



HAL
open science

Etude de la production de particules chargées dans des réactions induites par des neutrons de 96 MeV

V. Blideanu

► **To cite this version:**

V. Blideanu. Etude de la production de particules chargées dans des réactions induites par des neutrons de 96 MeV. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT : . tel-00004001

HAL Id: tel-00004001

<https://theses.hal.science/tel-00004001v1>

Submitted on 17 Dec 2003

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

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

Remerciements

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Jean-François Lecolley, mon directeur de thèse et le directeur du laboratoire, pour la façon dont il a dirigé ce travail, en me guidant par ses précieux conseils, indispensables pour une activité de recherche, et en me laissant à la fois une marge d'autonomie considérable. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée. Je lui suis en même temps très reconnaissant pour tous les efforts qu'il a fournis afin de m'aider dans la rédaction de ce manuscrit.

J'adresse mes sincères remerciements à Messieurs Laurent Tassan-Got et François Sébille pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. Je remercie plus particulièrement ce dernier pour toutes les discussions que nous avons eues pendant la dernière année de thèse.

Je remercie également Monsieur Christian Le Brun qui a présidé mon jury de thèse.

J'exprime tous mes remerciements à Monsieur Jean-Luc Sida pour avoir accepté de faire partie de mon jury et pour ses remarques très pertinentes concernant la rédaction de ce travail.

Je voudrais remercier également Monsieur Daniel Guerreau pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Apostol Buta qui a accepté de représenter la «partie roumaine» de mon jury.

Je remercie chaleureusement les autres membres du groupe GEDEON du laboratoire, Nathalie, François-René et Thomas, pour toutes les discussions que nous avons eues, pour les conseils très utiles qu'ils m'ont apporté dans la réalisation de ce travail ainsi que pour la bonne ambiance qui règne au sein du groupe.

Je remercie aussi tous les membres du LPC que j'ai croisés pendant ces trois ans, qu'ils soient du groupe des physiciens ou du secteur technique ou administratif.

J'adresse un merci chaleureux à tous les Roumains, Mihai, Iolanda, Adina, Iulian, Cozmin, Florin Carstoiu, Mirel, qui m'ont permis de passer de bons moments pendant ces trois ans et surtout de ne pas oublier notre façon d'être.

Enfin, je tiens remercier ma famille et Mihaela pour leur soutien moral constant. Je leur dois en grande partie la réalisation de ce travail.

Table des matières

Introduction	7
1 Dispositif expérimental	9
1.1 Le faisceau de neutrons à TSL Uppsala	9
1.2 Le dispositif de mesure	11
1.2.1 La détection des particules chargées avec le système MEDLEY	11
1.2.1.1 La chambre à réaction	11
1.2.1.2 La détection des particules	12
1.2.1.3 Electronique d'acquisition	13
1.2.2 Le dispositif de détection SCANDAL	14
1.2.2.1 La multicible	15
1.2.2.2 Les scintillateurs plastiques	16
1.2.2.3 Les chambres à dérive	16
1.2.2.4 Les détecteurs en énergie	17
1.2.2.5 L'électronique logique de détection et le codage des signaux	18
2 La procédure d'analyse	21
2.1 L'analyse de données pour le dispositif SCANDAL	21
2.1.1 Les configurations du dispositif	21
2.1.2 L'identification de la cible d'émission	23
2.1.3 Les trajectoires dans les chambres à dérive	25
2.1.4 Les spectres des protons	26
2.1.5 L'étalonnage des détecteurs en énergie	28
2.1.6 Les spectres en énergie	32
2.2 Le traitement des événements obtenus avec le dispositif MEDLEY	37
2.2.1 L'identification des particules et l'étalonnage en énergie	38
2.2.2 Les spectres en énergie des particules	40
3 Résultats expérimentaux	45
3.1 Le calcul des sections efficaces doublement différentielles	45
3.1.1 La section efficace de diffusion élastique np à 96 MeV	46

3.1.1.1	La paramétrisation de Binstock	47
3.1.1.2	Mesures sur la section efficace différentielle de diffusion élastique np avec SCANDAL	48
3.1.2	Normalisation des sections efficaces	49
3.2	Présentation des résultats	50
3.2.1	Les distributions doublement différentielles	50
3.2.2	Les distributions angulaires, les distributions en énergie et les sections efficaces totales de production	61
4	Calculs théoriques et interprétation des résultats	69
4.1	Le processus de pré-équilibre	69
4.2	Approches théoriques	71
4.2.1	Le modèle d'excitons	72
4.2.1.1	La probabilité de formation des particules complexes. L'approche Ribanský-Obložinský	75
4.2.1.2	Le modèle d'excitons et les réactions directes. L'approche de Kalbach	76
4.2.2	Le modèle DYWAN: une description microscopique des réactions nucléon-noyau	79
4.2.2.1	Eléments sur l'analyse en ondelettes	79
4.2.2.2	Application des ondelettes aux collisions nucléaires	81
4.2.2.3	Traitement des clusters	82
4.2.2.4	Intérêt du modèle et ses capacités actuelles	83
4.3	Comparaison avec les données expérimentales	84
4.3.1	Calculs avec le modèle d'excitons dans l'approche Ribanský-Obložinský	85
4.3.2	Calculs avec le modèle d'excitons dans l'approche de Kalbach	90
4.3.3	Le processus d'évaporation	96
4.3.4	Les distributions angulaires	99
4.3.5	Les prédictions du modèle DYWAN pour l'émission des particules hors équilibre	104
4.3.6	Les conclusions de l'analyse	107
4.4	Les codes de simulation pour les applications ADS	107

4.4.1	L'émission des protons simulée avec le code FLUKA	108
4.4.2	Le code MCNPX	109
4.4.3	Conclusions	112
	Conclusions	115
	Bibliographie	117
	Annexe	121

Introduction

Les réactions induites par des nucléons font depuis long temps l'objet des études intensives. L'intérêt pour ce type de réactions a augmenté dans les années '70, avec le développement des nouvelles approches théoriques ou l'amélioration de celles existantes afin d'expliquer les résultats expérimentaux. Les mesures réalisées par Bertrand et Peele [Ber73] aux énergies entre 20 et 62 MeV avec des protons incidents sur plusieurs noyaux cible ont entraîné des améliorations significatives sur les modèles de réaction, à commencer par la prise en compte du processus d'émission à pré-équilibre et le développement du modèle d'excitons. Les difficultés rencontrées à l'époque concernent essentiellement les particules complexes, dont l'émission dans ce type de réaction est difficile à expliquer. Même si différentes extensions du modèle d'excitons [Rib73], [Kal77] ont donné des résultats encourageants, le nombre restreint des configurations qui ont pu être étudiées (un seul type de projectile, énergies inférieures à 62 MeV), n'a pas permis de tirer une conclusion générale sur la physique des réactions induites par des nucléons dans ce domaine en énergie.

Ce travail se propose d'enrichir les résultats expérimentaux entre 20 et 200 MeV en diversifiant le type de projectile et l'énergie incidente. Il s'inscrit également dans le cadre plus général d'un programme de mesures de données nucléaires initié par le groupement de recherche français GEDEON (**GE**stion des **DE**chets par des **O**ptions **N**ouvelles) et financé par le contrat Européen HINDAS (**H**igh and **I**ntermediate **E**nergy **N**uclear **D**ata for **A**ccelerator-Driven **S**ystems). Ce programme est destiné à fournir des données expérimentales permettant de contraindre les modèles afin de construire des bases de données évaluées dans le domaine 20-200 MeV susceptibles d'être utilisés dans des codes de transport. Ceci nécessite la mesure, avec des noyaux cibles d'intérêt et à plusieurs énergies, des observables suivantes:

- Les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées légères et de neutrons dans des réactions induites par des nucléons.
- Les sections efficaces élastiques.
- Les sections efficaces de production de résidus radioactifs.

L'objectif est d'améliorer le caractère prédictif des codes de transport utilisés dans les études R&D de sources intenses de neutrons obtenues par spallation. Les applications envisagées sont diverses: incinération des déchets nucléaires et éventuellement production d'énergie avec des systèmes hybrides de réacteurs sous-critiques pilotés par des accélérateurs, études des matériaux, production d'isotopes rares pour la médecine.

Notre contribution à ce programme a consisté en des mesures de section efficace doublement différentielle de production des particules légères chargées induites par des neutrons de 96 MeV sur trois cibles représentatives des matériaux utilisés dans les systèmes hybrides: le fer pour les matériaux de structure, le plomb pour la cible de spallation et l'uranium comme noyau dans la classe des actinides.

