text{He}$	Uranium		0,53

Tableau IV.1 : Vitesse de recul (en cm/ns) du noyau dans l'hypothèse d'un transfert total d'impulsion

$(2 \text{ GeV}) \text{ } ^3\text{He} + \text{}^{197}\text{Au}$

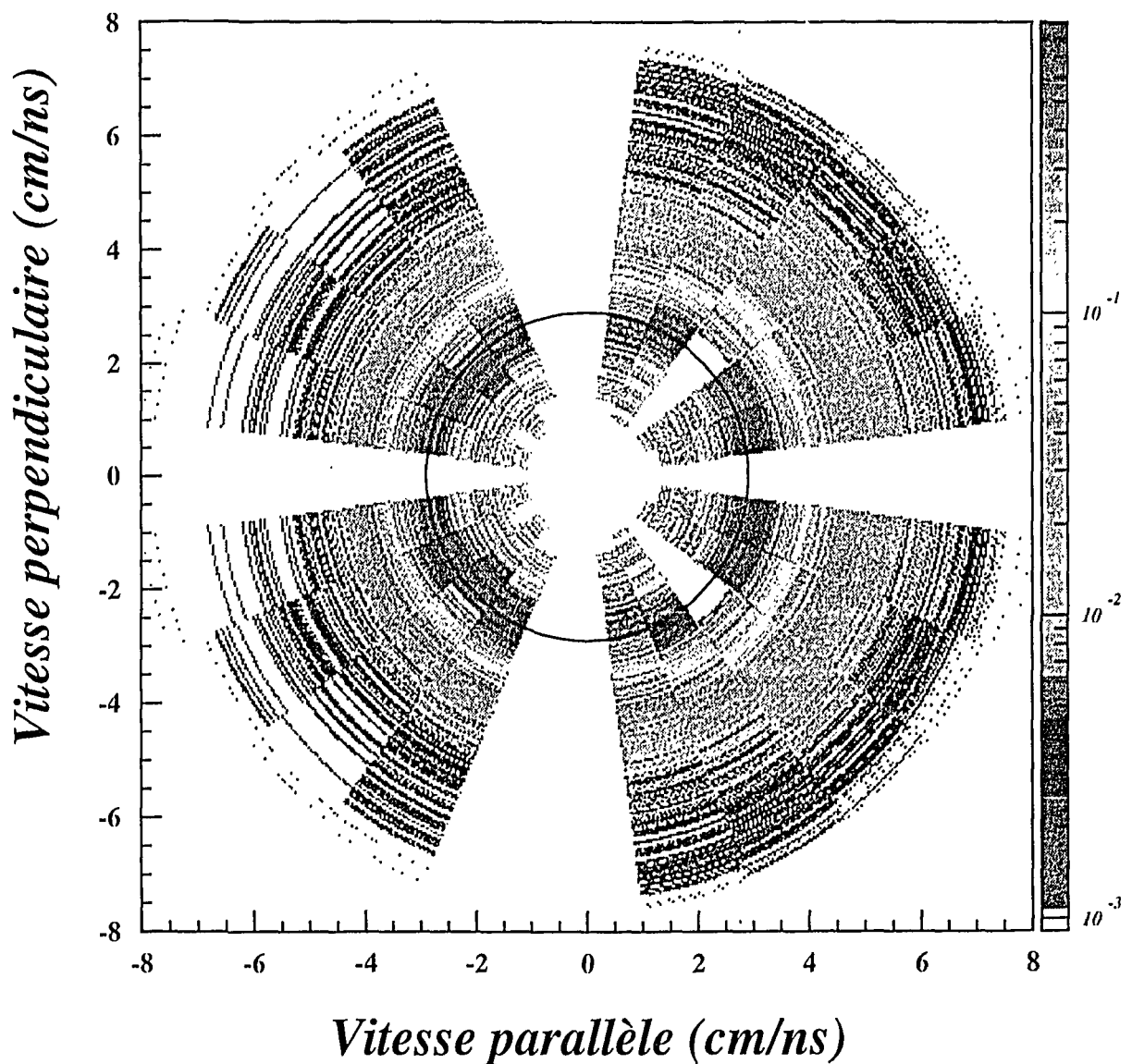
Section efficace différentielle invariante: $1/p \, d^2\sigma/d\Omega dE$



▲ Fig IV.9: Section efficace différentielle invariante en fonction des vitesses parallèle et transverse pour $(2 \text{ GeV}) \text{ } ^3\text{He} + \text{Au}$

$(2 \text{ GeV}) p + {}^{197} \text{ Au}$

Section efficace différentielle invariante: $1/p d^2 \sigma/d\Omega dE$



▲ Fig IV.10: Section efficace différentielle invariante en fonction des vitesses parallèle et transverse pour $(2 \text{ GeV}) p + \text{ Au}$

Pour les deux systèmes étudiés (2 GeV) $^3\text{He} + \text{Au}$ et (2 GeV) $p + \text{Au}$, on est très loin d'atteindre un transfert total d'impulsion. Ce résultat était prévisible car le transfert total d'impulsion correspondrait à l'arrêt total du projectile dans la cible ainsi que celui de tous les nucléons heurtés dans les cascades, hypothèse hautement improbable à ces énergies. Les angles de corrélation entre les fragments de fission (chapitre 5 § II) permettent une mesure plus précise de la vitesse du noyau fissionnant et mettent en évidence une réelle évolution de la vitesse de recul du noyau avec la multiplicité de neutrons, les vitesses déduites restant très faibles.

III.2.3. Changement de référentiel

Nous mesurons les énergies des particules dans le laboratoire, un changement de référentiel est donc nécessaire pour présenter les spectres énergétiques expérimentaux dans le référentiel du noyau émetteur.

Soit V la vitesse de la particule, V_e celle du noyau émetteur et θ l'angle de détection de la particule dans le laboratoire. Soit V^* et θ^* les grandeurs équivalentes dans le référentiel du noyau émetteur. On a en se plaçant dans l'hypothèse non relativiste:

$$V^{*2} = V^2 + V_e^2 - 2V_e V \cos \theta$$

dont on déduit la relation sur les énergies:

$$E^* = E + E_e - 2\sqrt{E_e E} \cos \theta$$

avec E_e l'énergie qu'aurait la particule si elle avait la vitesse V_e . Les sections efficaces différentielles invariantes vérifiant l'égalité suivante:

$$\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{p^*} \frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dE^*}$$

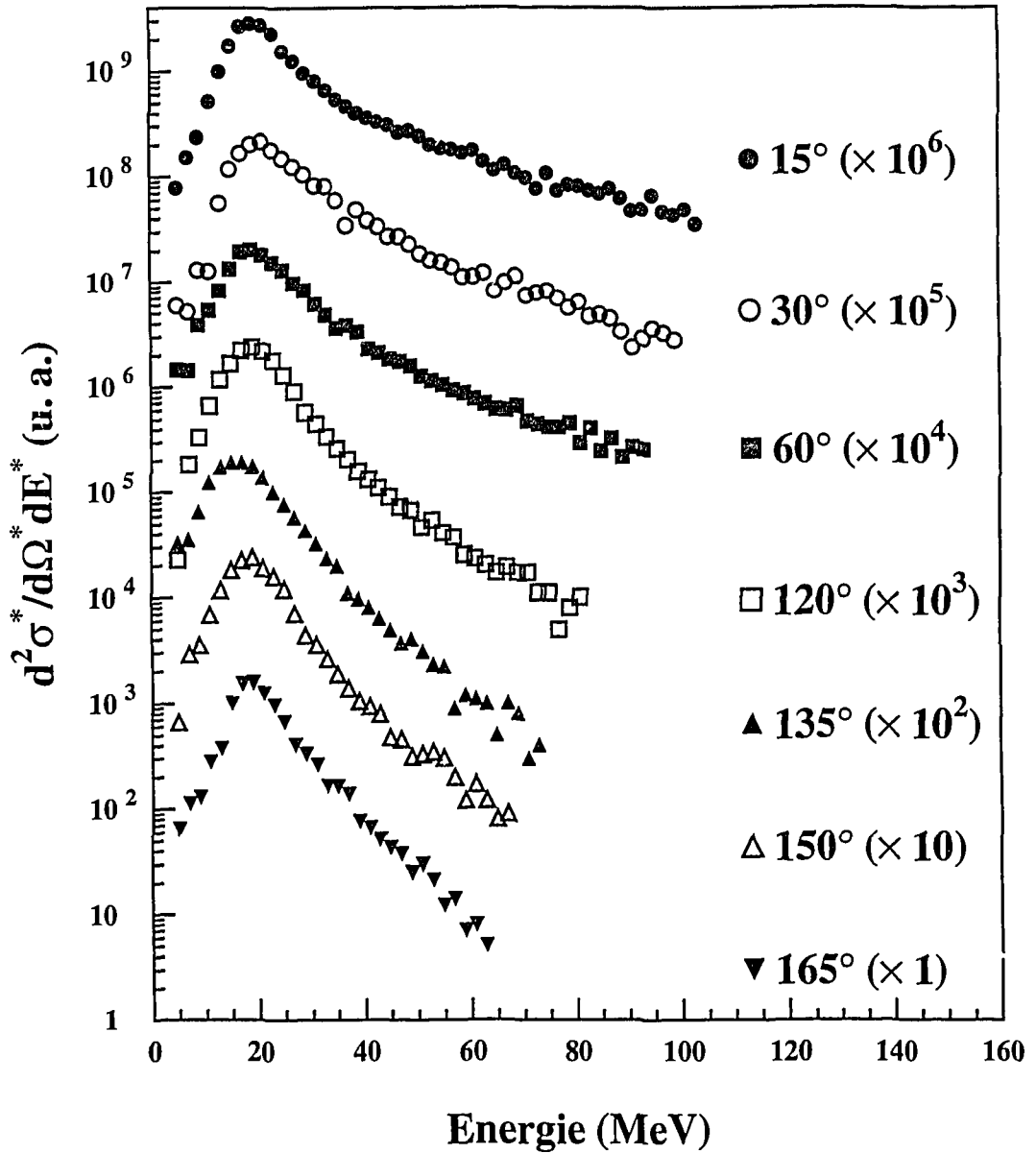
p étant l'impulsion de la particule, on en déduit alors la section efficace différentielle dans le référentiel du noyau émetteur:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dE^*} = \frac{p^*}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$$

ou encore avec p_e l'impulsion qu'aurait la particule si elle avait la vitesse V_e .

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dE^*} = \sqrt{1 + \left(\frac{p_e}{p}\right)^2 - 2\left(\frac{p_e}{p}\right) \cos \theta} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$$

(2 GeV) $^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$



▲ *Fig IV.11: Spectres énergétiques des particules de Z=2 dans le référentiel du noyau émetteur pour des angles variant de 15° à 165°*

Compte tenu de la très faible vitesse de recul les corrections apportées par ce changement de référentiel sont infimes (figure IV.11).

III.3. Détermination de la température de la source

Nous avons vu (§ I) que la probabilité d'émission d'une particule a d'énergie ε à de près et étant soumise à une barrière coulombienne B_a par un noyau de température T est:

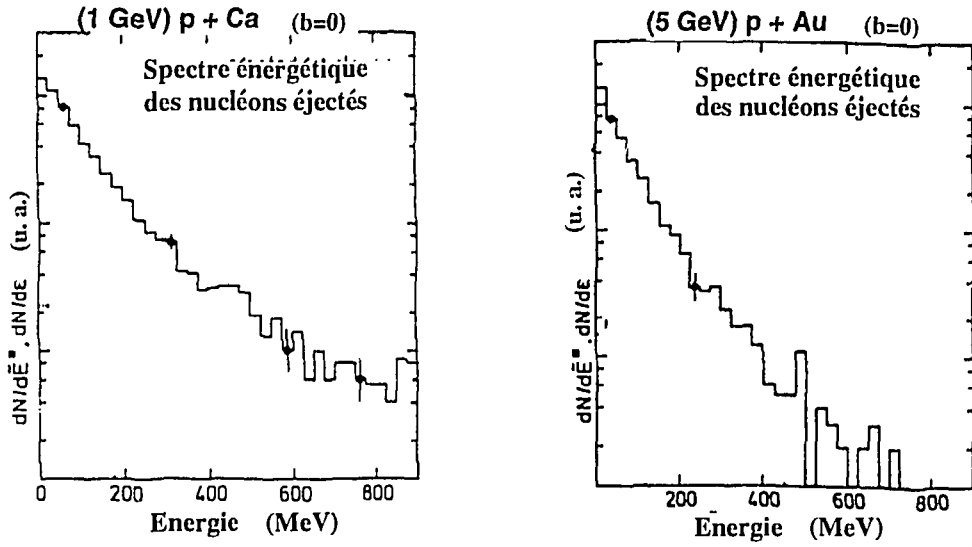
$$P_a(\varepsilon)d\varepsilon \propto (\varepsilon - B_a) \exp\left(-\frac{\varepsilon - B_a}{T}\right)d\varepsilon$$

On peut affiner le modèle de Weisskopf en différenciant émission de surface et émission de volume. Le terme préexponentiel $(\varepsilon - B_a)$ correspond à une émission de surface et doit être remplacé dans le cas d'une émission de volume par $\sqrt{\varepsilon - B_a}$ [GOL 78].

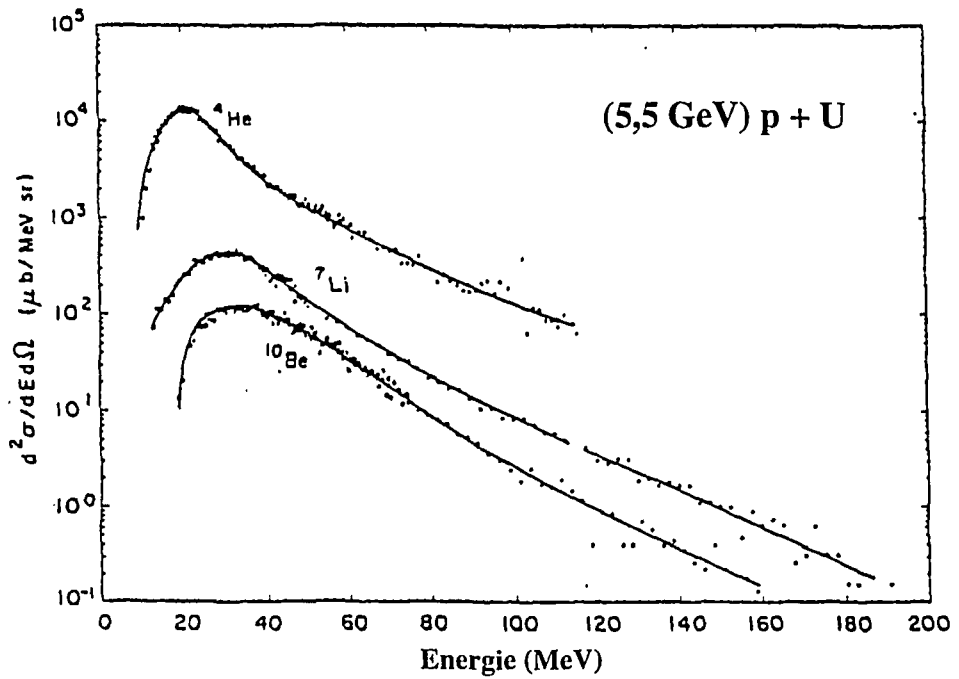
La température nucléaire n'ayant de sens que pour un noyau thermalisé on ne doit considérer que les particules évaporées. Nous avons vu (§ II.1) que des particules directes sont émises même aux plus grands angles. Il faut donc prendre en compte les deux types de particules. Pour limiter l'influence des particules directes nous ne considérons que les spectres des particules détectées aux angles de 135° , 150° et 165° . La reproduction correcte des spectres expérimentaux par une fonction maxwellienne (eq IV.4) n'est pas possible ce qui traduit bien que ces spectres ne sont pas uniquement des spectres d'évaporation. D'où la nécessité de soustraire la composante directe.

Si l'allure des spectres évaporatifs est connue et comprise (§ I), celle des particules directes l'est nettement moins. Les calculs de cascades intranucléaires, pour l'émission de nucléons (figure IV.12), et des expériences antérieures sur des systèmes analogues ($p + U$ à une plus haute énergie 5.5 GeV) et disposant d'une statistique élevée (figure IV.13) font apparaître que le spectre énergétique des particules directes suit, à haute énergie, une décroissance exponentielle. Pour reproduire les spectres nous utilisons deux maxwelliennes, une pour les particules évaporées dont la pente donne la température et une pour les particules directes (figure IV.14). La même barrière coulombienne est imposée aux deux fonctions.

La mesure des spectres énergétiques des protons dans leur intégralité (sans le phénomène de rebroussement) aurait permis de se normaliser avec les prédictions théoriques (figure III.4). Pour réaliser de telles mesures il aurait fallu utiliser des détecteurs (plastiques ou cristaux) de quelques centimètres d'épaisseur comme dernier membre des télescopes. Mais nous ne disposions pas de tels détecteurs d'une surface de 300 mm^2 . De plus l'étalonnage de tels détecteurs, généralement réalisé par diffusion élastique d'un ion lourd projectile sur un noyau cible, n'aurait pas été possible à saturne.



▲ Fig IV.12: Spectres énergétiques des nucléons éjectés lors de la cascade intranucléaire. Résultats du code INC [CUG 87]



▲ Fig IV.13: Spectres énergétiques de particules alpha et de FMI légers détectés à 90° pour la réaction (5.5 GeV) p + U [POS 71]

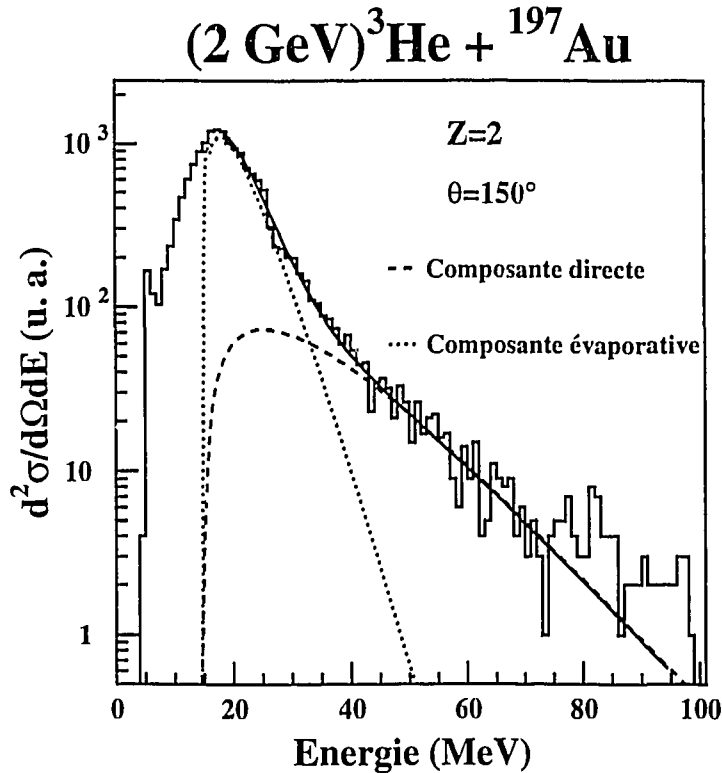


Fig IV.14: Spectre énergétique des particules de Z=2 détectées à 150°. Les deux maxwelliennes utilisées pour reproduire les composantes directes et évaporatives sont représentés ainsi que la fonction d'ajustement totale.

Ne sachant pas si nous avons affaire à une émission de surface ou de volume nous avons réalisé les ajustements en utilisant successivement les fonctions préexponentielles $F_S(E)$ et $F_V(E)$.

Les spectres de Z=2 à 150° pour les trois tranches de multiplicité neutroniques (voir § III.1.) dans le centre de masse présentent des pentes de plus en plus faibles avec les multiplicités croissantes (figure IV.15) traduisant une augmentation de la température avec la multiplicité neutronique. Les résultats sont présentés dans le tableau IV.2.

Réaction	F	$M_n=[10-19]$	$M_n=[20-24]$	$M_n=[25-34]$
³ He + Au	F_S	3.5 ± 0.3	3.6 ± 0.3	3.9 ± 0.3
p + Au	F_S	4.1 ± 0.8	3.9 ± 0.5	3.7 ± 0.6
³ He + Au	F_V	4.2 ± 0.3	4.6 ± 0.5	4.8 ± 0.4
p + Au	F_V	4.4 ± 0.3	4.5 ± 0.3	4.8 ± 0.3

▲ Tableau IV.2: Températures, en MeV, déduites des pentes des spectres énergétiques en considérant une émission de surface F_S de volume F_V

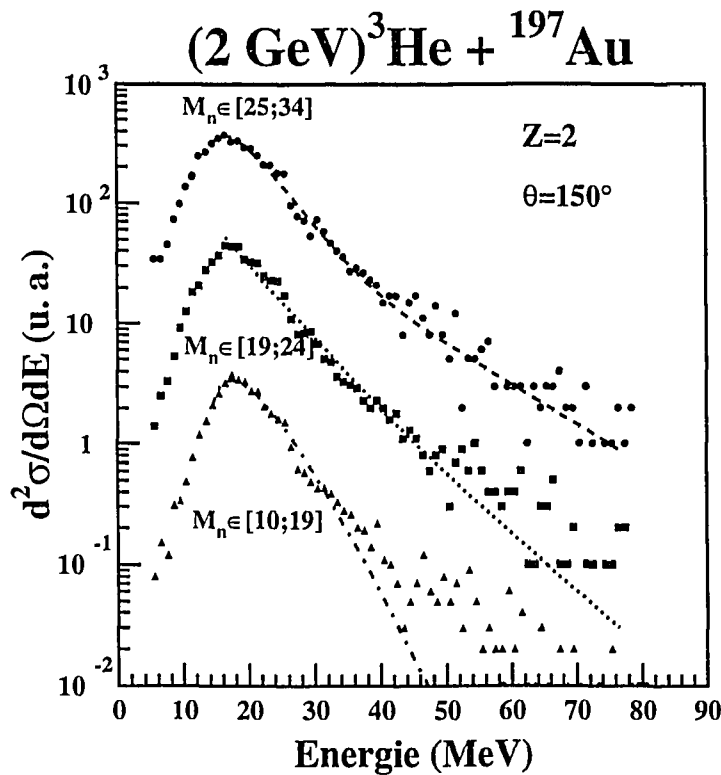
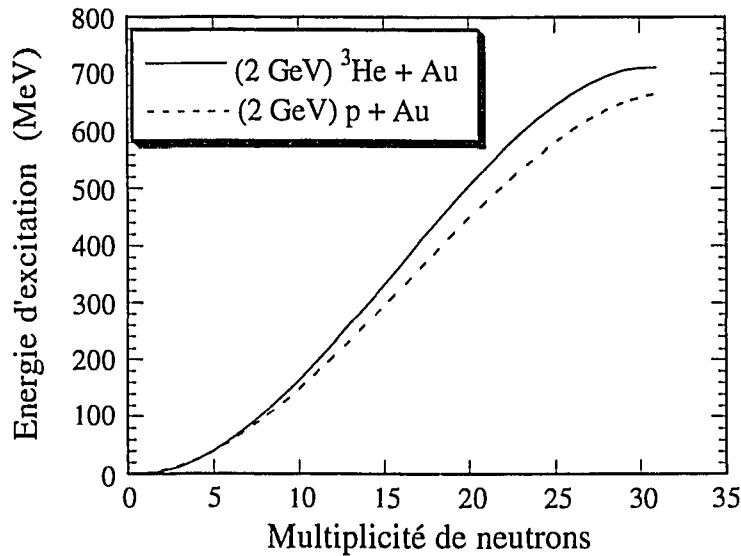


Fig IV.15: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ détectées à 150° pour les trois tranches de multiplicités neutroniques.

La faible statistique à haute énergie rendant les résultats incertains, les températures sont données avec des barres d'erreur très importantes, les conclusions restent donc très qualitatives. Mis à part les résultats de (2 GeV) $p + \text{Au}$ avec F_S (système qui présente les résultats les moins précis) on observe une légère augmentation de la température avec la multiplicité de neutrons. Il y a de grandes disparités entre l'ajustement par une fonction F_S et F_V , les températures étant plus élevées dans le second cas. On a des différences importantes (entre 0,5 et 1 MeV) suivant le terme préexponentiel utilisé.

Les températures atteintes sont semblables pour les deux systèmes étudiés ($p + \text{Au}$ et $^3\text{He} + \text{Au}$ à 2 GeV) confirmant ainsi les résultats obtenus en mesures dites "inclusives" (voir § II) concluant à des énergies d'excitation équivalentes pour les deux projectiles. Notons également que les températures correspondant aux multiplicités les plus élevées sont de l'ordre de 4,5 MeV - 5 MeV, valeurs tout à fait cohérentes avec les résultats des calculs prévoyant que 10% des noyaux atteignent une température nucléaire supérieure à 5 MeV (voir chapitre 3 § III.3).

L'énergie d'excitation prédite par INC est représentée en fonction de la multiplicité de neutrons telle qu'elle serait mesurée par ORION figure IV.16.



▲ Fig IV.16: Energie d'excitation du noyau résiduel en fonction de la multiplicité neutronique totale, calculs INC+GEMINI

On peut en déduire les énergies d'excitation et les températures correspondant aux fenêtres neutroniques définies plus haut. Les températures sont calculées avec un paramètre de densité de niveau égal à $A/10$:

Mn	E^* (MeV)	T (MeV)
10 - 19	160 - 480	2,8 - 4,9
20 - 24	480 - 620	4,9 - 5,6
25 - 34	> 620	> 5,6

▲ Tableau IV.3: Energie d'excitation et température nucléaire correspondant aux fenêtres de multiplicité neutroniques définies § III.2.1 pour le système (2 GeV) $^3\text{He} + \text{Au}$

Les températures extraites des spectres énergétiques sont plus faibles que celles déduites des multiplicités de neutrons. On peut interpréter le désaccord entre ces deux résultats ainsi: les températures déduites des pentes des spectres énergétiques reflètent l'état du noyau au moment où il émet la particule. Ce noyau a donc pu être notablement refroidi par l'évaporation de plusieurs particules légères ou même n'être qu'un fragment de fission dont les caractéristiques sont très différentes de celles du noyau initial (masse, charge, énergie d'excitation). La mesure de la multiplicité totale de

neutrons permet d'approcher l'énergie d'excitation totale du noyau de façon plus fiable.

Globalement les deux approches (multiplicité de neutrons et spectres énergétiques de particules chargées) mènent à des résultats cohérents bien que la déduction de la température à partir de spectres énergétiques doive être interprétée avec précaution. Dans le paragraphe suivant nous tentons une troisième approche en utilisant la multiplicité de particules chargées évaporées, elle même très sensible à l'énergie thermalisée.

III.4. Les multiplicités de particules chargées

III.4.1. Intérêt

L'absence de barrière coulombienne favorise fortement l'émission de neutrons mais à haute énergie d'excitation l'évaporation de particules chargées devient possible. Les multiplicités de neutrons et de particules chargées sont deux quantités fortement liées à l'énergie d'excitation (voir § I et figure IV.1). Si les énergies d'excitation mises en jeu sont correctement dérivées, les valeurs corrélées des multiplicités neutroniques et de particules chargées légères évaporées mesurées devraient être correctement reproduites par un modèle d'évaporation. C'est ce que nous allons vérifier ci après.

III.4.2. Sélection des particules évaporées

Nous avons fait l'hypothèse raisonnable que les particules chargées légères émises au-delà de 120° (position du télescope 7) étaient essentiellement d'origine évaporative et que la composante directe pouvait être déduite sans causer beaucoup d'erreur. Nous avons également supposé que l'intégration sur 4π des quantités mesurées dans un élément d'angle solide $d\Omega$ pouvait être réalisé en admettant que la distribution d'émission dans le laboratoire était isotrope. Ceci est une très bonne approximation compte tenu des très faibles valeurs des vitesses de recul estimées au § III.2.2. Nous avons donc évalué la proportion de particules directes dans les distributions mesurées à 120° , 135° , 150° et 165° . Les spectres énergétiques ont été considéré pour plusieurs tranches de multiplicité de neutrons. Les particules directes se démarquent des autres par leur énergie beaucoup plus importante, leur proportion peut être évaluée et les corrections effectuées pour chaque fenêtre de multiplicité de neutrons. Ces corrections ne sont significatives que pour les très faibles multiplicités neutroniques (30%, 10%, et moins de 2% de particules directes pour des multiplicités neutroniques respectives de 4, 5 et supérieures à 6). Rappelons que toutes les particules traversant totalement les télescopes sont comptées comme $Z=1$.

III.4.3. Principe de la mesure

La multiplicité de particules chargées, c'est à dire le nombre moyen de particules chargées émises par événement, est définie par:

$$\text{mult}(X) = \frac{\sigma(X)}{\sigma_{\text{tot}}}$$

avec $\sigma(X)$ la section efficace d'émission de la particule X. La multiplicité de particules X émises à l'angle θ et associées à la multiplicité de neutrons M_n est:

$$\text{mult}(X, M_n, \theta) = \frac{\frac{d\sigma(X, \theta)}{dM_n}}{\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dM_n}}$$

avec $\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dM_n}$ la section efficace totale de réaction associée à la multiplicité de neutrons M_n . Si l'on confond la section efficace de réaction "inclusive" avec la section efficace totale de réaction (hypothèse tout à fait acceptable pour les multiplicités supérieures à quelques neutrons), on a, en utilisant les variables définies au chapitre 2 § II et les indices inc et exc désignant respectivement les mesures dites "inclusives" et "exclusives":

$$\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dM_n} = \frac{A}{e p_{\text{inc}} \mathcal{N}(1 - t_{\text{inc}}) \Phi_{\text{inc}}} \frac{dn_{\text{tot}}}{dM_n}$$

$\frac{dn_{\text{tot}}}{dM_n}$ étant la distribution de neutrons déconvoluée du bruit de fond et des empilements.

Les particules chargées sont détectées pendant les mesures dites "exclusives", la section efficace d'émission d'une particule chargée X détectée à l'angle θ dans un angle solide $d\Omega$ est (voir chapitre 2 § II.2.2):

$$\frac{d^2\sigma(X, \theta)}{dM_n d\Omega} = \frac{n_{\text{inc}}}{n_{\text{exc}}} \frac{A}{e p_{\text{inc}} \mathcal{N}(1 - t_{\text{inc}}) \Phi_{\text{inc}}} \frac{d^2n(X, \theta)}{dM_n d\Omega}$$

$\frac{d^2n(X, \theta)}{dM_n d\Omega}$ est la distribution des multiplicités de neutrons associées à la détection d'une particule X par le télescope placé à l'angle θ avec une angle solide $d\Omega$. Nous avons justifié au paragraphe précédent que nous pouvions considérer une émission isotrope des particules sélectionnées. Si Ω est l'angle solide total des détecteurs placés de 120° à 165° la section efficace intégrée sur 4π est:

$$\frac{d\sigma(X)}{dM_n} = \frac{4\pi n_{inc}}{\Omega n_{exc}} \frac{A}{ep_{inc} \mathcal{N}(1-t_{inc}) \Phi_{inc}} \frac{d^2n(X,\theta)}{dM_n d\Omega}$$

La multiplicité de particules X associées à la multiplicité neutronique M_n intégrée à tout l'espace est donc:

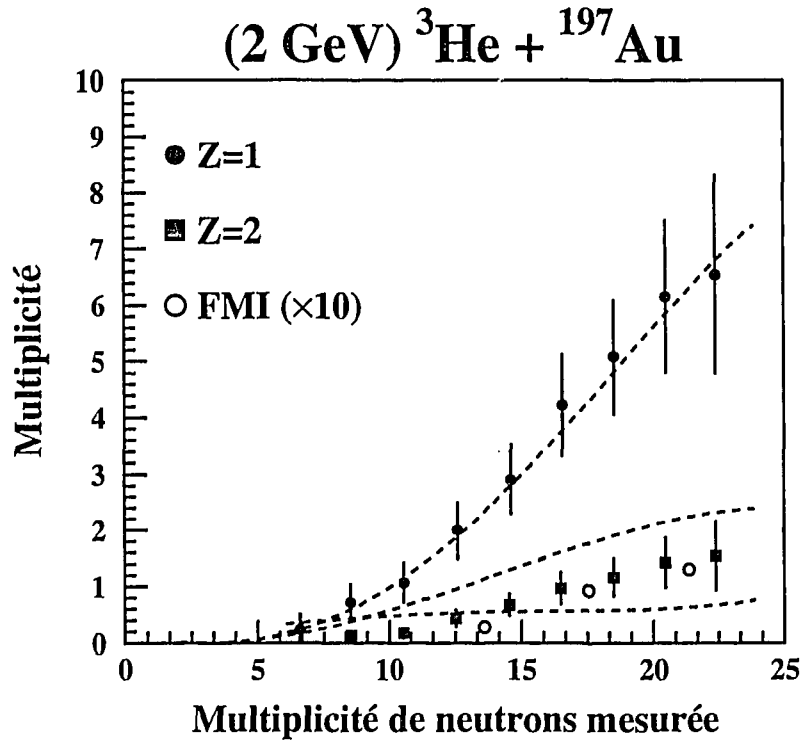
$$\text{mult}(X, M_n) = \frac{4\pi n_{inc}}{\Omega n_{exc}} \frac{\frac{d^2n(X,\theta)}{dM_n d\Omega}}{\frac{dn_{tot}}{dM_n}}$$

Nous obtenons donc une expression simple pour évaluer la multiplicité moyenne de particule X en fonction de la multiplicité neutronique. Dans les résultats que nous présentons nous n'avons considéré que les erreurs d'origine statistique et provenant de la déconvolution du bruit de fond et des empilements (voir chapitre 2 § III.1).

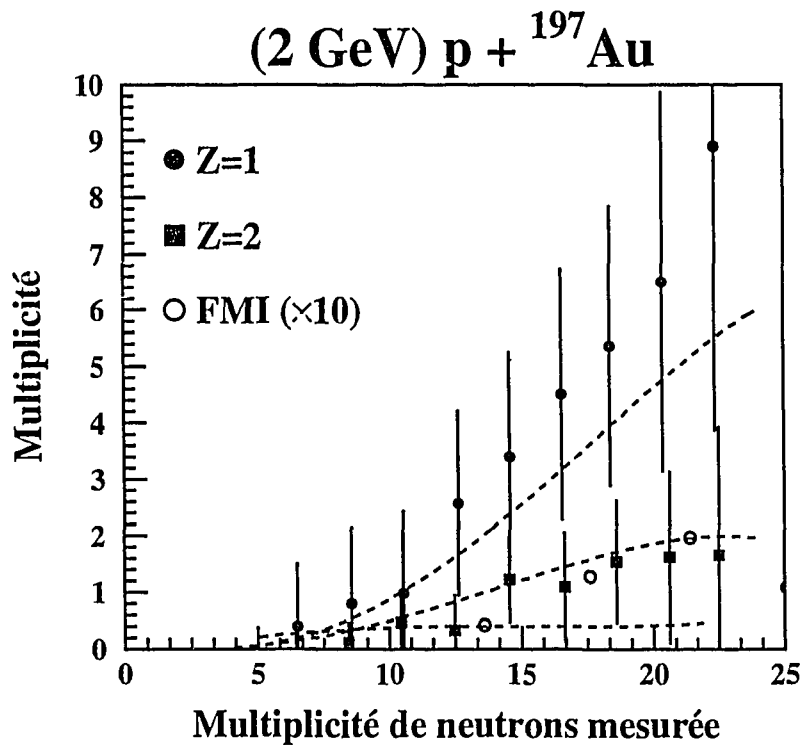
III.4.4. Résultats

Les multiplicités moyennes des particules de $Z=1$, $Z=2$ et de FMI intégrées sur 4π sont présentées figures IV.17 et IV.18. Nous avons défini FMI les noyaux de $Z \geq 3$. Aucune limite supérieure en Z n'a été imposée car nous avons déjà mentionné (chapitre 2 § IV.3.2) que les noyaux les plus lourds détectés par les télescopes étaient des isotopes du néon ($Z=10$). Pour réduire les fluctuations introduites par la procédure de déconvolution (sur les distributions dites "inclusives" et "exclusives") les valeurs ont été regroupées par tranches de deux neutrons. Les résultats pour les hautes multiplicités neutroniques sont marqués par des incertitudes importantes car elles correspondent à la division de deux faibles quantités (queues des distributions de multiplicités neutroniques "exclusives" et "inclusives"). Les résultats théoriques, obtenus avec les codes INC et GEMINI, sont présentés sur le même diagramme.