La difficulté de l'expérience ne réside pas dans la détection des particules chargées, mais plutôt dans les caractéristiques des faisceaux de neutrons qui ont des faibles intensités, de larges profils et ne sont pas monocinétiques. Pour minimiser les erreurs systématiques, nous avons été amenés à réaliser simultanément deux expériences, l'une dédiée à l'étude des protons dans un grand domaine angulaire avec des seuils en énergie élevés permettant d'obtenir une statistique importante, l'autre à l'étude des particules chargées en utilisant la technique classique des télescopes avec des ouvertures angulaires petites, une statistique plus pauvre mais des seuils en énergie très bas. Le recouvrement des distributions obtenues pour les protons avec ces deux méthodes est une façon d'évaluer la qualité des mesures ainsi que

l'importance des erreurs systématiques. Ces dispositifs expérimentaux sont présentés dans le chapitre 1.

Le chapitre 2 est consacré à la description des procédures d'analyse utilisées pour extraire les spectres en énergie des particules détectées.

La procédure de normalisation présentée dans le chapitre 3 nous a permis d'extraire les distributions doublement différentielles pour l'émission de protons et de particules complexes dans les trois réactions étudiées. A partir de ces distributions nous avons extrait les sections efficaces intégrées en angle et en énergie, ainsi que les sections totales de production pour chaque particule.

Enfin le chapitre 4 est dédié à l'interprétation des résultats. Dans le but de tester globalement les modèles théoriques nous avons abordé non seulement les réactions étudiées expérimentalement dans ce travail, mais aussi des configurations précédemment examinées. Comme la plupart des modèles abordés ont été peu utilisés depuis les années '80, il nous a paru utile de les présenter succinctement au début du chapitre. Par ailleurs, nos résultats seront également confrontés avec les prédictions d'une approche microscopique récente (DYWAN) [Jo98]. Finalement, nous avons souhaité vérifier la fiabilité, pour nos mesures, des outils de calcul souvent utilisés dans des applications spécifiques.

Chapitre 1

Dispositif expérimental

L'objectif de ce travail était d'étudier la production de particules chargées légères dans les réactions induites par des neutrons ayant une énergie de l'ordre de 100 MeV. La seule installation disponible en Europe permettant d'obtenir un faisceau quasi monocinétique suffisamment intense se situe en Suède à l'Université de Uppsala: The Svedberg Laboratory (TSL). Ce faisceau obtenu par collimation des neutrons produits dans l'interaction d'un faisceau primaire de protons et d'une cible de Lithium est caractérisé par:

- une intensité de l'ordre de 10^5 à 10^6 neutrons par seconde, intensité relativement faible en comparaison de celles disponibles auprès d'accélérateur de particules chargées (à Uppsala, l'intensité proton de quelques micro ampère correspond à quelques 10^{13} protons par seconde).

- un spectre en énergie constitué d'un pic bien défini à l'énergie nominale et d'un continuum aux énergies plus basses.

- une extension spatiale importante (un cercle d'un diamètre de 7 cm).

Ces caractéristiques ont entraîné des contraintes pour le dispositif expérimental destiné à mesurer la section efficace doublement différentielle des particules produites dans un large domaine angulaire, avec un faible seuil en énergie et une bonne précision. Le dispositif de mesure a été choisi afin de tenir compte de toutes ces contraintes et de permettre l'utilisation d'une procédure expérimentale en accord avec les objectifs proposés.

1.1 Le faisceau de neutrons à TSL Uppsala

La description du système de production des neutrons est donnée en détail dans la référence [Co90]. Une présentation schématique de l'ensemble et d'une partie de la zone expérimentale est donnée dans la figure 1.1.

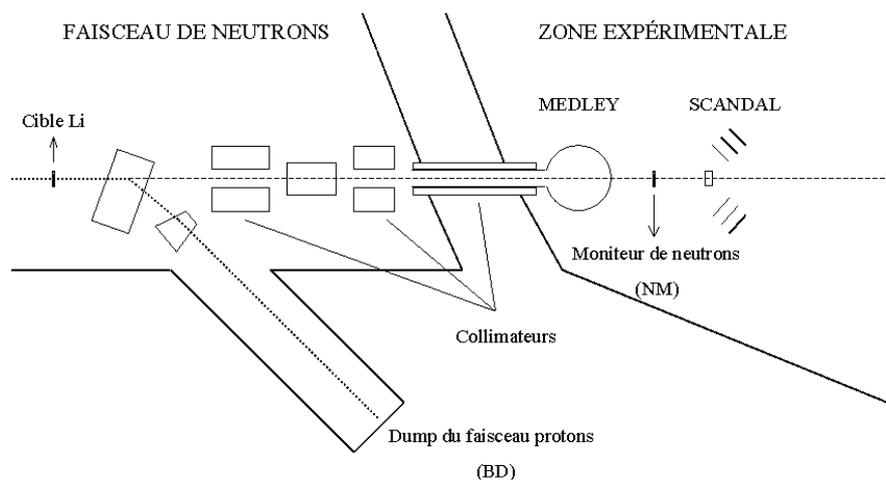


Fig. 1.1 Dispositif expérimental: la ligne du faisceau et les systèmes de mesure.

Le faisceau de neutrons est produit par la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, en utilisant des protons de 100 MeV délivrés par le cyclotron sur une cible de lithium enrichie à 99.98% en ${}^7\text{Li}$, d'une épaisseur qui peut varier entre 2 et 15 mm.

Le spectre énergétique des neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ avec des protons de 100 MeV consiste en un pic qui correspond à une énergie de 96 MeV environ et un fond continu quasi-uniformément distribué sur le reste du spectre. Les neutrons du pic correspondent aux neutrons formés dans les réactions vers le niveau fondamental et le premier état excité du ${}^7\text{Be}$ tandis que ceux du fond continu proviennent des états hautement excités du noyau ${}^7\text{Be}$. Dans le spectre typique présenté dans la figure 1.2, environ 50% de neutrons se trouve dans le pic et le reste constitue la partie basse énergie. L'énergie des neutrons du pic est légèrement inférieure à celle du proton incident (le bilan énergétique de la réaction vers le niveau fondamental du ${}^7\text{Be}$ est négatif et vaut $Q=-1.6$ MeV) et la largeur du pic est liée principalement à l'épaisseur de la cible de lithium et aux pertes en énergie des protons incidents dans la cible. Les valeurs typiques sont de 1–4 MeV en fonction de la cible de production qui a été choisie. Pour nos mesures nous avons utilisé le plus souvent une cible de lithium de 4 mm d'épaisseur, et plus rarement une épaisseur de 8 mm pour obtenir un taux plus élevé de neutrons.

Le faisceau de neutrons est obtenu par collimation des neutrons produits vers l'avant à l'aide d'un système constitué de trois collimateurs cylindriques. Après interaction avec la cible de lithium, le faisceau de protons est dévié au moyen d'un champ magnétique vers une cage Faraday BD (Beam Dump) qui par intégration en courant mesure le flux de protons. Cette mesure fait office de moniteur relatif du flux de neutrons produit. Un deuxième moniteur de neutrons (NM) consiste dans un détecteur à fission qui utilise deux compteurs de type TFBC (Thin Film Breakdown Counter) et deux cibles d'uranium naturel. Le nombre de fissions induites par les neutrons incidents dans chaque cible est mesuré avec un compteur TFBC placé près de sa surface. L'ensemble est monté sur la ligne du faisceau à une distance d'environ 10 mètres de la cible de production.

En intégrant en temps les informations fournies par les deux moniteurs, on obtient deux valeurs proportionnelles au nombre de neutrons incidents. Ces valeurs sont affectées par des erreurs systématiques de l'ordre de 30% pour le BD et 10% pour le moniteur à fission (NM). En comparant le nombre de pulses enregistrés dans la cage Faraday et le nombre de pulses dans le détecteur à fission on obtient une information sur les performances de ces deux moniteurs et sur la stabilité du faisceau. Le rapport entre les valeurs enregistrées donné dans la fig. 1.2 en fonction du numéro du run, est stable pendant l'accumulation des données avec des écarts d'au plus quelques pourcents. Ceci est une indication que la cible de Lithium ne se détériore pas dans le temps. Les erreurs présentées dans la figure sont exclusivement liées au taux de comptage des deux détecteurs. La contribution la plus importante est donnée par le moniteur à fission, car le taux de comptage de ce détecteur intégré sur un run est beaucoup plus faible par rapport à celui de la cage Faraday.

L'intensité du faisceau de neutrons dans la zone expérimentale à 8 m environ de la cible de production est de l'ordre de 10^4 n/cm²/s, pour un courant de protons de 5 μA et une cible de lithium de 4 mm épaisseur. Avec une ouverture angulaire de 60 μsr , le faisceau de neutrons à 8 m de la cible de lithium a un profil circulaire d'un diamètre d'environ 7 cm et une densité uniforme sur toute sa surface.

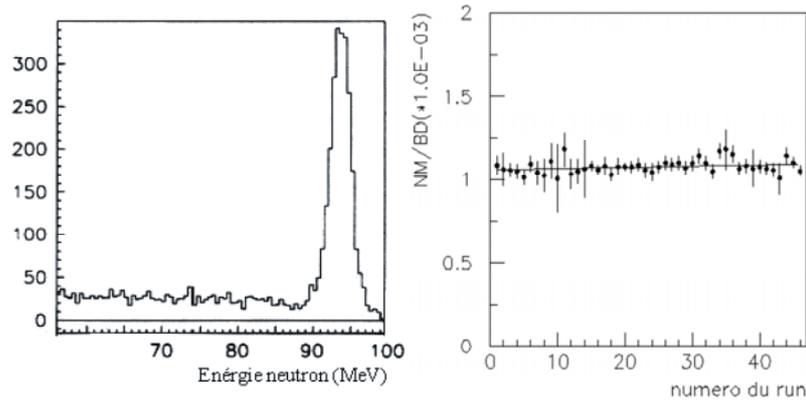


Fig. 1.2 Spectre en énergie des neutrons incidents et le rapport NM/BD.

1.2 Le dispositif de mesure

Dans nos campagnes de mesures, nous avons utilisé deux dispositifs expérimentaux (MEDLEY et SCANDAL) pour le même faisceau de neutrons incidents, positionnés comme montré dans la figure 1.1. Les deux dispositifs ont été développés par le groupe de physique des neutrons du laboratoire TSL à Uppsala (Suède). Leurs performances ont été également testées afin d'établir le domaine de mesures où ils peuvent être utilisés avec le maximum d'efficacité. Ces dispositifs ont été décrits en détail dans divers travaux [Da00], [Klu02], nous n'en ferons qu'une courte présentation en insistant sur les caractéristiques importantes pour nos mesures.

Le système formé par ces deux dispositifs expérimentaux a été proposé pour mesurer la production des particules chargées légères dans le domaine énergétique 0-100 MeV. Le dispositif MEDLEY permet la détection des particules pour huit positions angulaires avec un seuil en énergie très bas, alors que SCANDAL a été utilisé pour la détection des protons dans le domaine énergétique allant de 30 à 100 MeV dans un domaine angulaire continu de 20 à 160 degrés. Ce choix d'utiliser deux dispositifs expérimentaux complètement indépendants, destinés à couvrir tout le domaine d'énergie de production des protons permet de mieux évaluer les erreurs systématiques liées aux dispositifs expérimentaux et aux méthodes de normalisation utilisées.

1.2.1 La détection des particules chargées avec le système MEDLEY

Le dispositif est destiné à la détection de protons et des particules chargées légères: deutons, tritons, He3 et particules alpha, de 20 à 160 degrés par pas de 20 degrés. La configuration des télescopes a permis l'identification des différentes particules chargées détectées par la technique $\Delta E - \Delta E$ ou $\Delta E - E$. Les spectres en énergie ont été ainsi obtenus pour chacune de ces particules et pour chaque angle de détection.

1.2.1.1 La chambre à réaction

Le dispositif est installé dans une chambre à réaction cylindrique de diamètre 100 cm et d'une hauteur de 24 cm, positionnée dans la zone expérimentale juste après le dernier collimateur du faisceau de neutrons. La chambre est dotée de quatre hublots. Deux assurent le passage du faisceau, les deux autres sont positionnés de chaque côté de la chambre, une pour

la connexion d'une pompe de vide et l'autre pour la manipulation d'une source alpha qui a été utilisée dans la procédure d'étalonnage des détecteurs.

Le positionnement du dispositif dans la chambre est montré dans la figure 1.3. La cible de production est située au centre de la chambre et orientée suivant un angle de 45° par rapport à l'axe du faisceau pour minimiser les pertes en énergie des particules produites dans la cible. Dans les trois expériences, nous avons utilisé des cibles d'épaisseurs différentes afin d'obtenir un bon rapport entre les taux de production et la résolution en énergie. La cible est montée sur un cadre d'aluminium dont la configuration géométrique permet le libre passage du faisceau de neutrons.

Pendant toute la durée de l'expérience, la chambre est maintenue sous vide à une pression de 10^{-5} mbar. Toutes les opérations permettant de modifier la configuration du système sont faites sans ouverture de la chambre grâce aux dispositifs extérieurs de changement et de rotation de cible, de rotation des détecteurs ou d'introduction en position centrale de la source alpha. Pendant les prises de données la source alpha n'était pas utilisée, elle était complètement retirée de la chambre à réaction de façon à ce que les particules alpha ne soient pas vues par les détecteurs.

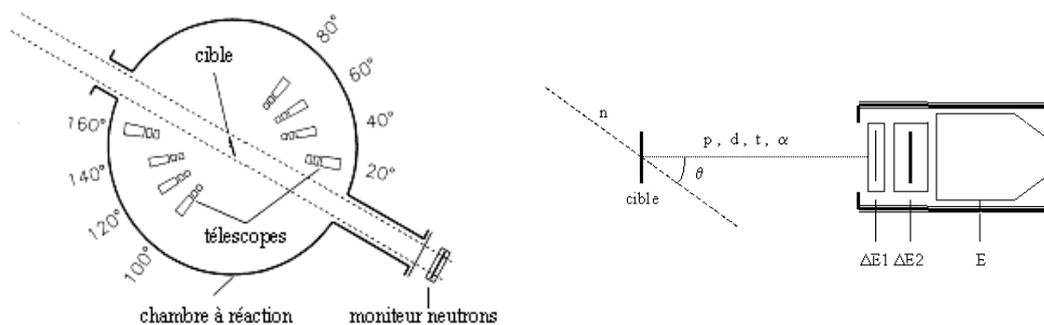


Fig. 1.3 MEDLEY: la chambre à réaction et la configuration d'un télescope.

1.2.1.2 La détection des particules

Huit télescopes permettent la détection de particules chargées dans le domaine angulaire de 20 à 160 degrés par pas de 20 degrés (fig1.3). Les télescopes sont montés en deux groupes de quatre, un de chaque côté du faisceau. Pour chaque télescope, les éléments de détection se trouvent dans un cylindre d'aluminium monté sur une structure circulaire. La distance cible-télescope est variable. Pour les deux télescopes en position extrême (20° et 160°), la distance par rapport à la cible est de 28 cm afin d'éviter les interactions directes avec les neutrons du faisceau, les 6 autres télescopes se trouvent à une distance de 20 cm de la cible. Le centre de chaque télescope est positionné à la même hauteur que l'axe du faisceau et regarde le centre de la cible. Les télescopes sont fixés sur une table qui peut tourner permettant de réaliser plusieurs configurations angulaires de détection. Cette propriété a été utilisée pour les mesures d'étalonnage en énergie des détecteurs, comme il sera expliqué plus tard dans le chapitre 2 consacré à la procédure d'analyse de données.

Une bonne identification des particules détectées doit être assurée par le dispositif afin d'obtenir les spectres en énergie pour toutes les particules chargées légères: protons, deutérons, tritons, He3 et particules alpha. La technique de séparation $\Delta E - E$ peut être utilisée uniquement dans le cas où la particule incidente possède suffisamment d'énergie pour traverser le premier étage du télescope et être stoppée dans le détecteur E . De plus, la fraction

d'énergie perdue dans les détecteurs ΔE doit être suffisamment importante afin d'obtenir une séparation précise entre les particules. Toutes ces conditions doivent être assurées pour un domaine énergétique allant de quelques MeV pour les particules alpha, jusqu'aux énergies de 100 MeV pour les protons. Compte tenu de tous ces aspects, nous avons utilisé pour chaque télescope trois détecteurs, deux détecteurs ΔE qui mesurent les pertes en énergie des particules et un détecteur E pour assurer l'arrêt des particules les plus énergétiques provenant de la réaction nucléaire étudiée.

Les détecteurs ΔE sont des détecteurs de silicium standard, avec une surface active de 450 mm² chacun. Afin d'obtenir une bonne identification des particules sur tout le domaine énergétique, les épaisseurs des détecteurs pour chaque télescope ont été déterminées pour tenir compte de leur positions par rapport à la direction du faisceau, les particules les plus énergétiques étant émises vers l'avant. Ainsi, le premier étage de détection ΔE_1 a une épaisseur de 60 μm pour les télescopes de l'hémisphère avant et 50 μm pour ceux qui ont été utilisées pour la détection arrière. Pour le deuxième étage ΔE_2 les épaisseurs des détecteurs de silicium ont été choisies avec des critères identiques et sont de 500 μm et 400 μm pour les deux hémisphères avant et arrière respectivement. De cette manière, les particules qui possèdent une énergie suffisante pour traverser le détecteur ΔE_1 sont détectées dans l'étage suivant ΔE_2 et celles plus énergétiques qui traversent le deuxième étage seront arrêtées dans le détecteur E .