Les multiplicités de particules chargées et de neutrons sont corrélées, mais l'émission des premières n'est possible que pour des énergies d'excitation suffisamment importantes, typiquement pour une multiplicité de neutrons associée de l'ordre de 10 neutrons elles deviennent notables. Le nombre de neutrons émis reste toujours beaucoup plus important que celui de particules chargées légères. Ces deux observations confirment la plus grande sensibilité à l'énergie d'excitation de la multiplicité neutronique comme l'avait prédit le code de calcul GEMINI (figure IV.1).



▲ Fig IV.17: Multiplicités moyennes de particules de $Z=1$, $Z=2$ et de FMI en fonction de la multiplicité neutronique pour le système $(2 \text{ GeV}) ^3\text{He} + \text{Au}$. Les points représentent les résultats expérimentaux, les lignes les résultats des calculs



▲ Fig IV.18: Idem que fig IV.17 pour le système $(2 \text{ GeV}) p + \text{Au}$

Les particules de $Z=1$ sont de trois à quatre fois plus nombreuses que celles de $Z=2$. Cela s'explique par les différences importantes de barrières coulombiennes et d'énergie de liaison de chacune des deux particules (voir § I.1). Les multiplicités moyennes de fragments de masse intermédiaire, données avec de fortes incertitudes à cause de la faible statistique, sont très faibles même à haute énergie d'excitation (ou grande multiplicité de neutrons).

Les multiplicités sont très similaires pour les deux systèmes étudiés. Ce résultat confirme ainsi tout à fait ceux obtenus avec les mesures neutroniques dites "inclusives" (voir § II.2) et les températures extraites des spectres énergétiques (voir § III.3) conduisant à des énergies d'excitation comparables pour les noyaux formés à partir des deux projectiles.

L'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques est meilleur pour les $Z=1$ que pour les $Z=2$ dans le cas ${}^3\text{He} + \text{Au}$ et inversement pour le système $p + \text{Au}$. Mais globalement l'accord entre expérience et théorie est très satisfaisant confirmant que les modèles théoriques utilisés sont réalistes.

IV. CONCLUSION

Les distributions de multiplicités de neutrons mesurées en "inclusif", les températures nucléaires extraites des paramètres de pente des spectres énergétiques de particules chargées légères et les multiplicités moyennes de ces dernières donnent des évaluations cohérentes des températures des noyaux chauds formés. Nous avons ainsi montré que des projectiles légers de haute énergie permettent de créer des noyaux chauds d'une température supérieure à 5 MeV avec une section efficace significative (environ 10% de la section efficace de réaction). D'autre part l'utilisation des protons est préférable à celle des ${}^3\text{He}$ car ils sont aussi efficaces pour chauffer les noyaux mais excitent moins les modes collectifs.

Nous avons pu montrer que les modèles théoriques utilisés, INC avec un temps de thermalisation de 30 fm/c et GEMINI, permettent de reproduire des résultats expérimentaux relatifs aux particules chargées légères et à leur corrélation avec les neutrons. L'allure des spectres énergétiques des particules chargées légères confirme la thèse de la réaction en deux étapes. De fortes contraintes ont été introduites dans la comparaison entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. En effet non seulement les multiplicités de neutrons, secteur par secteur et totale, sont correctement reproduites (voir chapitre 3 § III.2) mais aussi les corrélations entre les multiplicités de particules chargées et les multiplicités de neutrons sont en accord satisfaisant. Toutefois quelques limites du code INC sont apparues. Des particules composites (d,

t, He, Li,...) sont émises pendant la première phase de la réaction et le code ne considère que les nucléons et les pions. Ces différences sont connues depuis longtemps. Elles n'ont pu être résolues en appliquant un modèle de coalescence à partir des caractéristiques calculées des nucléons émis par INC. Il reste donc là un travail théorique à accomplir.

Chapitre 5: LA FISSION

Après avoir estimé les énergies d'excitation par l'intermédiaire des multiplicités de neutrons et l'étude des particules chargées légères (voir chapitre 4) nous allons analyser les événements pour lesquels le noyau chaud issu de la cascade intranucléaire fissionne. Après un bref rappel historique sur la découverte de la fission et les fondements théoriques de ce mode de décroissance nous analyserons les données expérimentales obtenues avec les systèmes $p + U$ à 475 MeV et ${}^3\text{He} + U$ à 2 GeV. Cette étude sera essentiellement réalisée suivant deux approches: à partir des corrélations angulaires entre fragments et à partir des probabilités de fission. Comme pour les études réalisées au cours des chapitres précédents des comparaisons avec des résultats théoriques seront faites.

I. THEORIE

I.1. Rappel historique sur la découverte de la fission

Durant les années qui suivirent la découverte du neutron, Fermi et ses collaborateurs (1934) réalisèrent de nombreuses expériences d'irradiation de l'uranium par des neutrons furent réalisées dans le but de synthétiser l'élément de $Z=93$. On observa alors la création de nouveaux noyaux et en 1938, à Berlin, Otto Hahn et Fritz Straßmann mirent en évidence que les noyaux produits avaient des masses égales à environ la moitié de celle du noyau d'uranium. L'année suivante Lise Meitner et Otto Robert Frisch appelèrent ce phénomène **fission** par analogie au processus de division de la cellule en biologie. Ils en donnèrent une explication très classique considérant que les constituants du noyau se déplacent de manière collective analogue au mouvement d'une goutte liquide. Si l'amplitude de ce mouvement devient trop forte le noyau peut se casser en deux parties plus petites. La stabilité du noyau est liée à la compétition de deux forces, une force de cohésion analogue à une tension de surface et une force répulsive d'origine électrostatique. C'est ainsi que fut découvert et expliqué le phénomène physique qui a révolutionné le vingtième siècle. Quelques années plus tard la réaction en chaîne fut réalisée avec les conséquences que nous connaissons tous.

Dans les années qui suivirent, les recherches concernant la fission furent essentiellement technologiques avec pour objectif la réaction en chaîne. Ce n'est que durant les années soixante qu'un modèle théorique plus élaboré, basé sur les propriétés macroscopiques du noyau mais introduisant des corrections microscopiques d'effets de couches et d'appariement des nucléons fut proposé par Strutinsky. Aujourd'hui

encore, la fission est considérée comme un phénomène complexe qui n'a pas encore livré tous ses secrets.

I.2. Le modèle macroscopique de la goutte liquide

Dans le modèle de la goutte liquide la fission se traduit par la cassure d'un noyau en deux parties suite à une déformation de celui-ci. Pour évaluer la stabilité du noyau et donc la possibilité ou non de fissionner on calcule l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation. L'énergie potentielle est donnée par l'équation de masse de Weizsäcker (équation semi-empirique) qui se compose de quatre termes [BLA 79]

$$E = -u_v A + u_s A^{2/3} + 4u_c Z(Z-1)A^{-1/3} + u_T \frac{(N-Z)^2}{A}$$

Le premier est un terme de volume proportionnel au nombre de nucléons, le volume étant conservé ce terme ne joue pas de rôle dans l'énergie associée à la déformation du noyau.

Le deuxième terme représente l'énergie de surface et le troisième l'énergie répulsive associée à la force de coulomb. Ces deux énergies sont fortement liées à la forme du noyau.

Enfin le quatrième terme prends en compte l'asymétrie entre le nombre de neutrons et de protons constituant le noyau et est indépendant de la déformation du noyau.

A titre d'exemple l'énergie potentielle du noyau ^{240}Pu est présentée en fonction d'un paramètre de déformation figure V.1. On distingue quelques points caractéristiques liés à la déformation du noyau. Le point d'équilibre correspond à la forme du noyau dans son état fondamental (dans l'exemple présenté il est légèrement déformé). Le point de scission est le point de cassure du noyau. Le point selle est le point de "non retour", c'est à dire que passée cette déformation le noyau fissionne. Pour fissionner le noyau doit passer du point d'équilibre au point selle et pour cela recevoir une certaine énergie afin de franchir la barrière de fission. La probabilité de fission d'un noyau est donc associée à cette barrière de fission. On a vu que dans l'équation de Weizsäcker seuls les deuxièmes et troisièmes termes dépendent de la forme du noyau. Pour déformations le rayon du noyau peut être décrit par:

$$R(\theta) = \left(\frac{R_0}{\lambda} \right) \left[1 + \sum_{n=1} \alpha_n P_n(\cos\theta) \right] \quad [\text{COH 63}]$$

avec α_n des paramètres liés à la déformation du moment quadrupolaire et P_n les polynômes de Legendre. Pour de faibles déformations les énergies coulombiennes et de surface sont respectivement: $E_s = E_s^0 \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 \right)$ et $E_c = E_c^0 \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 \right)$ où E_s^0 et E_c^0 représentent ces mêmes énergies en absence de déformation.

Une faible variation α_2 entraîne une variation du rapport $|\Delta E_c|/\Delta E_s = E_c^0/2E_s^0$, rapport appelé fissilité par Wheeler en 1939. Ce paramètre traduit la stabilité du noyau, la valeur 1 correspondant à un noyau sphérique et le zéro à deux sphères en contact.. La fissilité d'un noyau peut être exprimée en fonction de son nombre de masse et de sa charge, en effet l'énergie de coulomb d'un noyau sphérique de rayon R_0 est $E_c^0 = \frac{3}{5} (Ze)^2/R_0$ et l'énergie de surface $E_s^0 = 4\pi R_0^2 \Omega$, Ω étant la tension de surface.

La fissilité d'un noyau (A,Z) est donc égale à $x = \frac{Z^2}{50.13 \times A}$ [VAN 73] et son évaluation permet de comparer les "aptitudes" à fissionner de différents noyaux. Dans la suite de ce chapitre nous confondons fissilité et Z^2/A .

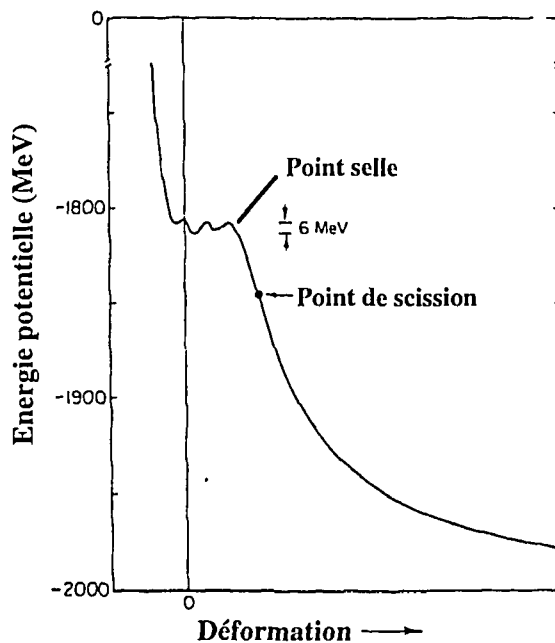


Fig V.1: Energie potentielle du noyau de ^{240}Pu en fonction de la déformation

I.3. Le modèle de Strutinsky

Le modèle de la goutte liquide montre néanmoins quelques limites et notamment ne prévoit pas l'existence de plusieurs minima sur la courbe d'énergie potentielle en fonction de la déformation du noyau (figure V.1). Ces minima ne pouvant être

expliqués par la seule compétition entre énergie de surface et énergie coulombienne, Strutinsky eut l'idée d'introduire des effets de couches et d'appariement de nucléons afin de corriger les imperfections du modèle de la goutte liquide.

II. LES CORRELATIONS ANGULAIRES

II.1. Définitions

Soit le repère orthonormé dont l'origine est le centre de la cible et l'axe Z la direction du faisceau (voir figure V.2). On nomme θ_1 , Ψ_1 , θ_2 et Ψ_2 les angles polaires et azimutaux des vecteurs vitesse des deux fragments 1 et 2.

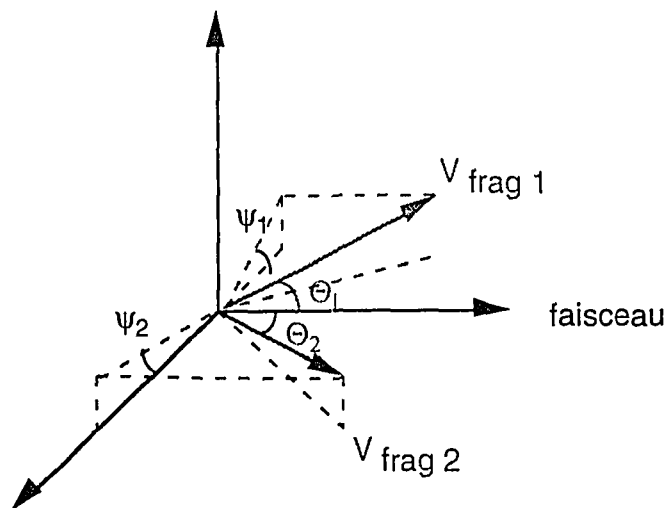


Fig V.2 : Définition du repère et des angles utilisés

II.1.1. L'angle de corrélation

Nous définissons l'angle de corrélation par la somme des angles polaires des vitesses des deux fragments:

$$\theta_{\text{corrélation}} = \theta_1 + \theta_2$$

Moyennant quelques hypothèses sur les caractéristiques des fragments de fission (leur masse et leur vitesse relative) l'angle de corrélation permet de déterminer la vitesse de recul du noyau. Soit V_{f1} et V_{f2} les vecteurs vitesse des deux fragments de fission dans le référentiel du noyau fissionnant et V_r la vitesse de recul du noyau dans le laboratoire (figure V.3). Avec l'hypothèse, vérifiée, que V_{f1} et V_{f2} ne dépendent que faiblement du noyau fissionnant considéré, l'angle (θ) entre les deux fragments dans le laboratoire diminue avec la vitesse de recul du noyau fissionnant.

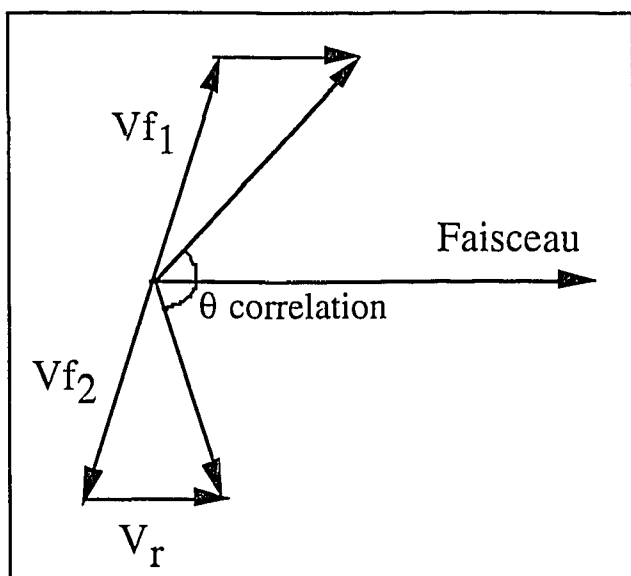
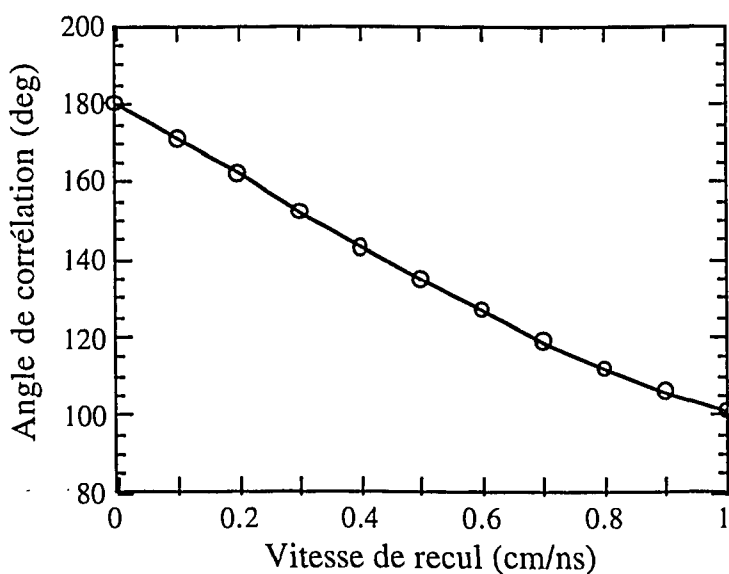


Fig V.3 : Relation entre vitesse de recul et angle de corrélation

Les angles de corrélation sont calculés pour différentes vitesses de recul du noyau fissionnant (figure V.4). Nous avons choisi la vitesse relative des deux fragments suivant une distribution gaussienne centrée sur 2.4 cm/ns [VIO 85] et considéré une fission en moyenne symétrique.



▲ *Fig V.4 : Angle de corrélation en fonction de la vitesse de recul du noyau fissionnant tel qu'il peut être calculé sur des bases purement cinématiques*

La vitesse de recul ainsi obtenue permet de déterminer s'il y a transfert total ou partiel d'impulsion et ainsi d'apporter de précieux renseignements sur le mécanisme de

réaction. Il faut noter que la disposition de nos détecteurs de fragments de fission, avec leurs plans parallèles à l'axe du faisceau rend l'angle de corrélation mesuré essentiellement sensible à la composante parallèle du moment (ou de la vitesse) du noyau fissionnant et peu sensible au moment transverse. Aussi la disposition géométrique des détecteurs à avalanches à plaques parallèles a-t-elle dû être prise en compte pour la présentation des résultats des codes de calculs.