Pour les détecteurs E nous avons utilisé des cristaux scintillants de CsI(Tl) qui associent un grand pouvoir d'arrêt à un bon rendement lumineux pour les particules chargées. La longueur totale des détecteurs CsI pour les huit télescopes est de 50 mm, dont une première partie de forme cylindrique de longueur 30 mm (diamètre 40 mm) permettant d'arrêter des protons de 100 MeV et une partie finale en tronc de cône de longueur 20 mm afin d'assurer un bon contact avec le tube du PM. Le diamètre de 40 mm pour la surface avant des détecteurs E a été choisi pour s'assurer que même les particules produites à l'extrémité de la cible et qui traversent le deuxième étage ΔE_2 sont détectées dans le détecteur CsI, pour une distance minimale dans la configuration expérimentale cible télescope de 20 cm.

Une vue schématique du positionnement des détecteurs pour un télescope est aussi présentée dans la figure 1.3.

La résolution en énergie de chaque détecteur individuel a été testée avec une source alpha de 5.48 MeV et les valeurs trouvées sont de 60, 45 et 500 keV pour les détecteurs, ΔE_1 , ΔE_2 et E , respectivement. Pour une cible de diamètre 25 mm, l'ouverture angulaire est d'environ 6° pour les télescopes situés à une distance de 20 cm par rapport à la cible. Pour les autres télescopes situés respectivement à 20 et 160 degrés, l'ouverture angulaire présentée est de 5°, compte tenu de la distance plus grande par rapport au centre de la chambre.

1.2.1.3 Electronique d'acquisition

Le schéma global de l'électronique logique utilisée est présenté dans la figure 1.7. Les signaux de tous les détecteurs sont traités par des préamplificateurs placés à proximité de la chambre à réaction. Ces préamplificateurs délivrent pour chaque télescope un signal énergie (E) et un signal temps (T). La partie énergie est en suite amplifiée puis codée en amplitude (ADC). Les signaux en temps provenant des détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 sont mis en forme par un discriminateur (CFD) qui génère deux signaux. Le premier fait partie de la procédure de définition d'un évènement (trigger expérimental), l'autre sert de signal STOP pour le temps de vol (TDC). Le seuil des discriminateurs utilisés pour les signaux en temps a été réglé bien au-dessous des signaux créés par les protons les plus énergétiques. Cette technique assure la

présence d'un signal en temps et donc un signal START pour l'acquisition chaque fois qu'une particule est détectée par l'un des deux premiers étages de chaque télescope. Pour chaque télescope, un OR logique entre les signaux temps des détecteurs ΔE_1 et ΔE_2 est utilisé pour définir un évènement dans ce télescope. Le signal est aussi envoyé vers un registre de configuration et sert à marquer le télescope touché.

Un autre OR logique général des informations provenant de l'ensemble des télescopes est ensuite réalisé. Ce deuxième OR définit le trigger général (signal MASTER), qui déclenche l'acquisition. Le signal MASTER est aussi utilisé pour générer la porte logique des codeurs ADC, déclencher les TDC et générer la porte du registre de configuration.

Le signal RF du cyclotron est utilisé comme référence pour le temps de vol, en étant enregistrée comme signal STOP dans le TDC dont le START a été donné par le signal MASTER. Le temps entre deux pulses consécutifs du cyclotron (la fenêtre en temps) est de 58 ns pour une énergie de 100 MeV. Le pic en temps étant difficile à cadrer, nous avons enregistré un autre signal RF décalé de 30 ns de façon à s'assurer qu'il y aura toujours un signal RF localisé dans le domaine en temps.

1.2.2 Le dispositif de détection SCANDAL

Le dispositif SCANDAL (SCattered Nucleon Detection AssembLy) est placé sur la ligne du faisceau à une distance d'un mètre environ après la chambre de réaction de MEDLEY. Il consiste en deux bras identiques contenant les éléments de détection et un système de cibles appelé «multicible» MTGT (Multi-Target). Pendant les prises de données, les deux bras de SCANDAL étaient en général positionnés de part et d'autre du faisceau de neutrons, la configuration du dispositif permettant de pivoter chaque bras autour d'un axe vertical commun passant par le centre de la multicible (figure 1.4).

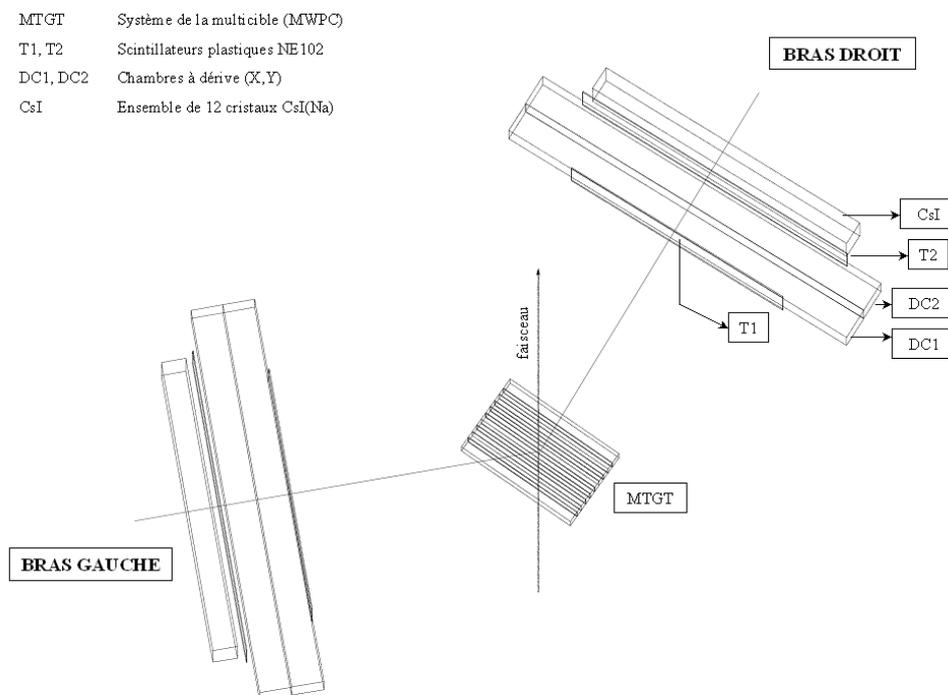


Fig. 1.4 Système de détection SCANDAL.

Chaque bras du SCANDAL est composé de deux scintillateurs plastiques (T1, T2) qui définissent le trigger expérimental, deux chambres à dérive (DC1, DC2) pour localiser les trajectoires des particules et un bloc de douze détecteurs CsI pour déterminer leur énergie.

Ce dispositif n'est utilisé que pour la détection de protons, les particules chargées plus lourdes que les protons perdent quasiment toute leur énergie avant d'arriver aux détecteurs de CsI. En effet, comme il sera montré plus tard dans la procédure d'analyse, le seuil de détection liée aux pertes en énergie des protons dans les divers matériaux est de l'ordre de 30 MeV.

Les différents composants du dispositif SCANDAL sont présentés dans les paragraphes suivants.

1.2.2.1 La multicible

Un problème typique pour les expériences utilisant des faisceaux de neutrons comme particules incidentes est la faible intensité des faisceaux disponibles et leur extension spatiale définie par le diamètre des collimateurs utilisés. Ceci a une influence directe sur le taux de production des particules ainsi que sur la détermination de leur angle d'émission au niveau de la cible d'interaction.

Un moyen de compenser la faible intensité du faisceau de neutrons incidents serait d'utiliser une cible de réaction plus épaisse, avec comme conséquence en particulier la dégradation de la résolution en énergie. Pour augmenter la statistique obtenue dans ce type de réaction sans dégrader fortement la résolution en énergie, un système segmenté de cible (multicible) a été développé au laboratoire TSL à Uppsala, permettant l'utilisation simultanée de plusieurs cibles minces: cibles de production (Fe, Pb, ou U) et cibles de CH_2 permettant de réaliser la calibration des moniteurs.

Le système décrit en détail dans la référence [Co90] peut comporter jusqu'à sept cibles intercalées par des chambres à fils de type MWPC (Multi Wire Proportional Counter) permettant l'identification de la cible d'émission de la particule chargée. En effet, la particule émise par une de sept cibles va sensibiliser les plans MWPC suivants et va laisser insensibles les plans précédents. De cette manière, il est possible d'identifier la cible où la particule a été produite et par conséquent déterminer les corrections de perte en énergie dans les cibles suivant la cible de production qui devront être appliquées pour obtenir l'énergie des particules chargées produites lors de la réaction. Ces informations permettent également de compléter la trajectoire des particules localisées par les chambres à dérive (DC1 et DC2). Le système contient au total neuf plans de MWPC, les deux premiers encadrant une position «cible vide» sont utilisés pour identifier les événements liés aux particules chargées qui peuvent éventuellement contaminer le faisceau de neutrons incident, événements qui seront rejetées ultérieurement pendant l'analyse. Cette technique entraîne une diminution des erreurs systématiques. En effet, les corrections d'efficacité de détection et de temps mort n'ont pas besoin d'être pris en compte, les événements physiques et ceux utilisés pour l'étalonnage étant mesurés simultanément.