II.1.2. L'angle hors plan

L'angle hors-plan est l'angle entre le plan défini par le vecteur vitesse du fragment 1 et le faisceau et celui défini par le vecteur vitesse du fragment 2 et le faisceau, soit en appliquant les notations de la figure V.2:

$$\Phi_{\text{hors-plan}} = \Psi_1 - \Psi_2 - 180^\circ$$

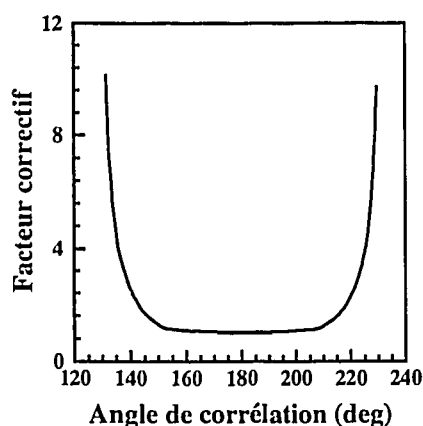
Il est donc en moyenne égal à zéro pour des fragments émis coplanairement avec l'axe du faisceau et l'on étudie particulièrement la largeur de la distribution due à un désalignement des fragments de fission qui a deux origines distinctes:

- La dispersion angulaire ("straggling") provoquée par la traversée de la cible par les fragments de fission.
- L'émission de particules durant la cascade intranucléaire et l'évaporation de particules de pré ou de post-fission. Ces dernières étant émises isotropiquement elles ne modifient donc pas la valeur de l'angle en moyenne, mais peuvent induire un désalignement important sur un événement.

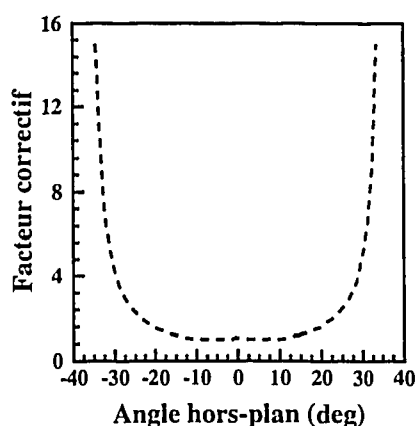
II.1.3. Corrections à apporter sur les distributions des angles de corrélation et des angles hors-plan:

Les détecteurs à avalanches à plaques parallèles ont une taille finie. La détection d'un fragment dans le petit détecteur (qui déclenche le système d'acquisition des données) n'implique donc pas la détection de son complément dans le grand détecteur. Nous avons déjà évoqué les problèmes d'acceptance géométrique (voir chapitre 2 § V.3.2) pour évaluer le nombre de coïncidences perdues. Nous devons également calculer la probabilité qu'un événement soit mesuré pour chaque angle de corrélation et chaque angle. Une simulation de type Monte-Carlo permet d'évaluer l'influence du dispositif expérimental sur les distributions angulaires et les corrections à apporter. Des couples de directions sont tirées aléatoirement dans tout l'espace. Quand les deux directions interceptent chacune un détecteur l'angle de corrélation et hors-plan sont calculés. On obtient ainsi les distributions des angles de corrélation et hors-plan mesurables par le dispositif expérimental. Les corrections à apporter aux distributions expérimentales sont ensuite évaluées (figures V.5-a et V.5-b) en considérant que

l'angle de corrélation 180° et l'angle hors-plan 0° sont détectés avec une probabilité de 100%.



▲ Fig V.5-a : Corrections à apporter à la distribution en fonction de l'angle de corrélation



▲ Fig V.5-b : Corrections à apporter à la distribution en fonction de l'angle hors-plan'

Les angles de corrélations et les angles hors-plan que nous mesurons (voir figures V.6, V.7, V.11 et V.12) ne nécessitent que de très faibles corrections.

II.2. Résultats expérimentaux

Comme nous l'avons mentionné au chapitre 2, la cible d'or étant trop épaisse les données relatives à la fission sont inexploitable. Nous n'étudions donc que la fission du noyau d'uranium induite par les faisceaux de protons et ^3He à 475 MeV et 2 GeV d'énergie incidente respectivement.

Pour chaque quantité mesurée nous présentons en parallèle les résultats du calcul INC + GEMINI (voir chapitre 3). On considère que le noyau a fissionné si dans l'événement simulé il y a émission de **deux et seulement deux** fragments de masse supérieure à 20. Nous avons vérifié que prendre comme masse limite 10 ou 30 ne modifie en rien les résultats ce qui implique que les fissions calculées ne sont jamais très asymétriques.

Les résultats sont présentés par fenêtre de multiplicité de neutrons afin de pouvoir classer les événements en fonction de l'énergie d'excitation associée. La simulation de la détection des neutrons par ORION (voir chapitre 1) permet de réaliser le même filtrage pour les données théoriques rendant ainsi toute comparaison avec les données expérimentales complètement significative.

II.2.1. Les angles de corrélation

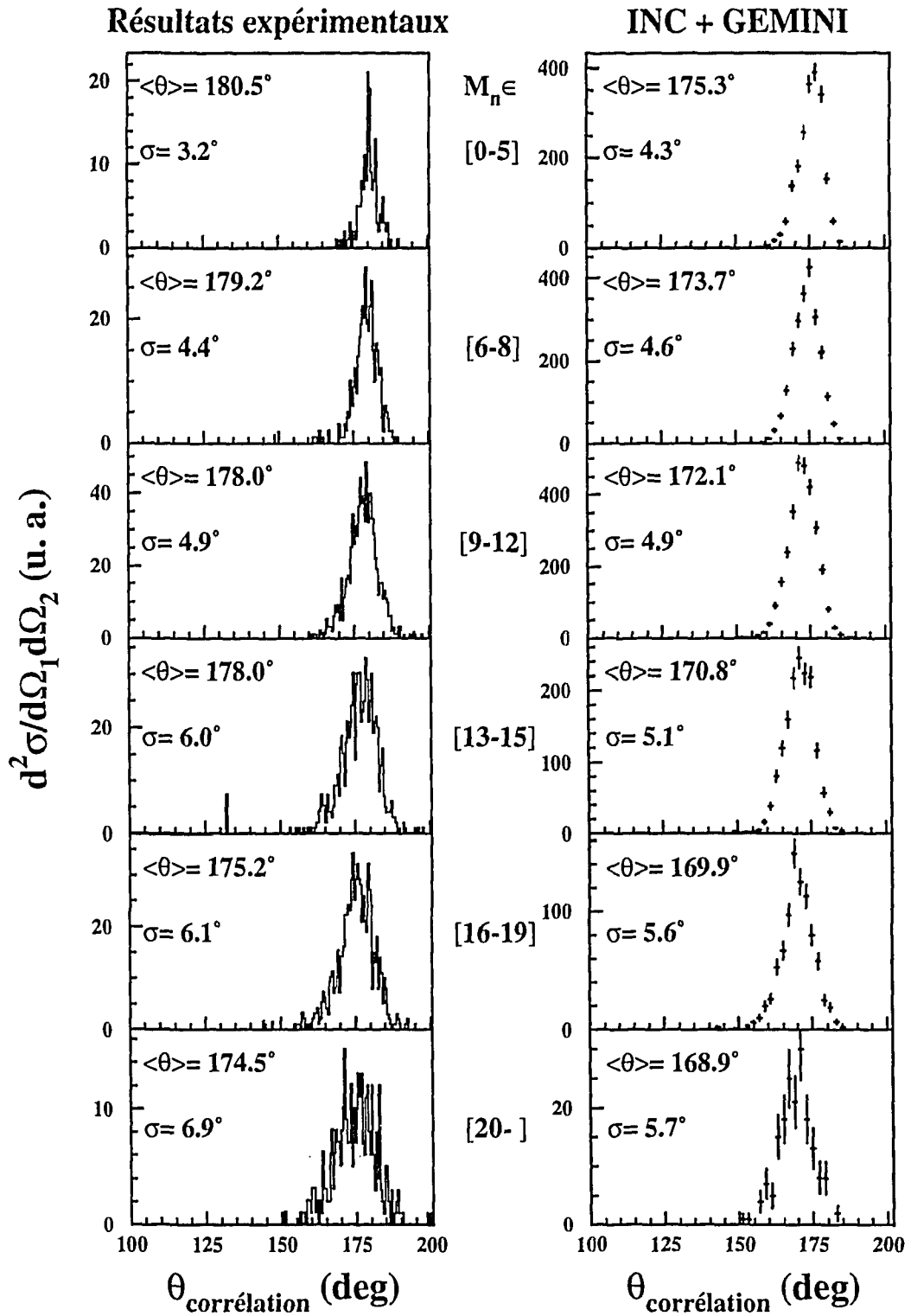
Nous avons reporté sur les figures V.6 et V.7 les distributions d'angles de corrélations mesurés et calculés pour les systèmes $p + U$ à 475 MeV et ${}^3\text{He} + U$ à 2 GeV respectivement pour différentes fenêtres de multiplicités de neutrons. Sur chaque spectre nous indiquons la valeur moyenne et l'écart type de la distribution.

On constate que le maximum est voisin de 180° pour la première fenêtre de multiplicité neutronique traduisant un très faible transfert de moment parallèle à la direction du faisceau. Ces événements sont des événements de fission froide car l'énergie déposée est peu importante (multiplicité de neutrons faible et petit transfert de moment parallèle). L'angle moyen de la corrélation diminue avec l'accroissement de la multiplicité neutronique correspondant à une augmentation de la vitesse de recul du noyau fissionnant avec la violence de la réaction. Avec les hypothèses cinématiques faites au § II.1.1 la vitesse de recul moyenne du noyau résiduel est inférieure à 0,1 cm/ns pour le système (475 MeV) $p + U$, confirmant les résultats de Fraenkel [FRA 90], et inférieure à environ 0,15 cm/ns pour le système (2 GeV) ${}^3\text{He} + U$ (voir figure V.4). Ces valeurs, très faibles (rappelons que dans l'hypothèse d'un transfert total d'impulsion la vitesse de recul du noyau serait de 0,14 cm/ns pour $p + U$ à 475 MeV et de 0,53 cm/ns pour ${}^3\text{He} + U$ à 2 GeV, voir tableau IV.1), sont cohérentes avec les valeurs extraites lors de l'étude des sections efficaces invariantes des particules chargées légères. Le recul peut bien entendu être plus important avec le projectile ${}^3\text{He}$ plus massif et à plus haute énergie (2 GeV) qu'avec le proton (475 MeV).

Nous avons également représenté les distributions issues du calcul INC + GEMINI (figures V.6 et V.7). Les spectres mesurés et calculés ont la même allure et afin de mieux les comparer nous avons reporté les moments d'ordre 1 (angles moyens) et 2 (largeurs) des distributions théoriques et mesurées figures V.8 et V.9 en fonction de la multiplicité de neutrons.

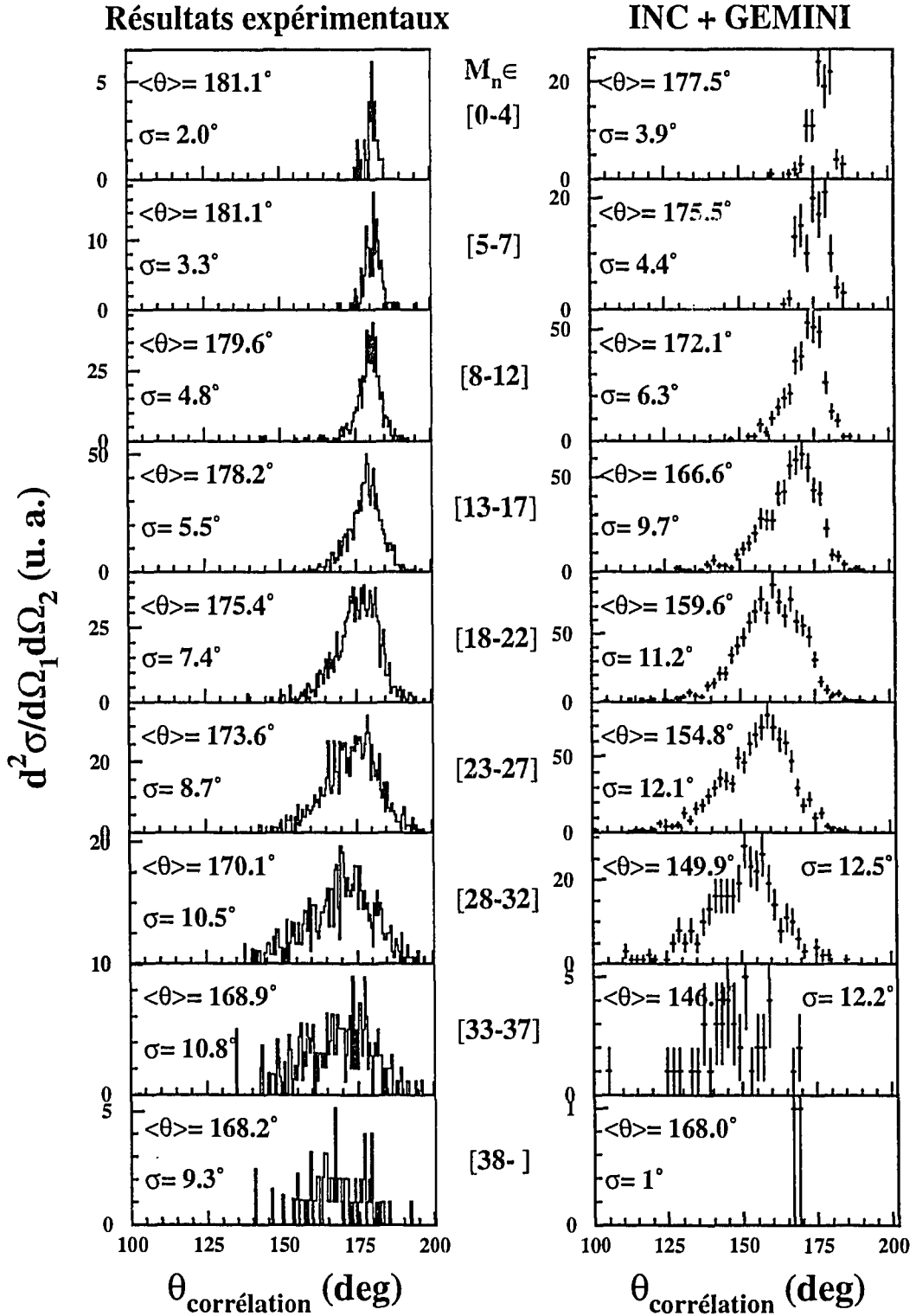
On observe un profond désaccord entre les angles de corrélation moyens théoriques et mesurés. L'écart est systématique, environ 5° , pour le système (475 MeV) $p + U$ (figure V.8-a) mais augmente avec la multiplicité de neutrons pour le système (2 GeV) ${}^3\text{He} + U$ (figure V.8-b). Dans un premier temps nous avons soupçonné une mauvaise localisation des fragments de fission. Ce doute a été levé en comparant la distribution des angles de corrélation, intégrée sur toutes les multiplicités de neutrons, du système 475 MeV $p + U$ à celle du système 500 MeV $p + \text{Th}$ extrait de la référence [STL 83] (figure V.10). Le très bon accord entre ces deux résultats est une preuve que la localisation expérimentale est tout à fait correcte et que l'écart observé est

(475 MeV) p + ^{238}U



▲ Fig V.6 : Distributions des angles de corrélation mesurés et théoriques pour le système 475 MeV p + U

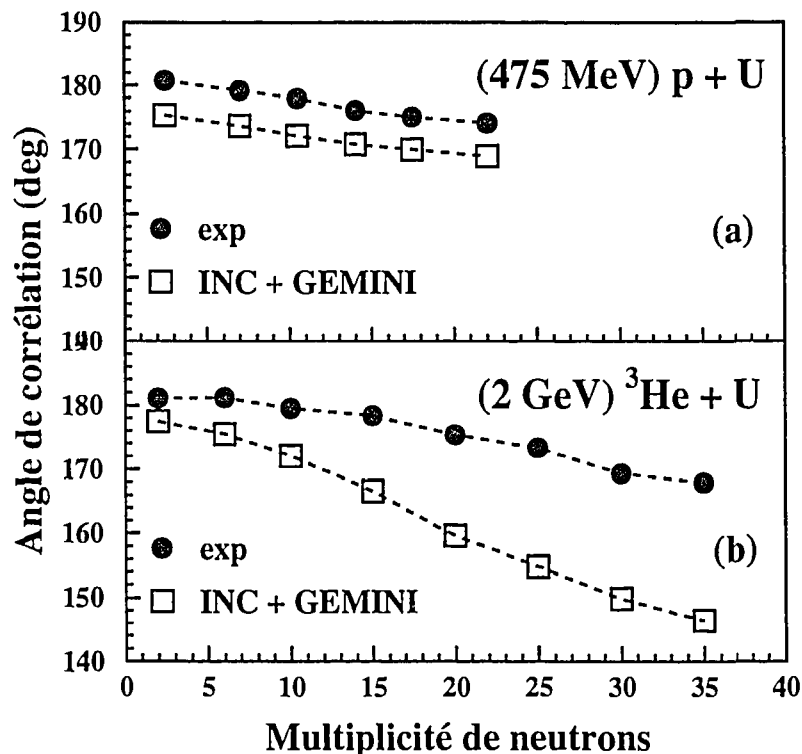
(2 GeV) $^3\text{He} + ^{238}\text{U}$



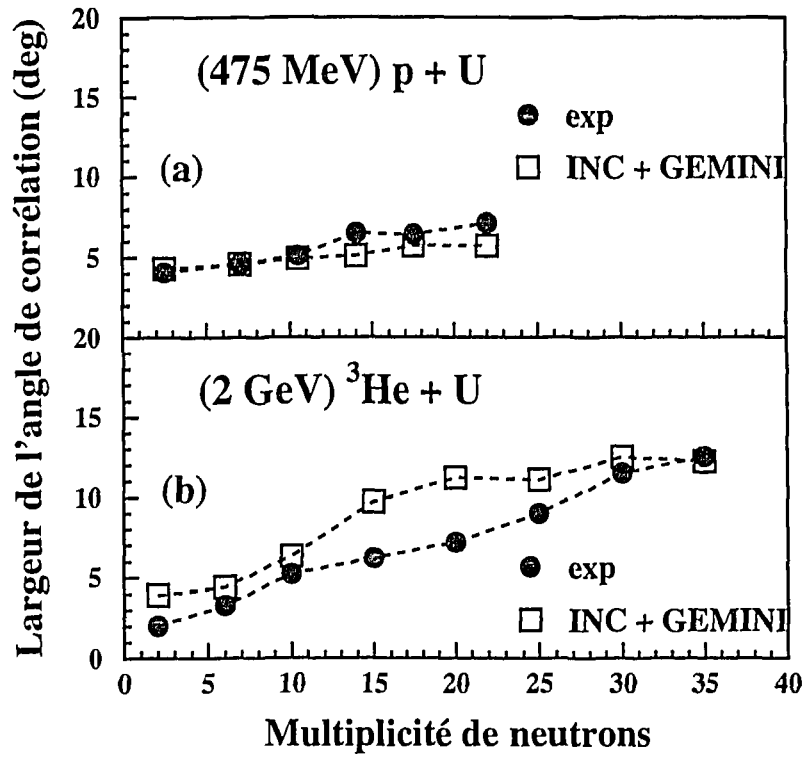
▲ Fig V.7: Distributions des angles de corrélation mesurés et théoriques pour le système 2 GeV $^3\text{He} + \text{U}$

imputable au code de calcul INC. La vitesse de recul du noyau fissionnant est calculée en réalisant la différence de l'impulsion incidente et de la somme des impulsions des particules émises. Il en résulte une différence de deux quantités importantes, toujours difficile à réaliser avec précision. Ce mauvais accord peut être imputable à des effets de non conservation stricte de l'impulsion lors du calcul INC et/ou de son inaptitude à traiter l'émission de particules composites observées expérimentalement. A ce jour nous n'avons pu trancher entre les causes possibles de désaccord.