Une vue schématique du système est montrée dans la figure 1.5. Avec cette configuration, la distance entre deux cibles consécutives est de 18.5 mm environ. La position de l'ensemble des cibles par rapport à l'axe du faisceau ainsi que la localisation des différentes cibles dans le système peuvent être facilement modifiées, ce qui nous a permis de choisir la configuration optimale dans les différentes étapes de l'expérience.

Dans les conditions normales d'opération, l'efficacité de détection par plan est de 99%. Le faible signal de bruit du fond provenant de la multicible est associé aux réactions de diffusion élastique $H(n,p)$ des neutrons incidents avec l'hydrogène contenu dans le système.

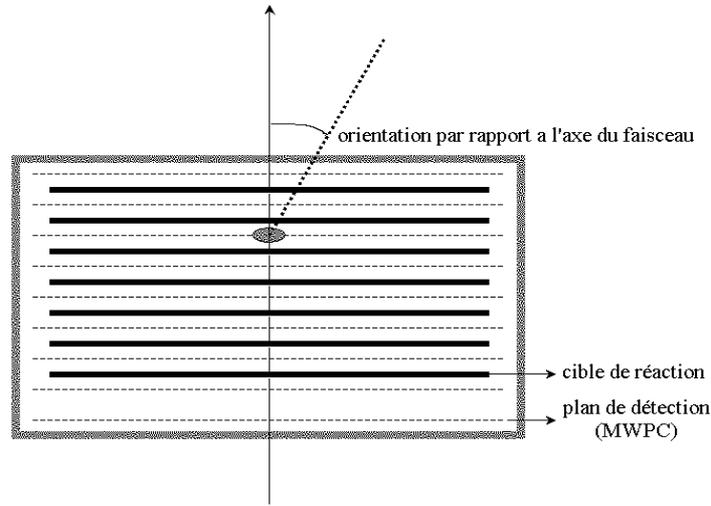


Fig. 1.5 Système des multi-cibles.

1.2.2.2 Les scintillateurs plastiques

Ces détecteurs de type NE102 sont positionnés l'un devant la première chambre à dérive et l'autre entre la deuxième chambre et le bloc de CsI. Ils ont été utilisés principalement pour la définition du trigger expérimental (les événements qui doivent être enregistrés par le système d'acquisition), mais une technique $\Delta E - E$ peut être également utilisée pour l'identification des particules, autres que les protons, qui peuvent éventuellement arriver dans les détecteurs CsI.

Les scintillateurs ont chacun une hauteur de 30 cm et une épaisseur de 2 mm qui assure un faible «straggling» en énergie pour les particules. Chaque scintillateur est vu par deux tubes photo-multiplieurs, générant pour un bras de détection les signaux temps T_{11} , T_{12} et T_{21} , T_{22} pour le premier et le deuxième scintillateur respectivement. Ces signaux sont également codés en charge permettant d'évaluer le dépôt d'énergie ΔE de la particule détectée. Ils participent également à la définition du trigger expérimental.

1.2.2.3 Les chambres à dérive

Compte tenu de l'extension spatiale du faisceau de neutrons et de l'utilisation de la multicible, il est important de reconstituer la trajectoire des particules chargées produites dans l'interaction. La connaissance précise de l'angle d'émission et de la cible de production permet:

- de déterminer le profil du faisceau au niveau de la cible de production, information nécessaire pour calculer les sections efficaces.
- d'évaluer les pertes d'énergie dans l'ensemble du dispositif expérimental pour pouvoir recalculer l'énergie initiale de la particule émise.

Pour ces raisons nous avons utilisé deux chambres à dérive pour chaque bras de détection afin de calculer les trajectoires des particules à travers les deux chambres et en déduire l'angle d'émission du proton. Ceci nous a permis finalement une amélioration de la résolution angulaire et un bon contrôle des erreurs systématiques commises sur les sections efficaces calculées.

Pour chaque bras de détection les deux chambres à dérive, les scintillateurs et les CsI sont solidaires. La géométrie du dispositif est fixe. L'axe passant par le point pivot de la

multicible traverse les deux chambres normalement à leur surface et définit ainsi le point d'origine pour les deux coordonnées locales X et Y associées à chaque chambre. La localisation des particules qui traversent ces chambres est réalisée par un réseau perpendiculaire de fils qui définissent 40 cellules horizontales pour la mesure de la position sur l'abscisse X et 8 cellules pour la direction verticale Y. Les cellules ont chacune une largeur de 24 mm, ce qui fait une surface totale de détection pour les chambres à dérive de $960 \times 192 \text{ mm}^2$. Le gaz utilisé est un mélange d'éthane et d'argon en égale proportion.

Lors du passage de la particule chargée, des électrons sont créés par l'ionisation du gaz et la position dans chaque cellule est calculée à partir du temps de dérive de ces électrons vers le fil anode le plus proche. Le temps de référence (temps zéro) est défini par le trigger expérimental.

La résolution en position obtenue est de 0.3 mm environ pour chaque coordonnée et l'efficacité de détection pour une seule chambre est d'environ 96% (98% pour chaque plan).

1.2.2.4 Les détecteurs en énergie

Le dispositif de détection SCANDAL contient au total 24 détecteurs CsI(Na), 12 pour chaque bras de détection. Les détecteurs ont une forme trapézoïdale, 30 cm en hauteur avec une surface de $7 \times 7 \text{ cm}^2$ pour la partie en contact avec le tube PM et $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à l'autre extrémité du détecteur. Pour chaque bras, les détecteurs sont placés tête bêche deux à deux formant un bloc rectangulaire de CsI d'une largeur de 72 cm. Pour un bras de détection la configuration géométrique est présentée dans la figure 1.6. La rotation du système autour du point pivot se fait dans le plan (x,z).

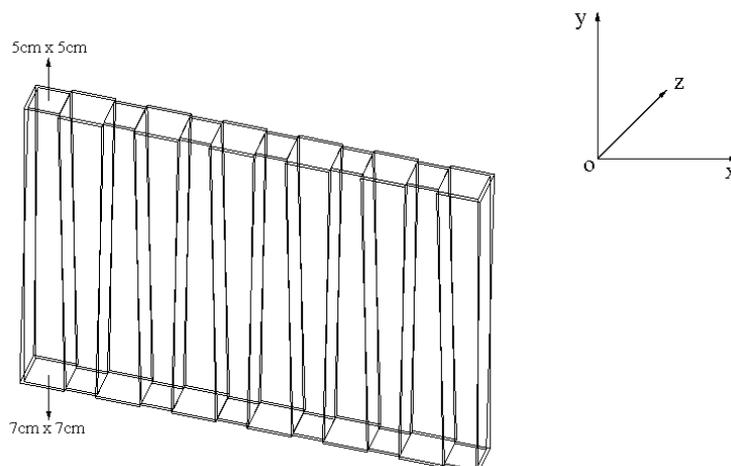


Fig. 1.6 Positionnement des détecteurs CsI pour un bras de détection.

La résolution intrinsèque en énergie pour les détecteurs de CsI est de l'ordre de 3 MeV. A cette valeur s'ajoutent les contributions liées au faisceau de neutrons et pour chaque bras au «straggling» énergétique dans les deux scintillateurs plastiques et dans les matériaux qui ne contribuent pas à la détection. Au final, une résolution en énergie de 3.7 MeV est obtenue pour chacun des détecteurs CsI.

Les cristaux de CsI sont généralement dopés avec du Thallium, ce qui permet l'identification des particules par la procédure d'analyse en forme du signal. Pour nos mesures, les détecteurs utilisés sont de type CsI(Na), ce qui les rend plus résistants aux effets de radiation, mais en revanche ne permet pas d'identifier les particules par cette procédure. D'après les calculs de pertes en énergie nous avons réalisé, la seule contamination observable

proviendrait de deutons, les autres particules chargées plus lourdes n'ayant pas l'énergie suffisante pour atteindre les détecteurs de CsI. L'identification de ces deutons est facilement assurée par la technique $\Delta E - E$ en utilisant conjointement les informations fournies par les scintillateurs plastiques et les détecteurs CsI.

1.2.2.5 L'électronique logique de détection et le codage des signaux

Le schéma de l'électronique logique utilisée pour le dispositif SCANDAL est donné dans la figure 1.8. Pour simplifier la figure nous n'avons présenté que la partie concernant un bras du dispositif, la logique étant la même pour l'autre bras. Les signaux venant de chaque tube PM des scintillateurs plastiques sont séparés en une voie temps et une voie énergie en utilisant un module «linear fan-in/fan-out». Le signal analogique de la voie en énergie est codé en charge (QDC). Le signal de la voie en temps est discriminé par un discriminateur à fraction constante (CFD). Deux signaux logiques sont obtenus: l'un sert de STOP pour le temps de vol (TDC), l'autre contribue à définir le type d'évènement (droit ou gauche). Pour chaque scintillateur (T1, T2), un OR logique est établi entre les deux sorties ($T11-T12$ pour le premier plan, $T21-T22$ pour le deuxième plan) suivi d'une coïncidence (AND) entre les signaux ainsi obtenus. Cette coïncidence est également envoyée sur un registre de configuration pour marquer le type d'évènement. Le OR logique entre ces signaux provenant du bras gauche et du bras droit sert de trigger (MASTER) et va déclencher le système d'acquisition, servir de START commun pour les TDC et générer les portes logiques des codeurs (QDC) et du registre de configuration.

Les signaux provenant des chambres à dérive et de la multicible sont codés en temps (TDC) et ensuite enregistrés via le système CAMAC.

Les signaux en énergie des détecteurs CsI, après passage par les préamplificateurs situés près des détecteurs dans la salle expérimentale, sont amplifiés puis codés par des codeurs ADC.

La référence en temps est donnée par le RF du cyclotron et est utilisée comme signal STOP pour le TDC déclenché par le signal MASTER.

Une échelle de comptage enregistre les signaux obtenus au niveau de la cage Faraday (BD) et du moniteur de neutrons TFBC (NM). Le temps mort du système d'acquisition est calculé en enregistrant le nombre total de pulses machine et le nombre de pulses en présence du signal «veto» généré par le système d'acquisition. Ce «veto» est aussi utilisé pour bloquer l'électronique logique pendant le temps d'acquisition d'un évènement. Le signal RF du cyclotron est utilisé en tant que veto pour le trigger expérimental, et conditionne de cette manière la prise en compte d'un évènement par la présence du faisceau dans le système.

Les données sont enregistrées évènement par évènement par un système VME en utilisant le logiciel SVEDAQ développé au laboratoire TSL. A partir du système VME, les signaux sont envoyés vers le système d'enregistrement des bandes et vers un système d'analyse en-ligne qui permet la visualisation des spectres pendant l'acquisition des données permettant de contrôler le bon fonctionnement de l'ensemble du dispositif expérimental.

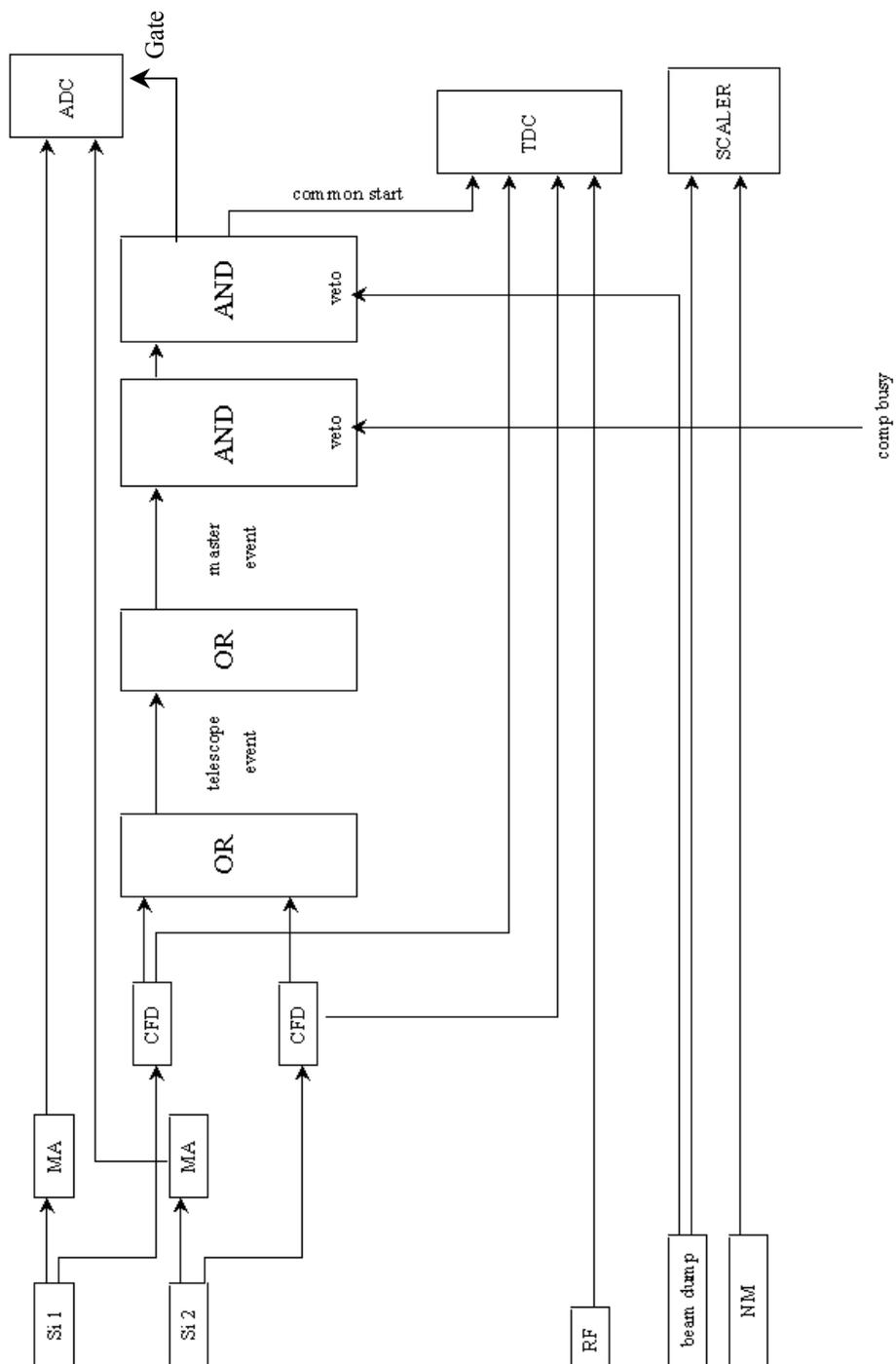


Fig. 1.7 Schéma électronique pour le dispositif MEDLEY.

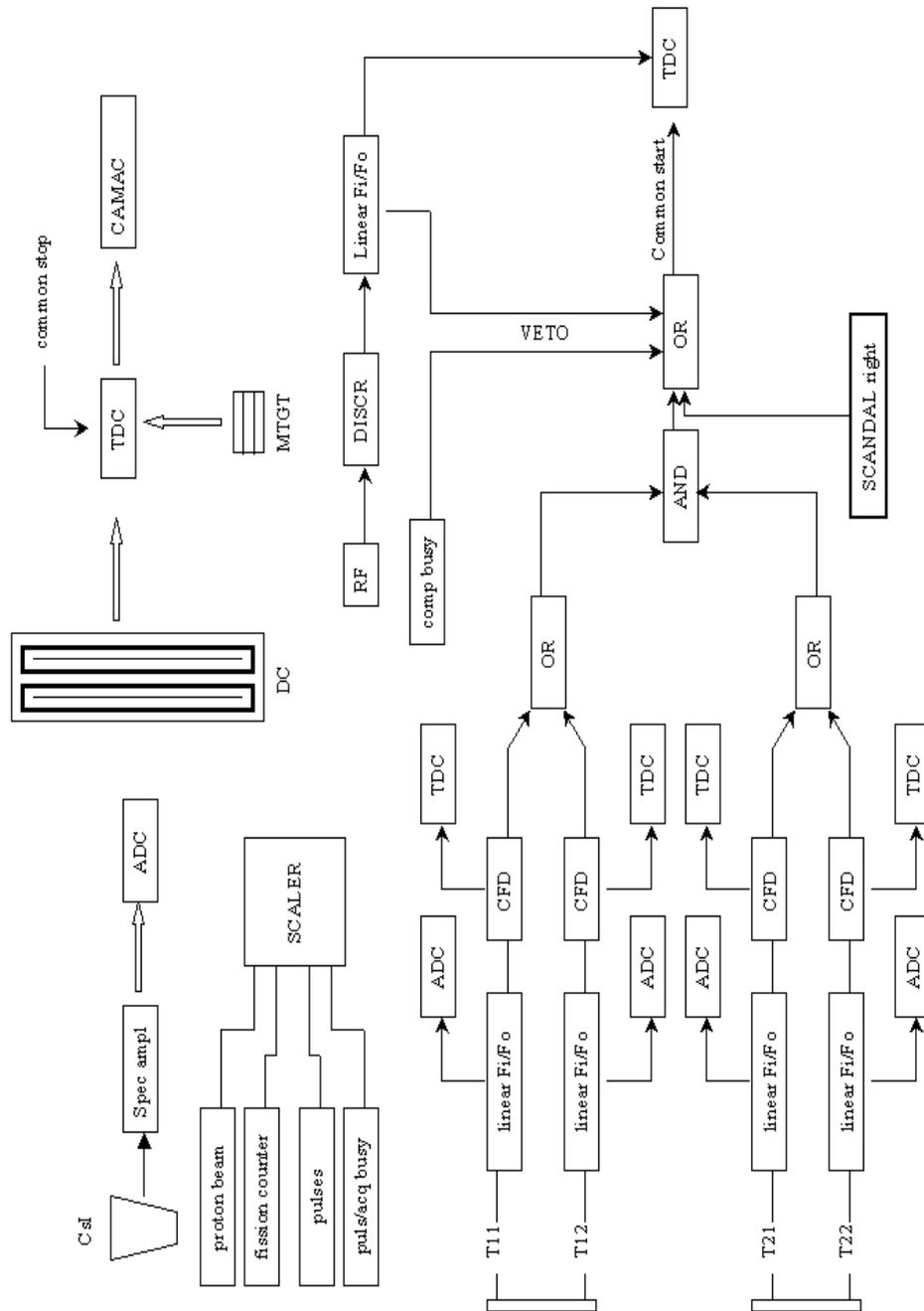


Fig. 1.8 Schéma électronique pour le dispositif SCANDAL.