La reproduction des moments d'ordre 2 des distributions expérimentales par les calculs théoriques est excellente pour le système (475 MeV) p + U (figure V.9-a) et correcte pour (2 GeV) ^3He + U (figure V.9-b). Ce bon accord est quelque peu surprenant compte tenu des déviations systématiques observées pour les premiers moments. Ceci traduit que les fluctuations sont bien reproduites en dépit de l'absence de particules composites dans INC. D'autre part la dispersion angulaire induite par la traversée de la cible, qui n'est pas prise en compte dans les simulations, devrait élargir les distributions expérimentales.



▲ Fig V.8: Angles de corrélation moyens mesurés et calculés en fonction de la multiplicité de neutrons
a - pour le système 475 MeV p + U
b - pour le système 2 GeV ^3He + U



▲ Fig V.9: Largeur des distributions des angles de corrélation mesurés et calculés en fonction de la multiplicité de neutrons

a - pour le système 475 MeV p + U

b - pour le système 2 GeV ³He + U

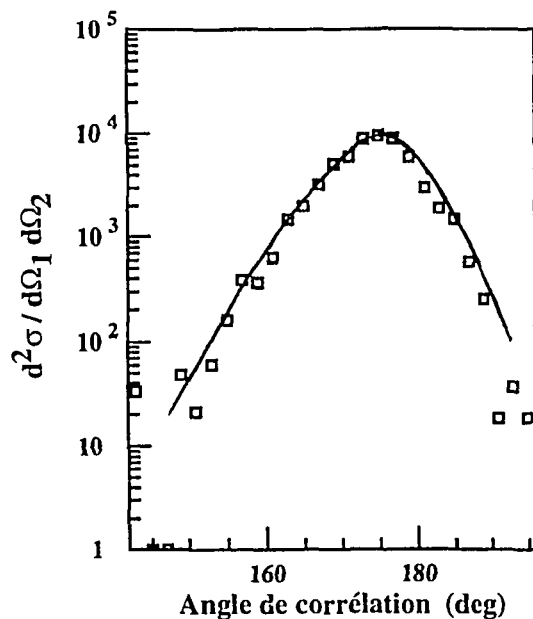


Fig V.10: Distributions d'angles de corrélation intégrées sur toutes les multiplicités de neutrons. La ligne représente la réaction 500 MeV p + Th [STL 83] et les points la réaction 475 MeV p + U. Pour cette comparaison l'angle de corrélation a été défini de la même manière que par F. Saint-Laurent.

II.2.2. Les corrélations hors-plan

Les distributions d'angles hors-plan mesurées et prédites par les modèles théoriques sont présentées figures V.11 et V.12. Quelque soit la multiplicité de neutrons la valeur moyenne est toujours proche de zéro mais la largeur de la distribution augmente avec la multiplicité neutronique.

A multiplicité de neutron moyenne égale les largeurs des distributions des angles de corrélation et des angles hors-plan sont pratiquement égales, identité traduisant l'absence de moment angulaire intrinsèque. En effet, un spin important provoquerait l'émission de fragments dans un plan privilégié et réduirait ainsi la largeur des distributions d'angles hors-plan par rapport à celles des angles de corrélation. L'élargissement des distributions hors-plan correspond à une émission de plus en plus importante de particules de préfission (lors de la cascade intranucléaire ou au début de l'évaporation) ou de post-fission (les fragments de fission peuvent être suffisamment excités pour évaporer des neutrons voire même des particules chargées). Si ces particules sont émises isotropiquement en moyenne (ce n'est pas le cas sur un événement) et un désalignement important peut donc se produire et être à la fois visible dans les deux distributions présentées précédemment.

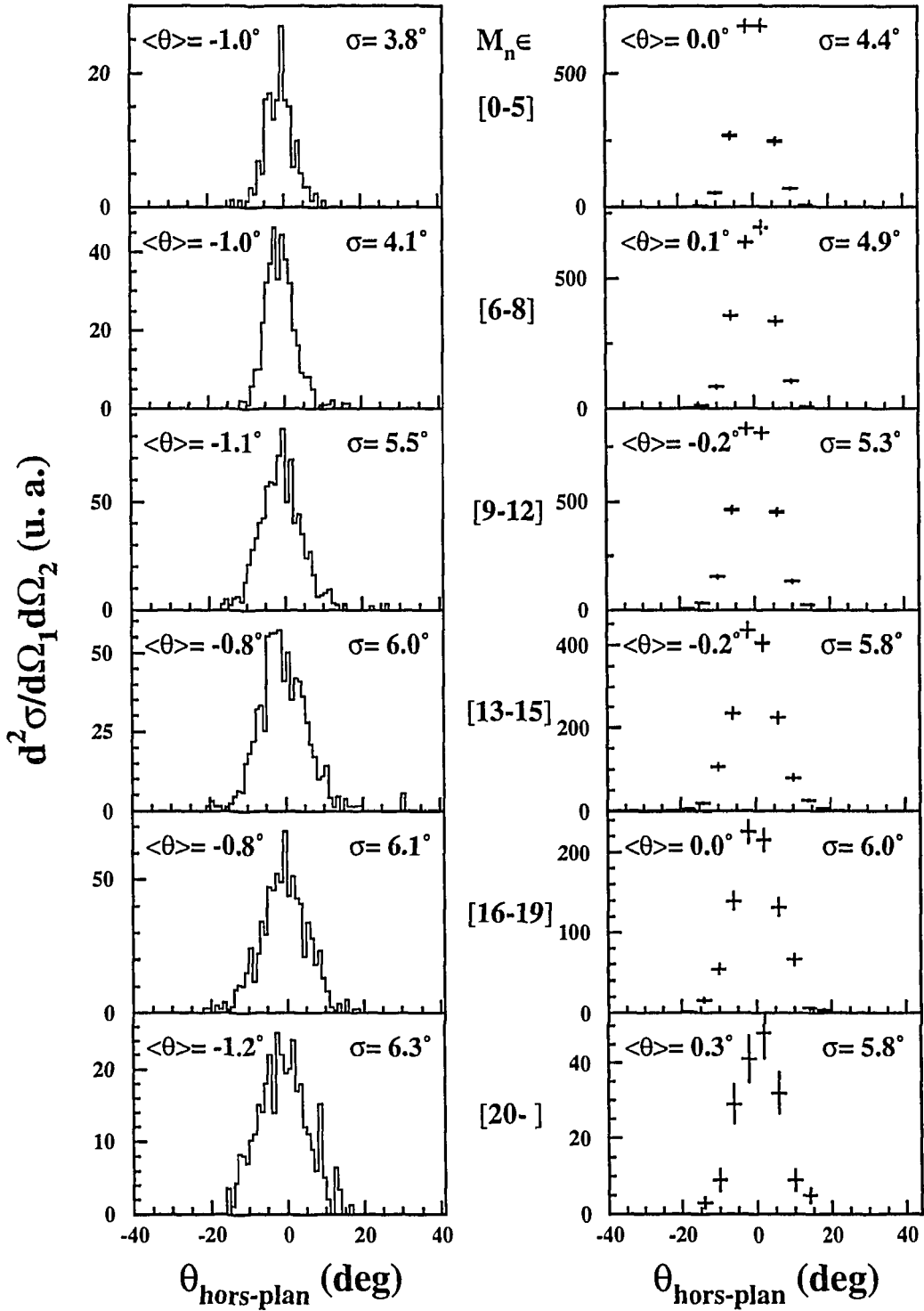
Dans les deux cas (largeur de l'angle de corrélation et largeur de l'angle hors-plan) l'accord entre calculs et expérience est très bon pour $p + U$ à 475 MeV (figures V.9-a et V.13-a) et seulement correct pour le système ${}^3\text{He} + U$ à 2 GeV (figure V.9-b et V.13-a). Le moins bon accord obtenu avec le faisceau d' ${}^3\text{He}$ provient peut-être du fait que le code INC traite le noyau d' ${}^3\text{He}$ comme trois nucléons indépendants et non comme un noyau lié.

Pour résumer nous avons vu que les corrélations angulaires confirment l'évaluation de la très faible vitesse de recul du noyau composé déjà évoquée au chapitre 4 § III.3. Les très faibles transferts de moment angulaire prédits par les calculs INC ont été confirmés et enfin certaines lacunes du code INC ont été mises en évidence.

(475 MeV) p + ²³⁸U

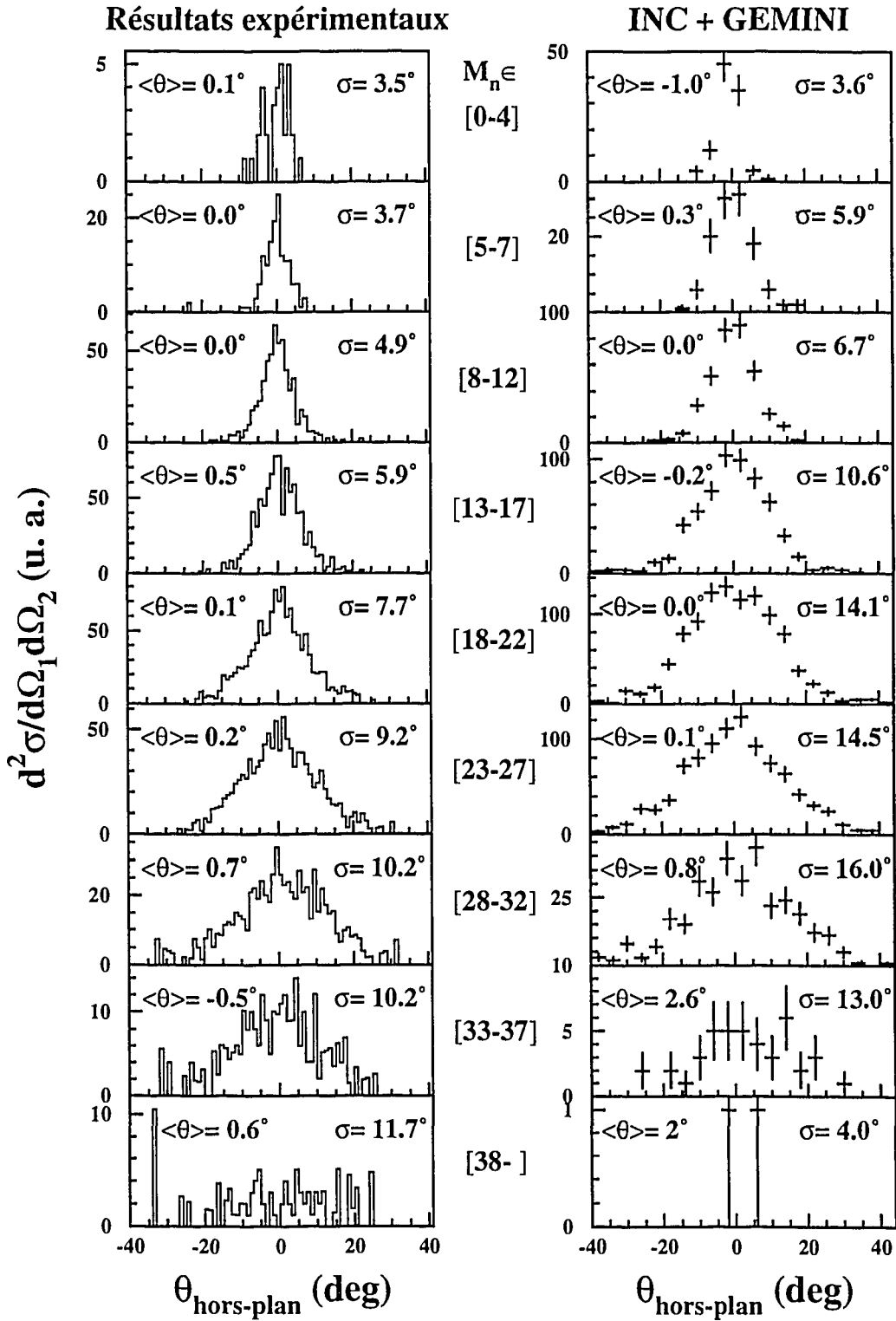
Résultats expérimentaux

INC + GEMINI

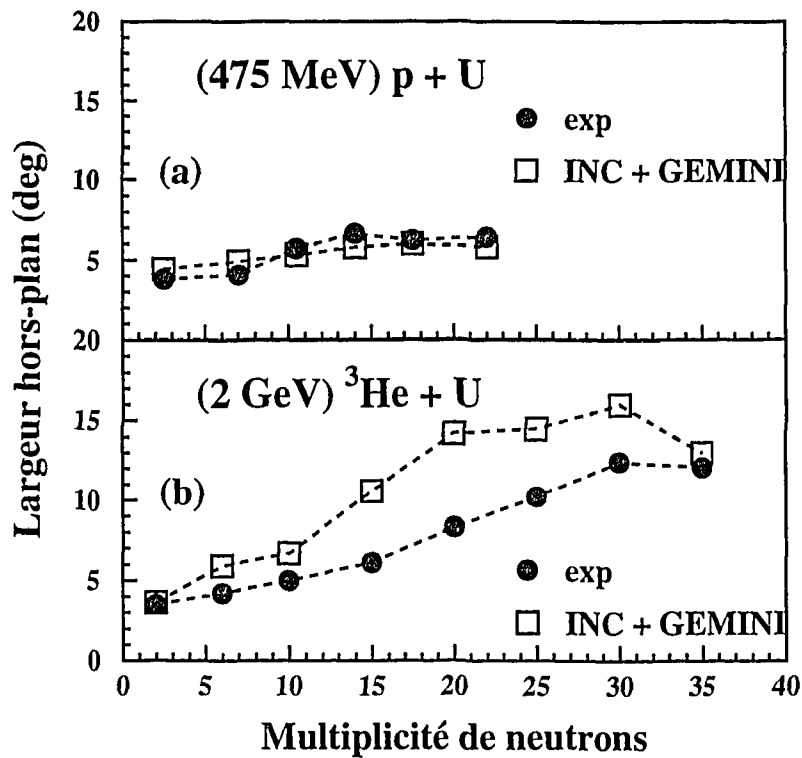


▲ Fig V.11: Distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques pour le système 475 MeV p + U

(2 GeV) $^3\text{He} + ^{238}\text{U}$



▲ Fig V.12: Distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques pour le système 2 GeV $^3\text{He} + \text{U}$



▲ Fig V.13: Largeurs des distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques en fonction de la multiplicité de neutrons
 a - pour le système 475 MeV p + U
 b - pour le système 2 GeV ³He + U

III. LA PROBABILITE DE FISSION

III.1. Détermination de la probabilité de fission

III.1.1. Données expérimentales

Nous allons tout d'abord décrire dans ce paragraphe comment nous pouvons extraire la probabilité de fission en fonction de la multiplicité de neutrons et donc de l'énergie d'excitation. La probabilité de fission est par définition le rapport $p = \frac{\sigma_{fis}}{\sigma_{tot}}$ avec σ_{fis} la section efficace de fission et σ_{tot} la section efficace totale de réaction. La probabilité de fission associée à la multiplicité neutronique n est donc

$$p(n) = \frac{\frac{d\sigma_{fis}(n)}{dM_n}}{\frac{d\sigma_{tot}(n)}{dM_n}}$$

Le dénominateur est obtenu en mesures dites "inclusives" dont les distributions neutroniques permettent de remonter aux sections efficaces totales de réaction. Il est égal à (voir chapitre 2 § II.2.1)

$$\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dM_n} = \frac{A}{\epsilon p_{\text{inc}} \mathcal{N}(1 - t_{\text{inc}}) \Phi_{\text{inc}}} \frac{dn_{\text{tot}}}{dM_n}$$

Le numérateur est calculé à partir de la distribution des multiplicités de neutrons associées aux événements de fission. La sélection des fragments de fission est réalisée selon la méthode décrite au chapitre 2 § V.2. On intègre les événements détectés dans le petit détecteur sur un demi-hémisphère 2π (le fragment complémentaire est détecté dans le grand détecteur à plaques parallèles avec les restrictions d'acceptance géométrique évoquées au chapitre 2 § V.3.2) en faisant l'hypothèse d'une émission isotrope. On obtient en utilisant l'expression adaptée aux mesures dites "exclusives" (voir chapitre 2 § II.2.2):

$$\frac{d\sigma}{dM_n} = \frac{2\pi}{\Omega_{\text{kf}}} \frac{n_{\text{inc}}}{n_{\text{exc}}} \frac{A}{\epsilon p_{\text{inc}} \mathcal{N}(1 - t_{\text{inc}}) \Phi_{\text{inc}} \epsilon} \frac{dn}{dM_n}$$

Les notations sont celles définies au chapitre 2 § II.2.2, ϵ est le produit de l'efficacité électronique des détecteurs à plaques parallèles par leur acceptance géométrique (voir chapitre 2 § V.3), Ω_{kf} est l'angle solide du petit détecteur à plaques parallèles et $\frac{dn}{dM_n}$ la distribution de multiplicités de neutrons associée aux événements de fission.

Le rapport des deux expressions donne la probabilité de fission associée à la multiplicité neutronique n :

$$P_{\text{fis}} = \left(\frac{2\pi}{\Omega_{\text{kf}}} \right) \frac{n_{\text{inc}}}{n_{\text{exc}}} \frac{1}{\epsilon} \frac{\left(\frac{dn}{dM_n} \right)_{\text{fis}}}{\left(\frac{dn}{dM_n} \right)_{\text{inc}}}$$

La détermination de l'angle solide des détecteurs à plaques parallèles et du rapport de normalisation induisent des erreurs systématiques alors que les distributions inclusives et exclusives de neutrons génèrent des erreurs d'origine statistique et dues à la déconvolution du bruit de fond et des empilements (voir chapitre 2 § III.1). Par la suite les probabilités de fission que nous présentons en fonction de la multiplicité neutronique sont normalisées à 1 pour une multiplicité de 10 neutrons pour le système 475 MeV p + U. Notons que cette normalisation arbitraire est cohérente avec la normalisation déterminée à l'aide des particules chargées légères utilisées comme

monitorage absolu (voir chapitre 2 § II.1). Les barres d'erreurs présentées ne prennent donc en compte que les erreurs d'origine statistique et de déconvolution.

Les fluctuations, importantes surtout à haute multiplicité, sont introduites par la déconvolution du bruit de fond et des empilements (chapitre 2 § III.1). Pour minimiser ces effets nous regroupons les données par fenêtres de deux neutrons avant de diviser les deux distributions.

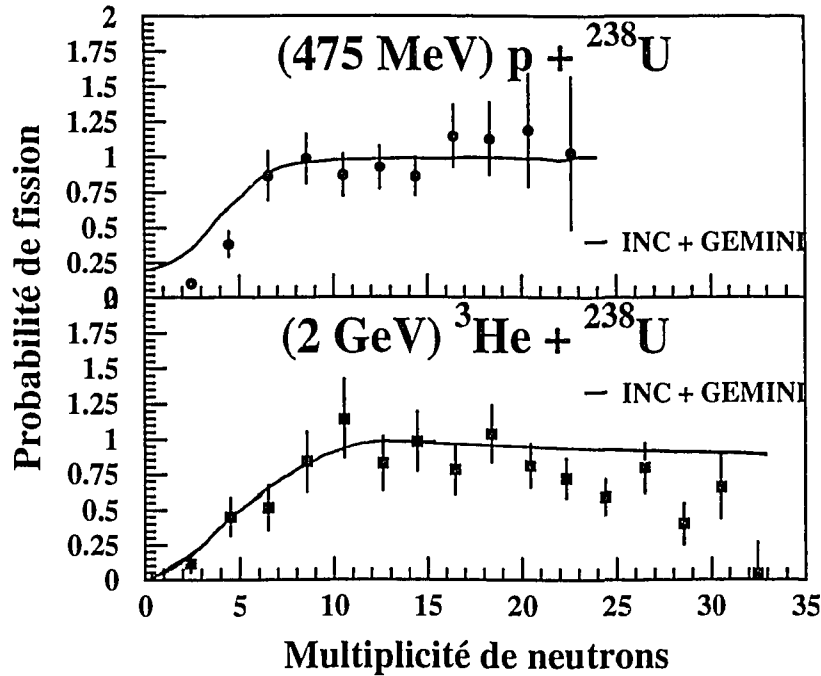
III.1.2 Données théoriques

Des probabilités de fission sont également extraites des simulations réalisées avec le code de cascade intranucléaire de J. Cugnon et le code de désexcitation statistique GEMINI (voir chapitre 3). Les multiplicités de neutrons auxquelles elles sont rapportées sont les multiplicités totales (neutrons directs + évaporés) corrigées de l'efficacité du détecteur (voir chapitre 1 § II.2.6). La fission binaire est définie par la présence de deux fragments, et seulement deux, de masse supérieure à 20. Comme nous l'avons déjà mentionné au début du chapitre les résultats sont inchangés en prenant des masses 10 ou 30, mais diffèrent légèrement pour deux fragments de masse supérieure à 5 car les événements pour lesquels une fission est accompagnée de l'émission d'un ou plusieurs fragments de masse intermédiaire ne sont plus pris en compte. Nous avons représenté les erreurs d'origine statistique.

III.2. Présentation des résultats

Les figures V.14-a et V.14-b représentent les probabilités de fission calculées et mesurées en fonction de la multiplicité de neutrons pour les systèmes 475 MeV p + U et 2 GeV $^3\text{He} + \text{U}$ respectivement. A faibles multiplicités les deux courbes ont la même allure, la probabilité de fission très faible augmente rapidement pour atteindre 100% à la multiplicité 8-10. Le comportement est par contre très différent pour les hautes multiplicités, donc les énergies d'excitation élevées. La probabilité de fission reste constante à 100% pour le système (475 MeV) p + U alors que l'on constate un net déclin dans le cas du système (2 GeV) $^3\text{He} + \text{U}$. Le même effet est observé pour le système $^2\text{H} + \text{U}$ [RAH 73]. Jusqu'à environ une centaine de MeV d'énergie incidente la section efficace de fission de l'uranium augmente régulièrement mais décroît pour des deutons de 2,1 GeV.

On remarque que les prévisions théoriques reproduisent correctement les données du système (475 MeV) p + U et celles de faible multiplicité du système (2 GeV) $^3\text{He} + \text{U}$. Pour ce système le calcul INC + GEMINI surestime en effet la probabilité de fission à haute multiplicité mais nous y reviendrons plus tard.

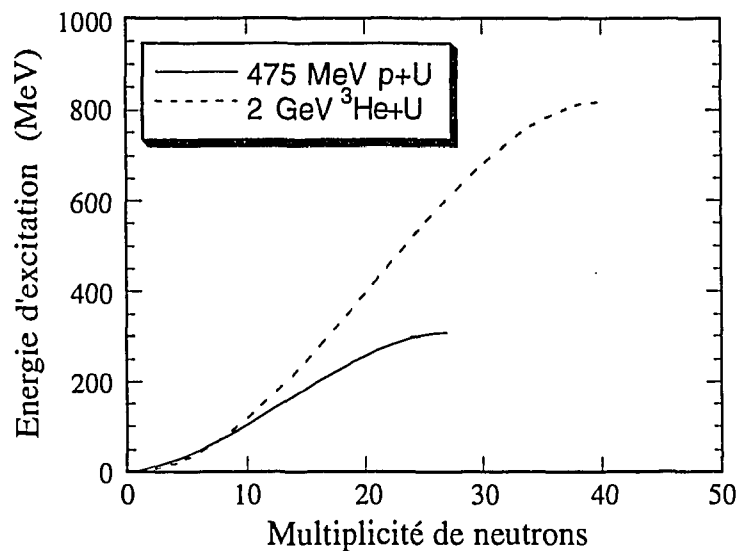


▲ Fig V.14: Probabilités de fission mesurées (points) et calculées (ligne) en fonction de la multiplicité de neutrons
 a - pour le système (475 MeV) p + U
 b - pour le système (2 GeV) ^3He + U

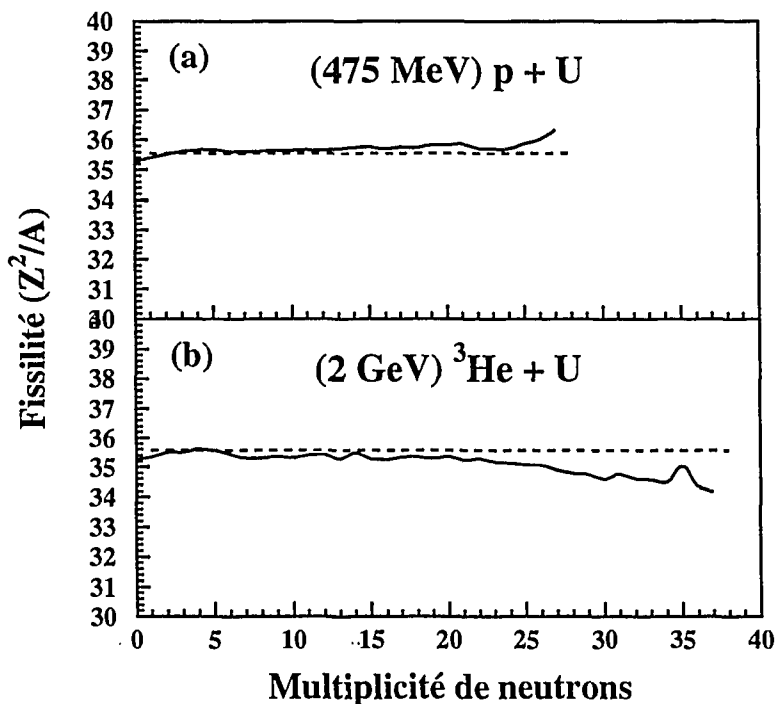
III.3. Interprétation

Comment peut-on expliquer les différences entre les deux réactions étudiées?

Le domaine d'énergie d'excitation couvert est certes beaucoup plus étendu pour le système (2 GeV) ^3He + U, de 0 à 600 MeV, que pour (475 MeV) p + U, de 0 à 250 MeV (voir figure V.15). Pour les multiplicités neutroniques supérieures à 15 l'énergie d'excitation étant plus importante pour le premier système la barrière de fission devrait être plus "facile" à franchir et la probabilité de fission plus grande or nous observons l'inverse. Si l'énergie d'excitation disponible dans le noyau est importante dans le calcul de la probabilité de fission nous avons vu que la fissilité du noyau était un paramètre primordial (voir § I.2). Le rapport $\frac{Z^2}{A}$ moyen du noyau résiduel issu du code de cascade intranucléaire avec un temps de thermalisation fixé à 30 fm/c est représenté en fonction de la multiplicité totale de neutrons telle qu'elle serait mesurée par ORION figures V.16-a et V.16-b. On constate une très légère augmentation de la fissilité avec la multiplicité de neutron pour le système (475 MeV) p + U alors qu'elle décroît faiblement pour le second système. Ces variations sont certes infimes mais agissent dans un domaine où la section efficace de fission binaire varie



▲ Fig V.15 : Energie d'excitation du noyau résiduel issu du code INC après 30 fm/c en fonction de la multiplicité totale de neutrons



▲ Fig V.16: Fissilité moyenne du noyau résiduel issu de INC après 30 fm/c en fonction de la multiplicité de neutrons telle qu'elle serait mesurée par ORION. La ligne en pointillés représente la fissilité du noyau d'uranium 238

a - (475 MeV) p + U

b - (2 GeV) ³He + U

très fortement avec le rapport $\frac{Z^2}{A}$ comme le prouve la figure V.17. La légère diminution de la fissilité moyenne des noyaux issus de la cascade pour le système (2 GeV) p + U pourrait donc expliquer le déclin de la probabilité de fission.

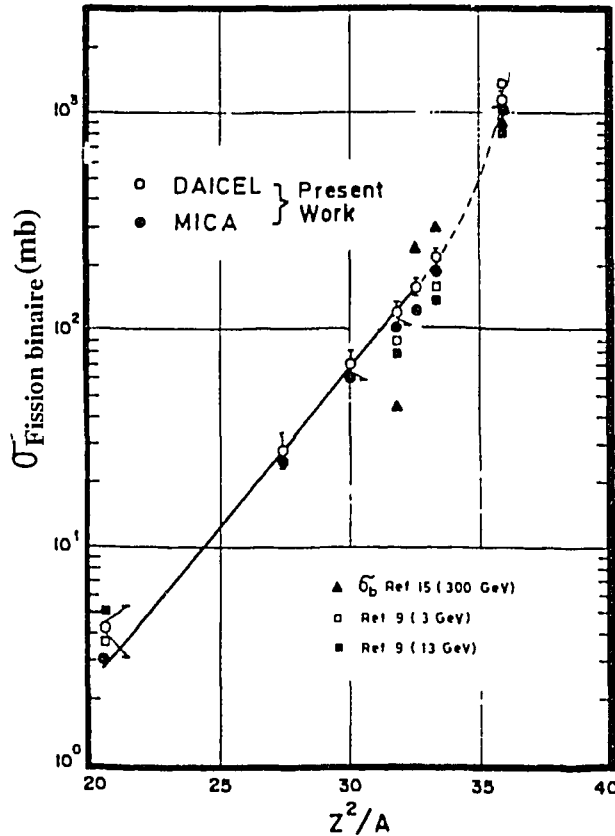


Fig V.17 : Section efficace de fission binaire en fonction du rapport $\frac{Z^2}{A}$ [KHA 84]

III.4. Les lacunes du code GEMINI

Les prédictions théoriques réalisées par les codes INC + GEMINI surestiment les probabilités de fission à haute énergie d'excitation. Le désaccord peut provenir du fait que la fission n'est pas correctement traitée par GEMINI. En effet GEMINI est un code de désexcitation séquentiel (voir chapitre 3 § II.2) et la probabilité de fission est calculée par l'introduction de barrières de fission. La première question que l'on peut se poser est: les barrières de fission utilisées sont elles réalistes? Autre lacune, plus importante à notre avis: la fission est un phénomène dynamique complexe et se produit sur une échelle de temps beaucoup plus longue que l'émission de fragments légers ou de FMI [HIL 92]. Cette caractéristique n'est absolument pas prise en compte dans le code GEMINI, or la fission étant un phénomène retardé, des particules légères, chargées ou non, peuvent être émises avant que la fission ne se produise et ainsi non seulement diminuer l'énergie d'excitation disponible mais également modifier les

caractéristiques du noyau et notamment sa fissilité qui joue un rôle très important dans la fission, nous l'avons vu précédemment.

Pour une reproduction plus réaliste la fission pourrait être "bloquée" pendant un certain temps pendant lequel des particules légères et de FMI sont évaporés. La fission aurait alors lieu à partir de noyaux très différents de ceux issus de la cascade intranucléaire et les probabilités seraient alors certainement plus basses. Une autre approche consisterait à utiliser un modèle dynamique microscopique.

IV. UN AUTRE PROCESSUS?

Nous avons vu au chapitre précédent que les voies de désexcitation ouvertes variaient essentiellement en fonction de l'énergie d'excitation du noyau résiduel issu de la cascade intranucléaire. A faible énergie d'excitation le refroidissement du noyau se fait essentiellement par évaporation de neutrons (voir chapitre 4 § II). A mesure que l'énergie d'excitation augmente l'émission de particules chargées légères devient de plus en plus probable (voir chapitre 4 § III.4). Parallèlement la fission du noyau issu de la cascade croît d'environ 20 à 100% avec les dépôts d'énergie de plus en plus importants. Le déclin de ce processus, observé à haute énergie d'excitation doit être compensé par un autre mode de décroissance. Deux hypothèses sont alors envisageables: la création de résidus d'évaporation et la multifragmentation. Malheureusement notre dispositif expérimental ne nous permet pas de trancher. En effet une couverture de tout l'espace par des détecteurs de particules chargées eut été nécessaire pour mettre en évidence un phénomène de multifragmentation. Quant aux résidus d'évaporation, ceux-ci étant animés d'une très faible vitesse de recul (voir § II.2.1) ils ne peuvent quitter la cible et il me semble que seule la détection des raies gamma caractéristiques eut permis de les identifier de façon inambiguë. Les très faibles multiplicités moyennes de fragments de masse intermédiaire déterminées au chapitre 4 § III.4.4 nous mènent à penser que le phénomène de multifragmentation n'est pas le processus dominant aux énergies d'excitation considérées (300 - 600 MeV).

Chapitre 6: Applications à la transmutation des déchets nucléaires

Nous allons considérer dans ce court chapitre une application des résultats présentés dans ce mémoire à un sujet très concret, celui de la transmutation des déchets radioactifs produits dans les centrales nucléaires. Après avoir exposé les problèmes posés par ces déchets, nous présenterons brièvement le principe de la transmutation et nous verrons que le paramètre neutronique joue un rôle fondamental dans ce processus.

I. LE PROBLEME DES DECHETS NUCLEAIRES

I.1. Généralités

Près de 80% de l'électricité produite en France est issue des centrales nucléaires. Si les réacteurs, en majorité des réacteurs à eau sous pression (REP), sont fiables et performants, aucune solution satisfaisante n'a encore été trouvée pour la prise en charge du combustible "brûlé". Actuellement il est retraité; c'est à dire que les différents éléments chimiques qui le composent sont séparés et stockés en fonction de leur durée de vie et de leur toxicité. Si les éléments de faible période, inférieure à quelques dizaines d'années ne posent pas de réel problème (un stockage d'une durée de 100 à 300 ans est tout à fait envisageable) il n'en est pas de même pour les éléments de très longue période (jusqu'à dix millions d'années!). Que faire de ces déchets? Peut-on les enterrer alors qu'aucune prévision de résistance des enveloppes utilisées, d'ordre géologique ou même politique ne peut être réalisée sur une telle échelle de temps? A-t-on le droit de laisser ce "poison" aux générations futures?

I.2. Quelques chiffres

Le parc électronucléaire français est l'un des plus développés au monde, il compte notamment 56 REP d'une puissance de 900 ou 1300 MW électrique chacun et deux réacteurs à neutrons rapides (RNR) de 200 et 1200 MW. Chaque réacteur consomme environ 30 tonnes de combustible par an, essentiellement de l'uranium enrichi à 3.2% (c'est à dire 3.2% d'uranium fissile, ^{235}U , au lieu de 0.7% dans l'uranium naturel) et produit donc environ [LEN 92]:

28.7 tonnes d'uranium enrichi à 1%

300 kg de plutonium

1 tonne de produits de fission et d'actinides dont 21 kg de Np, Cm et Am

Soit pour notre seul pays environ 1200 tonnes de déchets par an auxquels il faut ajouter toutes les infrastructures des réacteurs et instruments de manipulation qui ont été irradiés.