Chapitre 2

La procédure d'analyse

Trois expériences ont été réalisées en utilisant simultanément les deux dispositifs SCANDAL et MEDLEY. Les configurations utilisées pour ces dispositifs ont été identiques pendant ces trois campagnes de mesures, l'objectif étant de mesurer les sections efficaces de production de particules chargées légères, dans les réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur les trois cibles d'intérêt: ^{nat}Fe , ^{nat}Pb , ^{nat}U .

Dans ce chapitre nous allons décrire les procédures d'analyse spécifiques utilisées pour chaque système de détection ainsi que les corrections que nous avons été amené à apporter à ces données pour obtenir les spectres en énergie des sections efficaces doublement différentielles de production des particules chargées.

2.1 L'analyse de données pour le dispositif SCANDAL

2.1.1 Les configurations du dispositif

Nous allons distinguer deux configurations importantes utilisées pendant l'accumulation de données: une configuration choisie pour l'étalonnage des détecteurs (mode «calibration») et une autre pour l'accumulation effective des données avec les cibles d'intérêt (mode «physique»).

Dans le mode «calibration» nous avons utilisé six cibles d'étalonnage de CH_2 et une cible de carbone, montées dans la multicible de SCANDAL (tableau 2.1). Afin d'obtenir plusieurs points pour l'étalonnage des détecteurs en énergie (CsI), les deux bras du dispositif ont été placés successivement à différents angles de détection de part et d'autre du faisceau incident.

Multicible à $+35^0$, centré au point pivot (positions dans le sens du faisceau)									positions bras gauche	positions bras droit
1	2	3	4	5	6	7	8	9		
vide	vide	$CH_2^{(1)}$	$CH_2^{(1)}$	$CH_2^{(1)}$	$CH_2^{(1)}$	$CH_2^{(2)}$	$C^{(2)}$	$CH_2^{(2)}$	$\pm 32^0, \pm 40^0, \pm 48^0$	$\pm 32^0, \pm 40^0, \pm 48^0$

⁽¹⁾ épaisseur 0.37 mm

⁽²⁾ épaisseur 1.00 mm

Tableau 2.1 Configurations du dispositif SCANDAL dans le mode «calibration».

De la même façon, nous avons utilisé plusieurs configurations géométriques pendant l'accumulation des données avec les cibles étudiées (mode «physique»). Le but principal a été de couvrir au mieux le domaine angulaire et d'obtenir une statistique suffisante. Dans ce mode, en plus des cibles de physique (indice ph dans le tableau 2.2), deux autres cibles, l'une de CH_2 et l'autre de carbone de 1.0 mm chacune ont été utilisées afin d'étudier la réaction de

diffusion élastique $H(n,p)$ permettant ainsi de disposer d'une procédure de normalisation en section efficace appropriée. Lors des prises de données, le bras gauche de SCANDAL a été systématiquement positionné vers l'arrière, le bras de détection droit couvrant le domaine angulaire situé dans l'hémisphère avant. Les différentes positions utilisées sont précisées dans le tableau 2.2. De cette façon une détection avec un taux de comptage satisfaisant est assurée dans un domaine angulaire continu de 10 à 140 degrés.

Multicible à $+35^0$, centré au point pivot (positions dans le sens du faisceau)									Position bras de détection		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	pos. 1	pos.2	pos.3
vide	vide	ph.	ph.	ph.	ph.	ph.	C	CH ₂	-120^0 $+32^0$	-120^0 $+59^0$	-100^0 $+80^0$

Cibles Fe naturel (91.754% ^{56}Fe), 0.380 mm (manip /01/2000)

Cibles Pb naturel (88.10% ^{208}Pb), 0.235 mm (manip /04/1999)

Cibles U naturel (99.28% ^{238}U), 0.366 mm (manip /08/2001)

(-) bras de détection gauche

(+) bras de détection droit

Tableau 2.2 Configurations utilisées pour le dispositif SCANDAL pendant l'accumulation de données avec les cibles de physique.

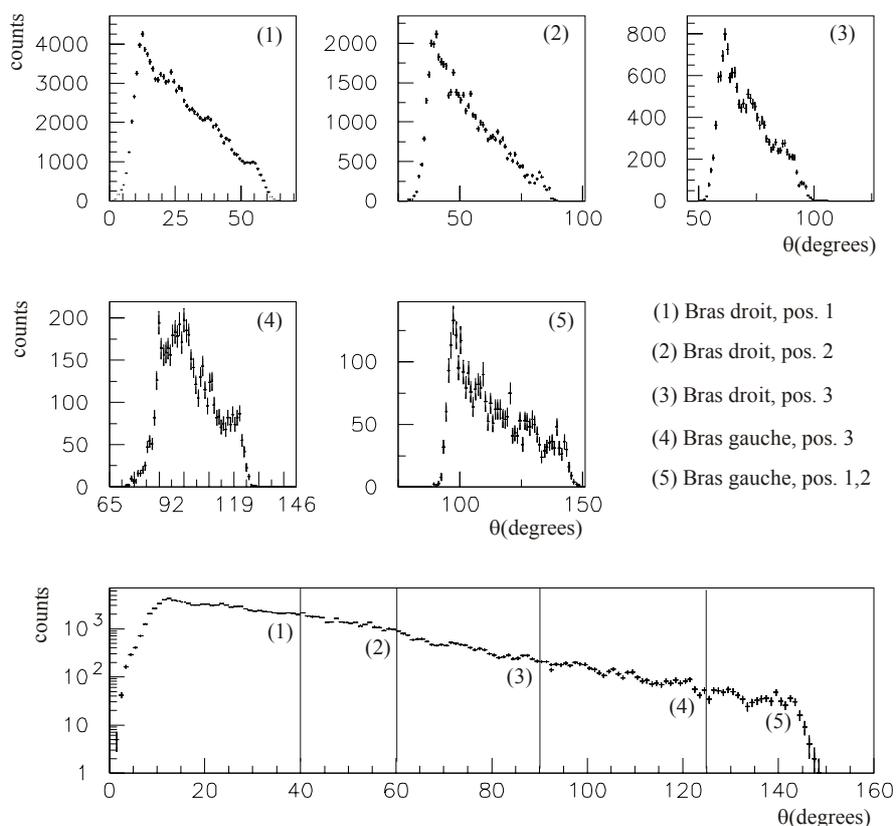


Fig. 2.1 Nombre de coups en fonction de l'angle de détection pour le dispositif SCANDAL.

Ces caractéristiques sont mises en évidence dans la figure 2.1, qui présente le nombre d'événements enregistrés pendant un run avec chacun des deux bras de détection du dispositif pour chaque configuration angulaire utilisée.

2.1.2 L'identification de la cible d'émission

Le système de la multicible tel qu'il a été décrit dans le chapitre 1 nous permet d'augmenter le taux de production des particules sans utiliser une cible épaisse mais plusieurs cibles minces, séparées par des détecteurs de type MWPC. Une particule chargée émise par une cible et qui déclenche l'acquisition (signaux dans les deux scintillateurs plastiques d'un bras de détection) va sensibiliser l'ensemble des plans de détecteurs MWPC situés après la cible si le bras de SCANDAL est positionné vers l'avant ou devant la cible si le bras est positionné vers l'arrière. En supposant par exemple qu'une particule chargée a été produite dans la cible numéro 5, l'évènement associé doit contenir les signaux provenant des détecteurs suivants pour être validé (plans (5) à (9) dans la figure 2.2).