On distingue principalement deux types de radioéléments:

- les actinides (^{237}Np , ^{243}Am , ^{245}Cm ,..) qui ont de très longues périodes radioactives.

- les produits de fission à longue période principalement le ^{99}Tc et l' ^{129}I et ceux à courte durée de vie comme le ^{90}Sr et le ^{137}Cs générateurs d'une forte activité et également très toxiques.

La période, l'activité et l'abondance des principaux produits de fission et transuranien sont présentés dans le tableau VI.1 [SCH 89]. Pour réduire leur toxicité on peut tenter de les transmuter en des espèces moins dangereuses ou à plus courtes périodes.

Isotope	Emission	Période [années]	Activité [Ci / t]	Poids [g / ton]
^{90}Sr	β	28.15	7.34×10^3	520
^{99}Tc	β, γ	2.14×10^5	1.30×10^2	772
^{129}I	β, γ	1.57×10^7	0.033	185
^{135}Cs	β, γ	2.95×10^6	0.195	218
^{137}Cs	β, γ	30.15	1.06×10^5	1223
^{234}U	α	2.45×10^5	0.95	153
^{235}U	α	7.04×10^8	0.02	7861
^{236}U	α	2.34×10^7	0.29	4451
^{237}Np	α	2.14×10^6	0.34	482
^{238}Pu	α	87.7	3010	176
^{239}Pu	α	2.41×10^4	358	5768
^{240}Pu	α	6.55×10^3	507	2226
^{241}Pu	β	14.4	137600	1335
^{242}Pu	α	3.76×10^5	2.10	533
^{241}Am	α	432.6	112	33
^{243}Am	α	7.38×10^3	17.90	90
^{242}Cm	α, n	0.446	4.04×10^4	12
^{244}Cm	α, n	18.11	1.69×10^3	21

*Tableau VI.1 :
Période, activité
et proportion des
principaux
transuraniens et
produits de
fission provenant
du combustible
consommé par un
REP [SCH 89]*

II. LA TRANSMUTATION DES DECHETS NUCLEAIRES

II.1. Principe

Cette approche consiste à transmuter les éléments à longue durée de vie que nous venons de citer en utilisant une source de neutrons très intense pour faire fissionner les actinides mineurs et transformer les produits de fission en noyaux de périodes plus courtes par des réactions de capture.

a - Les fragments de fission

On cherche dans ce cas à réaliser des réactions de capture de neutrons par les produits de fission. Les sections efficaces de capture pour des neutrons thermiques et rapides sont données (tableau VI.2) pour les quatre principaux produits de fission présents dans les déchets :

	σ_{therm}	σ_{rapide}
^{99}Tc	20	0.2
^{129}I	31	0.2
^{137}Cs	0.25	<0.01
^{90}Sr	1	0.1

Tableau VI.2: Sections efficaces de capture (en barns) pour des neutrons thermiques et rapides [LEN 92]

Les neutrons thermiques sont donc beaucoup plus efficaces que les neutrons rapides. Un flux intense de neutrons thermiques permet une conversion rapide des produits de fission de période longue comme le ^{99}Tc (l'exemple donné figure VI.1) ou l' ^{129}I en isotopes stables. Avec un très haut flux de neutrons thermiques on peut également transmuter les espèces très actives à faibles durées de vie comme le ^{90}Sr et le ^{137}Cs .

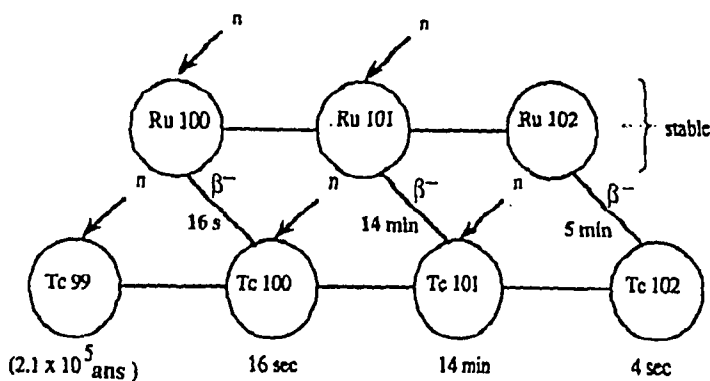


Fig VI.1 : Exemple de conversion d'un produit de fission à vie longue en isotopes stables par captures neutroniques successives [LEN 92]

b - Les actinides mineurs

La capture neutronique ayant pour effet de créer de nouveaux radioéléments à période longue, le processus intéressant est dans ce cas la fission. L'exemple du Neptunium est présenté figure VI.2.

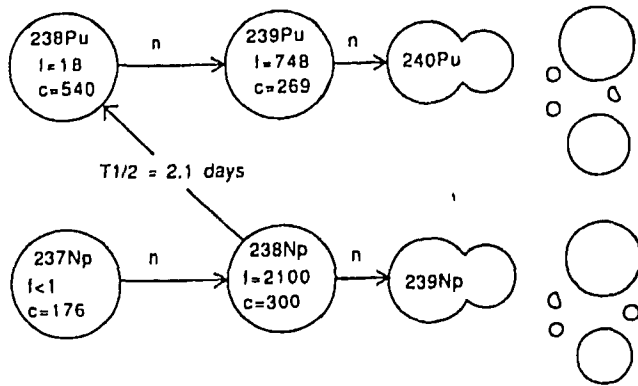


Fig VI.2 : Exemple de double capture neutronique menant à la fission, f et c sont les sections efficaces de fission et de capture en barn [BOW 92]

Les sections efficaces de fission du ^{237}Np et du ^{238}Pu étant très faibles comparées aux réactions de capture il faut en moyenne quatre neutrons pour induire la fission du ^{240}Pu à partir du ^{237}Np , soit plus que le nombre moyen de neutrons produits, le neptunium se comporte donc comme un "poison". Si on dispose d'un haut flux de neutrons thermiques (de l'ordre de $10^{16} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) la capture neutronique du ^{238}Np peut concurrencer l'émission β dont la période est d'environ deux jours. Le Np se comporte alors comme un combustible car deux neutrons incidents induisent une fission qui produit elle même 2.7 neutrons en moyenne.

II.2. La transmutation en réacteur

L'utilisation des flux de neutrons rapides ou thermiques délivrés par les réacteurs nucléaires classiques est possible.

Pour les neutrons rapides le rapport $\frac{\sigma_{\text{fission}}}{\sigma_{\text{capture}}}$ est élevé, la transmutation des actinides mineurs a toujours été considérée comme plus favorable dans un RNR, quoique de nombreux cycles soient requis. En revanche pour la transmutation des produits de fission nous venons de voir que les neutrons thermiques ont des sections efficaces de capture plus élevées que celles obtenues avec des neutrons rapides (voir tableau VI.2). Néanmoins la transmutation des produits de fission dans un réacteur à neutrons lents se fait mal car les flux de neutrons ne sont pas assez élevés. De plus

cette transmutation est coûteuse en neutrons et les fragments de fission se comportent comme des poisons dans les réacteurs traditionnels.

L'idée est alors née de développer des installations spécifiques, des réacteurs nucléaires hybrides ayant une source de neutrons additionnelle à celle générée par la fission.

II.3. La transmutation utilisant un accélérateur

Contrairement aux réacteurs classiques où la réaction en chaîne est entretenue par les neutrons émis lors de la fission on fait appel dans ce cas à une source de neutrons extérieure. Les neutrons de fission participent évidemment à la réaction mais ne peuvent pas l'entretenir à eux seuls. Les neutrons sont créés par spallation en utilisant des réactions entre un projectile léger (généralement un proton) de haute énergie (entre 1 et 2 GeV) et un noyau cible lourd. La cible épaisse est entourée d'un modérateur (du D₂O par exemple) pour thermaliser les neutrons émis et placée au coeur d'un réacteur contenant les éléments à transmuter. La chaleur créée peut ensuite être utilisée pour produire de l'électricité dont une partie pourrait alimenter l'accélérateur. Outre le fait de produire plus d'électricité qu'elle n'en consomme ce type de d'installation présente l'avantage d'être sous-critique, l'interruption du faisceau de protons ralentit brutalement l'activité du réacteur.

Nous avons vu que les multiplicités de neutrons atteintes lors de telles réactions (2 GeV) $p + Au$ ou U (voir chapitre 4 § II) sont élevées. L'utilisation d'une cible épaisse permet d'amplifier cet effet, des neutrons, des protons, des particules composites et des pions émis pouvant à leur tour induire des réactions de spallation. Des calculs prédisent qu'un proton de 1.6 GeV dans une cible épaisse de plomb conduirait à la création de 55 neutrons en moyenne par proton incident [BOW 92]. Nous avons montré (voir chapitre 4 § II.2) d'une part qu'un projectile de 2 GeV était beaucoup plus efficace (en terme de nombre de neutrons émis) qu'un projectile de 475 MeV et d'autre part qu'à 2 GeV des protons conduisaient aux mêmes multiplicités neutroniques que des ³He.

Pour valider les prévisions des codes, des expériences similaires à celle que nous avons réalisé pourraient être faites en utilisant cette fois une cible épaisse. Le détecteur de neutrons ORION semble tout à fait adapté à de telles mesures, bien que l'utilisation d'une cible de plomb volumineuse nécessiterait quelques modifications techniques. En effet 0.4 m³ (volume de la chambre à réaction d'ORION) de plomb pèse environ 4.5 tonnes. De par ces caractéristiques techniques le laboratoire National Saturne (voir chapitre 1 § I) est l'accélérateur adéquat pour poursuivre les recherches sur la

transmutation, des protons et des deutons pouvant être délivrés jusqu'à des énergies de 2.9 et 2.3 GeV respectivement.

L'étude sur cible mince que nous avons réalisée pourrait être utilement complétée par des mesures exhaustives de toutes les particules directes émises (neutrons, particules chargées, pions) en fonction de la multiplicité neutronique. Nous pensons en effet que toutes ces données permettraient de tester de façon très sensible les différents types de simulations actuellement disponibles [NAK 83b], [ISH 93]. Lors de l'étude que nous avons menée sur les noyaux chauds c'est surtout à la phase évaporative que nous étions sensibles et peu à la phase INC dans ses détails. Pour étudier plus directement la phase de cascade il est souhaitable d'avoir accès aux produits émis lors de cette phase. Des données existent déjà (protons, pions [LEM 91]) mais il semble que celles que l'on pourrait obtenir associées à la multiplicité de neutrons seraient plus sensibles.

Pour résumer, les études de la production neutronique sur cibles minces et épaisses apparaissent comme complémentaires. Les premières plus fondamentales, semblent indispensables à une bonne compréhension des secondes. Elles impliquent non seulement des travaux de recherche avec des projectiles de haute énergie initiale (ceux qui seraient fournis par l'accélérateur) mais, aussi et surtout, des études menées avec les produits variés de la cascade (neutrons, protons, alpha, ^3He , ^4He , pions) et dans un large domaine d'énergie. Ceci représente un travail considérable mais rappelons que l'enjeu est énorme.

CONCLUSION

Le but de cette expérience était d'étudier la formation et la désexcitation de noyaux chauds dont les modes collectifs (compression, déformation, rotation...) soient peu excités. De telles conditions sont pratiquement impossibles à satisfaire à partir de projectiles lourds.

Nous avons donc étudié des réactions induites par des projectiles légers de haute énergie, protons à 475 MeV et 2 GeV et ^3He à 2 GeV, sur des noyaux lourds, Au et U essentiellement. La multiplicité de neutrons, mesurée événement par événement grâce à l'utilisation du détecteur 4π ORION, a été choisie comme quantité physique ("observable") privilégiée de cette expérience. La détection des particules chargées légères et des fragments de fission était réalisée en coïncidence avec les neutrons.

Les distributions de multiplicités de neutrons inclusives ont été mesurées pour 12 systèmes (trois faisceaux, protons de 475 MeV et 2 GeV et ^3He de 2 GeV et quatre cibles Ag, Au, Bi et U). Nous avons observé qu'un projectile de 2 GeV déposait plus d'énergie qu'un projectile de 475 MeV conformément aux prédictions d'une saturation pour des énergies incidentes plus élevées [NAK 83], [BRZ 95]. Les deux faisceaux de 2 GeV étudiés (proton et ^3He) menant à des multiplicités neutroniques, donc des énergies d'excitation, similaires l'utilisation de protons est préférable car les noyaux sont ainsi chauffés avec moins de moment angulaire intrinsèque.

Les particules chargées légères, détectées par dix télescopes, sont de deux origines, des particules directes éjectées lors de la cascade intranucléaire et des particules évaporées par le noyau thermalisé, confirmant ainsi que les interactions considérées se déroulent suivant un processus en deux étapes. La première étant une cascade intranucléaire, que nous avons simulée avec le code de calcul INC, et la seconde une phase de désexcitation statistique simulée avec GEMINI. Le bon accord entre les quantités physiques mesurées et calculées (multiplicité de neutrons, de particules chargées légères, spectres énergétiques d'alpha) prouve que le processus de réaction est convenablement reproduit par l'association des deux codes de calcul utilisés.

Les distributions d'énergie d'excitation déduites nous apprennent qu'environ 10% des noyaux formés dans la réaction (2 GeV) p + Au ont une énergie d'excitation supérieure à 500 MeV. Les paramètres de pente des spectres énergétiques des particules de $Z=2$ donnent une estimation de la température nucléaire de l'ordre de 4.5

MeV pour les événements associés aux multiplicités neutroniques les plus élevées. Cette valeur, déterminée de manière assez imprécise à cause de la présence de particules directes, est tout à fait cohérente avec les valeurs extraites des multiplicités neutroniques. Les faisceaux de particules légères de haute énergie permettent donc de créer des noyaux chauds en quantité suffisante pour que leur décroissance soit étudiée.

Nous avons également étudié la fission des noyaux chauds produits dans les réactions (475 MeV) $p + U$ et (2 GeV) ${}^3\text{He} + U$. Les corrélations angulaires entre les fragments de fission mettent en évidence une très faible vitesse de recul du noyau issu de la cascade, donc un faible transfert de moment, et confirment également que les noyaux sont formés avec peu de moment angulaire intrinsèque comme le prédit le code de cascade intranucléaire. La probabilité de fission a été évaluée en fonction de l'énergie d'excitation. Il apparaît que cette probabilité croît très rapidement jusqu'à 100% avec la multiplicité de neutrons pour les deux systèmes étudiés, mais à haute énergie d'excitation (fortes multiplicités neutroniques pour le système ${}^3\text{He} + U$) la fission décline. Le fait que les noyaux chauds formés dans la cascade intranucléaire (dont la température peut dépasser 5 MeV) fissionnent prouve que le noyau existe toujours en temps qu'ensemble de nucléons liés et que la notion même de noyau a encore un sens. Le déclin du processus de fission à haute énergie d'excitation doit coïncider avec l'apparition d'un ou plusieurs autres modes de désexcitation qui pourraient être la multifragmentation ou la création de résidus d'évaporation. Le dispositif expérimental utilisé ne permet pas de conclure de façon inambiguë. Les résidus sont à trop faible énergie et sont piégés dans la cible. Quant à la multifragmentation, si elle n'a pas pu être détectée en tant que telle en l'absence d'une couverture de détection sur 4π , on peut noter qu'elle devrait s'accompagner de l'émission de fragments relativement légers (FMI) détectables par les premiers membres des télescopes. Aucune augmentation substantielle de la multiplicité moyenne de FMI n'a été observée au delà de ce que prédit GEMINI. On est donc enclin à penser que la voie fission est plutôt remplacée par celle des résidus d'évaporation

La comparaison des probabilités de fission expérimentales et calculées avec GEMINI montre que la fission ne peut être correctement reproduite par un code de désexcitation séquentielle basé sur l'espace de phase disponible pour les différentes voies de sortie considérées. La fission étant un phénomène lent [HIL 92] donc intervenant relativement tard dans la chaîne de désexcitation, un tel calcul faisant abstraction du temps peut ne pas être adapté au traitement des noyaux chauds. Une simulation dynamique plus réaliste pourrait être envisagée.

De façon générale l'étude décrite dans ce mémoire ouvre des perspectives intéressantes. Nous avons pu montrer (ce qui n'avait jamais été réalisé auparavant) que

nous disposions d'approches expérimentales permettant d'atteindre les distributions des énergies thermiques et non plus de simples valeurs moyennes. Pour la première fois nous avons pu étudier en détail le comportement de noyaux chauffés à $T \geq 5$ MeV sans être perturbés par l'excitation simultanée de modes collectifs. La voie est tracée pour étudier le comportement des noyaux encore plus chauds en augmentant l'énergie des protons incidents. Des expériences utilisant des faisceaux d'antiprotons sont actuellement en cours d'analyse pour étudier le bénéfice que l'on peut tirer de l'annihilation et une comparaison entre les deux types d'approches sera bientôt possible. Le dispositif expérimental déjà utilisé peut être amélioré en portant à 4π la couverture de détection des particules et noyaux chargés, permettant ainsi d'accéder aux événements de multifragmentation. Ceci a déjà été réalisé dans l'expérience antiprotonique mentionnée précédemment en utilisant une "boule" de détecteurs au silicium. Enfin, nous avons souligné l'intérêt pratique auquel des études sur cibles minces pouvaient conduire lorsqu'elles sont étendues à des cibles très épaisses. On peut ainsi envisager mettre au point des sources neutroniques de très grande intensité (10^{16} n.cm⁻².s⁻¹) par spallation dont les applications potentielles sont nombreuses. Pour ne retenir que les utilisations "civiles" mentionnons tous les travaux déjà réalisés auprès des réacteurs à haut flux et la transmutation des produits de longue période générés dans les réacteurs nucléaires actuels.

Nous espérons que la voie d'approche que nous avons tracé puisse être utile à ceux qui poursuivront l'étude des réactions p-noyau dans le futur.

BIBLIOGRAPHIE

- ABU 86 A. Y. Abul-Magd et al. Phys. Rev. **C34** (1986) 113
- BAR 92 D. B. Barlow Phys. Rev. **C45** (1992) 293
- BET 30 H. A. Bethe Ann. Phys. **5** (1930) 325
- BLA 79 J. Blatt et V. Weisskopf Theoretical Nuclear Physics, Springer Verlag (1979)
- BON 84 P. Bonche et al. Nucl. Phys. **A427** (1984) 278
- BOW 92 C. D. Bowman NIM **A320** (1992) 336
- BRE 93 S. Bresson Thèse au Ganil 1993
- BZR 95 J. Brzychczyk Bormio Winter Meeting 1995
- CHA 88 R. J. Charity Nucl. Phys. **A483** (1988) 371
- CHE 68 K. Chen et al. Phys. Rev. **C4** (1968) 949
- CIE 87 S. Cierjacks et al. Phys. Rev. **C36** (1987) 1976
- COH 63 S. Cohen et W. Swiatecki Ann. of Phys. **22** (1963) 406
- CUG 81 J. Cugnon Nucl. Phys. **A352** (1981) 505
- CUG 82 J. Cugnon Nucl. Phys. **A379** (1982) 553
- CUG 85 J. Cugnon Nucl. Phys. **A445** (1985) 717
- CUG 87 J. Cugnon Nucl. Phys. **A462** (1987) 751
- DUR 93 D. Durand et B. Tamain Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (1993) Maubuisson
- FIL 87 D. Filges et al. Phys. Rev. **C36** (1987) 1988
- FRA 90 Z. Fraenkel et al. Phys. Rev. **C41** (1990) 1050
- GAL 94 J. Galin et U. Jahnke J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 1105
- GAV 80 A. Gavron et al. Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- GEB 87 B. Gebauer, M. Wilpert Annual report 1987, HMI-B 449, ISSN 0934-599X, p78
- GOL 78 A. S. Goldhaber Phys. Rev. **C17** (1978) 2243
- GRE 87 R. E. L. Green Phys. Rev. **C35** (1987) 1341
- HAU 52 Hauser-Feschback Phys. Rev. **87** (1952) 366
- HIL 92 D. Hilscher et H. Rossner Ann. Phys. **17** (1992) 471
- HUB 86 F. Hubert et al. Mesure du pouvoir d'arrêt de matériaux solides (Ecole navale)
- ISH 93 K. Ishibashi ICANS XII Meeting (1993) Abingdon (GB)
- JAH 83 U. Jahnke et al. Lectures Notes in Phys., Spinger Verlag (1983) 170
- KHA 84 H. A. Kahn Phys. Rev. **C29** (1984) 2199

KNO 79	G. F. Knoll	Radiation Detection and Measurement (1979)
LEM 91	M.-C. Lemaire et al	Phys. Rev. C43 (1991) 2711
LEN 92	H. Lengeler	CERN accelerator school Jyväskylä (Finlande)
LOT 93	B. Lott	Z. Phys. A346 (1993) 201
NAK 83	K. Nakai et al.	Phys. Lett. B121 (1983) 179
NAK 83b	Y. Nakahara	Journal of Nuclear Science and Technology (1983) 511
PIE 94	L. Pienkowski et al.	Phys. Lett. B336 (1994) 147
POI 74	J. Poitou et C. Signarvieux	NIM 114 (1974) 113
POS 71	A. M. Poskanzer	Phys. Rev. C3 (1971) 882
QUE 95	B. M. Quednau	Bormio Winter Meeting 1995
RAH 73	F. Rahimi et al.	Phys. Rev. C8 (1973) 1500
REM 69	L. P. Remsberg	Phys. Rev. 147 (1969) 1597
REM 70	L. P. Remsberg	Phys. Rev. C1 (1969) 265
SCH 89	J. P. Schapira	NIM A280 (1989) 568
STL 83	F. Saint-Laurent	Thèse au laboratoire national Saturne 1983
STR 78	J. A. Strong	NIM 156 (1978) 411
SUR 87	E. Suraud	Nucl. Phys. A462 (1987) 109
THO 94	G. Thomine	Rapport de stage (non publié) Ganil (1994)
VAN 73	R. Vandenbosch et R. Huizenga	Nuclear Fission, Academic Press New-York (1973)
VIO 85	V. E. Viola	Phys. Rev. C31 (1985) 1550
WEI 37	V. Weisskopf	Phys. Rev. 52 (1937) 295
WIL 62	Williamson et Boujot	Rapport CEA n°2189
YAR 79	Y. Yariv et Z. fraenkel	Phys. Rev. C20 (1979) 2227
YEN 91	S. J. Yennello	Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 671

LISTE DES FIGURES

Fig I.1 : Schéma du Laboratoire National Saturne	12
Fig I.2 : Disposition d'ORION dans la salle d'expérience	14
Fig I.3 : Ralentissement et capture du neutron dans le scintillateur	16
Fig I.4 : Probabilité de capture d'un neutron	18
Fig I.5 : Schéma du détecteur de neutrons ORION	19
Fig I.6 : Sections efficaces des différentes réactions entre un neutron et un composant du liquide contenu dans ORION [STR 78]	22
Fig I.7 : Efficacité de détection des neutrons par ORION à 20°, 90° et 150°	24
Fig I.8 : Disposition des 10 télescopes silicium	25
Fig I.9 : Vue en coupe d'un détecteur à plaques parallèles	28
Fig I.10 : Schéma des deux détecteurs à avalanches à plaques parallèles avec les noms des différents paramètres associés	29
Fig I.11 : Conventions angulaires utilisées dans la suite de ce rapport	30
Fig I.12 : Electronique propre à ORION	34
Fig I.13 : Electronique associée à un télescope de numéro impair composé de trois membres	36
Fig I.14 : Electronique des détecteurs à avalanches à plaques parallèles	38
Fig I.15 : Schéma de principe du système d'acquisition des données Hoopsy	40
Fig II.1 : Simulation de la perte d'énergie dans une cible épaisse	45
Fig II.2 : Spectres énergétiques des particules de Z=2 à 15°	46
Fig II.3 : Distributions de multiplicités de neutrons	50
Fig II.5 : Mêmes spectres que figure II.4 mais dilatés	54
Fig II.6 : Mêmes spectres que figure II.5 pour le faisceau (2 GeV) p	55
Fig II.7 : Mêmes spectres que figure II.5 pour le faisceau (475 MeV) p	56
Fig II.9 : Densité d'événements en fonction du temps détecteur start-ORION et de la quantité de lumière pour chaque secteur avec le faisceau (2 GeV) p et les conditions suivantes:	59
Fig II.10 : Etapes de l'extraction des multiplicités neutroniques inclusives corrigées du bruit de fond et des empilements pour le système (2 GeV) p + Bi	62

Fig II.11 : Idem que II.10 pour le système (475 MeV) p + U	63
Fig II.12 : Idem que II.10 pour le système (2 GeV) ^3He + U	64
Fig II.13 : Linéarité de la voie électronique associée au détecteur silicium T4_E	65
Fig II.14 : Matrice E- Δ E obtenue avec les détecteurs T7_D1L et T7_D2L. Les lignes représentent les pertes d'énergie théoriques calculées à partir des tables de Hubert [HUB 86]	67
Fig II.15 : Matrice E- Δ E obtenue avec les détecteurs T9_D1L et T9_D2L. Les lignes représentent les pertes d'énergie théoriques calculées à partir des tables de Hubert [HUB 86]	67
Fig II.16 : Corrélation entre les signaux aux extrémités de chaque ligne à retard	72
Fig II.17 : Localisation des impacts en coïncidence.....	73
Fig II.18 : Matrices perte d'énergie - temps relatif	74
Fig II.19 : Acceptance géométrique des détecteurs à plaques parallèles en fonction de la vitesse de recul du noyau fissionnant	76
Fig II.20 : Acceptance géométrique des détecteurs à plaques parallèles en fonction de la largeur de la distribution de l'angle hors-plan	77
Fig III.1 : Evolution en fonction du temps	82
Fig III.2: Organigramme des codes utilisés pour les simulations.....	85
Fig III.3 : Distributions de multiplicités neutrons	87
Fig III.4 : Spectres énergétiques calculés pour le système (2 GeV) p + Au	87
Fig III.5 : Comparaison des distributions de multiplicités neutroniques expérimentales et théoriques pour chaque secteur d'ORION	88
Fig III.6 : Distributions d'énergie thermique des noyaux issus du code de cascade intranucléaire pour des temps de thermalisation de 25 fm/c (a), 30 fm/c (b) et 35 fm/c (c).....	90
Fig III.7 : Distribution d'énergie d'excitation dans les collisions (600 MeV) p + ^{159}Tb	90
Fig III.8 : Energie thermique des noyaux issus du code de cascade en fonction de la multiplicité totale de neutrons convoluée par l'efficacité d'ORION.....	91
Fig IV.1: Schéma de désexcitation d'un noyau initial i en un noyau final f et une particule a d'énergie cinétique ϵ	93
Fig IV.2: Calculs GEMINI de la multiplicité moyenne de neutrons et de particules de Z=1 et Z=2 en fonction de l'énergie d'excitation [LOT 93]	96

Fig IV.3 : Distributions de multiplicités de neutrons expérimentales pour les faisceaux (475 MeV) p, (2 GeV) p et (2 GeV) ^3He sur les cibles d'argent, d'or, de bismuth et d'uranium.....	98
Fig IV.4: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165° pour le système (2 GeV) ^3He + Au	100
Fig IV.5: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165° pour le système (2 GeV) p + Au	101
Fig IV.6: Distributions angulaires des particules directes de $Z=1$ prédites par le code INC.....	102
Fig IV.7: Spectres énergétiques des particules de $Z=3$ dans le laboratoire pour des angles variant de 15° à 165°	104
Fig IV.8: Distributions de multiplicités de neutrons associées aux événements pour lesquels on a détecté au moins une particule chargée légère	105
Fig IV.9: Section efficace différentielle invariante en fonction des vitesses parallèle et transverse pour (2 GeV) ^3He + Au.....	107
Fig IV.10: Section efficace différentielle invariante en fonction des vitesses parallèle et transverse pour (2 GeV) p + Au	108
Fig IV.11: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ dans le référentiel du noyau émetteur pour des angles variant de 15° à 165°	110
Fig IV.12: Spectres énergétiques des nucléons éjectés lors de la cascade intranucléaire. Résultats du code INC [CUG 87]	112
Fig IV.13: Spectres énergétiques de particules alpha et de FMI légers détectés à 90° pour la réaction (5.5 GeV) p + U [POS 71]	112
Fig IV.14: Spectre énergétique des particules de $Z=2$ détectées à 150° . Les deux maxwelliennes utilisées pour reproduire les composantes directes et évaporatives sont représentés ainsi que la fonction d'ajustement totale.	113
Fig IV.15: Spectres énergétiques des particules de $Z=2$ détectées à 150° pour les trois tranches de multiplicités neutroniques.....	114
Fig IV.16: Energie d'excitation du noyau résiduel en fonction de la multiplicité neutronique totale, calculs INC+GEMINI	115
Fig IV.17: Multiplicités moyennes de particules de $Z=1$, $Z=2$ et de FMI en fonction de la multiplicité neutronique pour le système (2 GeV) ^3He + Au.	119
Fig IV.18: Idem que fig IV.17 pour le système (2 GeV) p + Au	119
Fig V.1: Energie potentielle du noyau de ^{240}Pu en fonction de la déformation.....	125
Fig V.2 : Définition du repère et des angles utilisés.....	126

Fig V.3 : Relation entre vitesse de recul et angle de corrélation.....	127
Fig V.4 : Angle de corrélation en fonction de la vitesse de recul du noyau fissionnant tel qu'il peut être calculé sur des bases purement cinématiques.....	127
Fig V.5-a : Corrections à apporter à la distribution en fonction de l'angle de corrélation.....	129
Fig V.5-b : Corrections à apporter à la distribution en fonction de l'angle hors-plan.....	129
Fig V.6 : Distributions des angles de corrélation mesurés et théoriques pour le système 475 MeV p + U.....	131
Fig V.7: Distributions des angles de corrélation mesurés et théoriques pour le système 2 GeV ³ He + U.....	132
Fig V.9: Largeur des distributions des angles de corrélation mesurés et calculés en fonction de la multiplicité de neutrons.....	134
Fig V.10: Distributions d'angles de corrélation intégrées sur toutes les multiplicités de neutrons. La ligne représente la réaction 500 MeV p + Th [STL 83] et les points la réaction 475 MeV p + U.....	134
Fig V.11: Distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques pour le système 475 MeV p + U.....	136
Fig V.12: Distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques pour le système 2 GeV ³ He + U.....	137
Fig V.13: Largeurs des distributions des angles hors-plan mesurés et théoriques en fonction de la multiplicité de neutrons.....	138
Fig V.14: Probabilités de fission mesurées (points) et calculées (ligne) en fonction de la multiplicité de neutrons.....	141
Fig V.15 : Energie d'excitation du noyau résiduel issu du code INC après 30 fm/c en fonction de la multiplicité totale de neutrons.....	142
Fig V.16: Fissilité moyenne du noyau résiduel issu de INC après 30 fm/c en fonction de la multiplicité de neutrons telle qu'elle serait mesurée par ORION.....	142
Fig V.17 : Section efficace de fission binaire en fonction du rapport $\frac{Z^2}{A}$ [KHA 84].....	143
Fig VI.1 : Exemple de conversion d'un produit de fission à vie longue en isotopes stables par captures neutroniques successives [LEN 92].....	147
Fig VI.2 : Exemple de double capture neutronique menant à la fission, f et c sont les sections efficaces de fission et de capture en barn [BOW 92].....	148

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1: Nombre moyen de neutrons perdus en fonction de leur multiplicité et du temps mort dû à la capture d'un neutron.....	18
Tableau I.2 : Numéros, angles, dénomination, épaisseurs, surfaces et distance à la cible des jonctions silicium composant les 10 télescopes	26
Tableau I.3 : Tensions, courants et résistances de charges des couples jonctions silicium - préamplificateur.....	27
Tableau I.4 : Domaine angulaire et angles solides définis par les deux détecteurs à plaques parallèles	30
Tableau I.5 : Numéros, angles et gains en mV/MeV avec résistances de charge en M Ω des préamplificateurs des jonctions silicium.....	37
Tableau II.1 : Pourcentage d'événements non dus à des réactions du faisceau avec la cible et écartés lors de l'analyse pour les mesures de type "inclusif" et "exclusif"	43
Tableau II.2 : Seuils effectifs en MeV des particules identifiées par chaque télescope.....	70
Tableau III.1: Longueur d'onde de De Broglie pour les projectiles utilisés.....	79
Tableau IV.1 : Vitesse de recul (en cm/ns) du noyau dans l'hypothèse d'un transfert total d'impulsion.....	106
Tableau IV.2: Températures, en MeV, déduites des pentes des spectres énergétiques en considérant une émission de surface F_S de volume F_V	113
Tableau IV.3: Energie d'excitation et température nucléaire correspondant aux fenêtres de multiplicité neutroniques définies § III.2.1 pour le système (2 GeV) $^3\text{He} + \text{Au}$	115
Tableau VI.1 : Période, activité et proportion des principaux transuraniens et produits de fission provenant du combustible consommé par un REP [SCH 89]	146
Tableau VI.2: Sections efficaces de capture (en barns) pour des neutrons thermiques et rapides [LEN 92]	147

RESUME

Nous étudions la formation et la désexcitation des noyaux chauds issus de réactions induites par des projectiles légers de grande énergie. Ces réactions, décrites par un processus en deux étapes: une cascade intranucléaire suivie d'une phase d'évaporation, produisent des noyaux dont les modes collectifs (compression, rotation, déformation) sont peu excités. La multiplicité totale de neutrons mesurée événement par événement avec le détecteur de neutrons, ORION, d'une part, les spectres énergétiques et les multiplicités de particules chargées légères d'autre part, permettent d'évaluer la distribution d'énergie d'excitation des noyaux formés. En parallèle des simulations théoriques sont réalisées en utilisant le code de cascade intranucléaire développé par J. Cugnon et le programme de désexcitation statistique GEMINI. Le bon accord avec les résultats expérimentaux nous indique que 10% des interactions p-noyau conduisent à des températures supérieures à 5 MeV. L'observation de la fission d'un noyau de température voisine de 5 MeV indique que le noyau reste un ensemble de nucléons liés répondant collectivement et que la limite de stabilité en température de ce noyau n'est donc pas encore atteinte. Le déclin de la probabilité de fission à haute énergie d'excitation doit être corrélé à l'apparition d'un autre processus de désexcitation (émission de résidus d'évaporation ou multifragmentation) qui n'a pu être mis en évidence expérimentalement. Enfin dans le dernier chapitre nous évoquons brièvement le principe de la transmutation des déchets nucléaires de longue période à l'aide d'un accélérateur de protons et soulignons l'intérêt que peut présenter ce travail pour de telles études.

ABSTRACT

We are studying the formation and the de-excitation of hot nuclei created in reactions induced by light high energy projectiles. These reactions, described in a two step model: an intranuclear cascade followed by an evaporation phase, produce nuclei in which the collective modes (compression, rotation, deformation) are weakly excited. By measuring the neutron multiplicities, event by event with ORION, and the light charged particle energies and multiplicities one can evaluate the excitation energy distribution of the nuclei. At the same time, theoretical simulations are carried out using the intranuclear cascade code developed by J. Cugnon and the statistical de-excitation code GEMINI. The good agreement with experimental results indicate that 10% of the p-nucleus interactions lead to temperatures greater than 5 MeV. The observation of the fission of a nucleus with a temperature close to 5 MeV shows that the nucleus behaves as a set of bound nucleons and, that the temperature stability limit is not yet reached. The observed decline of fission probability at high excitation energies is most likely to be correlated to the appearance of an other de-excitation process (evaporation residues emission or multifragmentation) which could not be experimentally detected. Finally, in the last chapter, we briefly present the principle of transmutation for long-lived nuclear waste with a proton accelerator and underline the interest of the present work in such studies.

MOTS CLE

Noyaux chauds	Spallation
Cascade intranucléaire	Evaporation
Multiplicité de neutrons	Fission de l'uranium