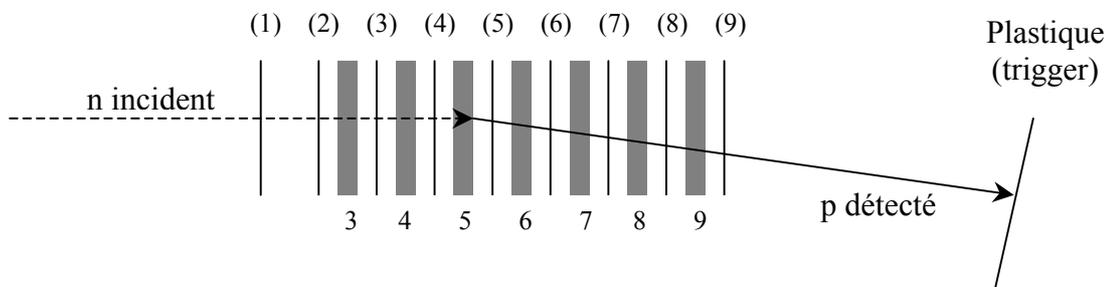


Fig. 2.2 Détection avec le système de la multicible.

De cette manière, à chaque évènement enregistré, une cible de production est associée. Dans la figure 2.3 nous présentons la distribution des évènements créés dans les sept cibles de production montées dans la multicible. A chaque profil circulaire correspond l'image de la zone d'interaction du faisceau de neutrons. Cette information associée à la détermination de l'angle d'émission obtenue avec les chambres à dérive, nous permet d'évaluer les pertes d'énergie des particules dans la série de cibles traversée en supposant que la probabilité d'une interaction nucléaire des particules produites avec les noyaux de ces cibles est négligeable et que le ralentissement est dû uniquement à l'interaction coulombienne.

L'utilisation de cette technique de segmentation permet d'obtenir une meilleure évaluation des corrections de pertes d'énergie à appliquer aux données pour déterminer l'énergie initiale des protons. Avec une cible épaisse, le même nombre des protons aurait été détecté mais avec une plus grande indétermination sur le point de production et sur l'épaisseur traversée dégradant ainsi la résolution en énergie du système de détection.

Pour illustrer cet effet, deux simulations Monte-Carlo ont été réalisées. Dans un premier temps nous avons simulé les trajectoires des protons émis dans une cible épaisse de plomb d'épaisseur égale à 1.175 mm. Dans un deuxième temps, nous avons simulé la configuration réelle de la multicible (figure 2.2) avec cinq cibles de plomb de 0.235 mm, les protons étant générés dans la cible 3. Cette configuration est la plus défavorable puisque les protons vont traverser toutes les cibles suivantes avant d'être détectés dans SCANDAL. Dans ces deux simulations, les points de départ des protons ont été générés de façon aléatoire dans tout le volume de la cible et l'émission a été définie vers l'avant dans une direction normale à la cible, avec une énergie initiale de 90 MeV.

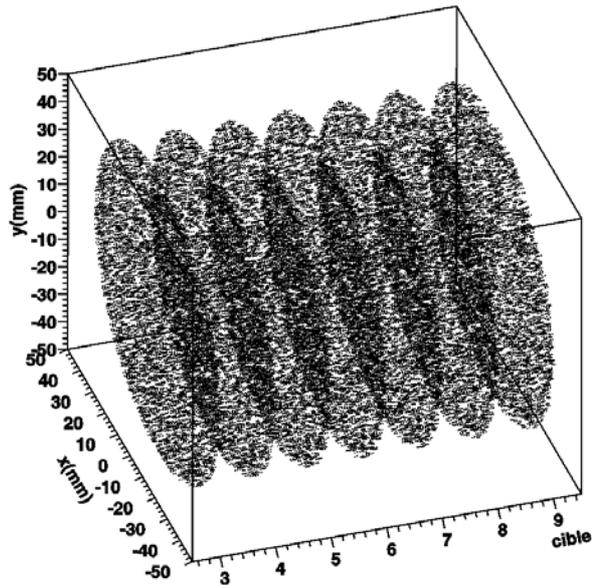


Fig. 2.3 Distribution des événements dans la multicible.

Les résultats de la simulation sont présentés dans la figure 2.4. A gauche est donnée la distribution en énergie des protons après la cible dans le cas d'une cible unique épaisse. Le résultat obtenu en considérant le système de cinq cibles minces est donné dans le graphique de droite. Dans le premier cas on trouve une distribution très large pour l'énergie des protons détectés, liée à l'épaisseur de la cible et à l'incertitude sur le point d'émission. Les corrections de perte d'énergie deviennent très difficiles dans ce cas, car il est impossible de calculer l'énergie de proton après la cible à partir de cette distribution. En utilisant cinq cibles minces au lieu d'une seule cible épaisse, la quantité totale de matière est la même, mais le fait de connaître la cible de production et l'angle d'émission nous permet de mieux évaluer les corrections de pertes d'énergie. L'information sur l'énergie initiale du proton est meilleure, la distribution en énergie est beaucoup moins large (0.9 MeV FWHM dans cette configuration).

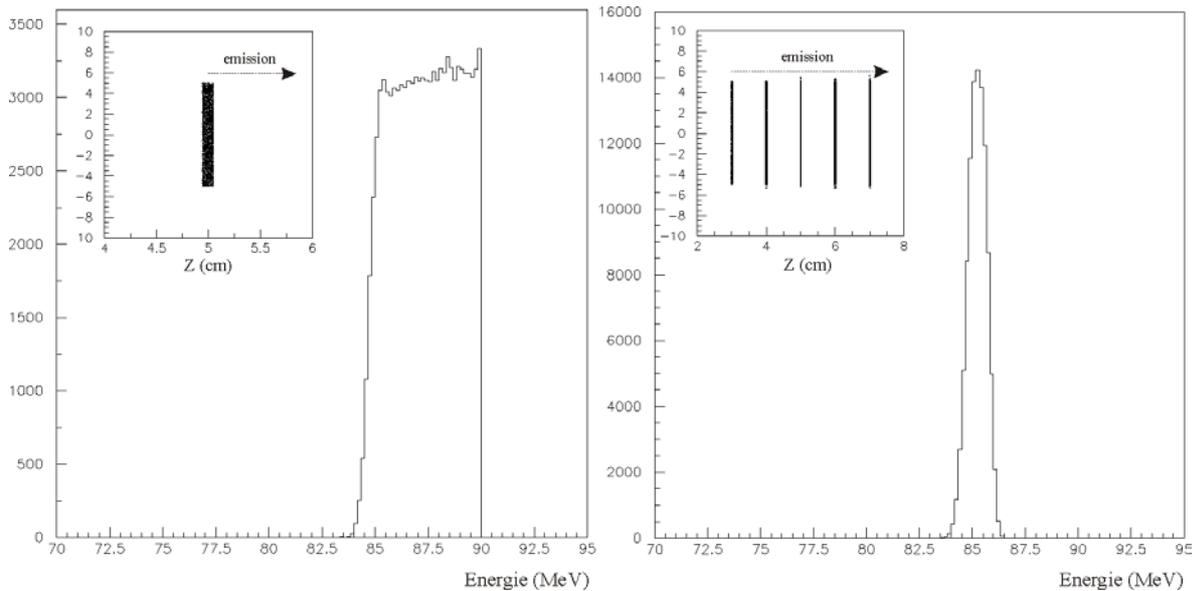


Fig. 2.4 Corrections de perte en énergie avec la multicible.

Un autre avantage dans l'utilisation d'un système de plusieurs cibles est donné par la possibilité d'étudier simultanément des réactions avec des cibles différentes. Cette propriété a été utilisée en pratique pendant l'accumulation des données. Ainsi, en plus des cinq cibles de physique montées dans le système, nous avons utilisé dans les deux dernières positions de la multicible une cible de carbone et une autre de CH_2 (tableau 2.2). Ces deux cibles permettent de mesurer la section efficace de diffusion élastique $H(n,p)$ dont les valeurs sont bien connues dans ce domaine d'énergie. Cette information est utilisée comme section efficace de référence dans la procédure de normalisation. La méthode sera présentée en détail par la suite.

2.1.3 Les trajectoires dans les chambres à dérivation

Les détecteurs CsI utilisés pour mesurer l'énergie résiduelle ont une surface relativement grande, compte tenu de leurs dimensions (6 cm sur la coordonnée x et 30 cm en hauteur pour chaque CsI). De ce fait l'ouverture angulaire est très importante. Un calcul géométrique simple montre que chaque CsI a un angle de détection $\theta \pm 2.5^\circ$. Le calcul de l'angle d'émission à partir des trajectoires déterminées avec les chambres à dérivation apporte une amélioration considérable sur la résolution angulaire, l'angle étant ainsi déterminé avec une incertitude de 0.5° . De plus, la reconstitution des trajectoires et donc la détermination du point d'impact sur la face avant de chaque CsI permet de définir des fenêtres de détection en sélectionnant seulement les événements associés aux protons qui ont été complètement arrêtés dans le détecteur et en éliminant ainsi les effets de bord.

Comme il a été spécifié dans la présentation du dispositif SCANDAL (chapitre 1), chaque bras de détection est prévu avec deux chambres à dérivation, utilisées pour déterminer les trajectoires des protons. Une localisation bidimensionnelle est réalisée par chacune de deux chambres pour chaque proton qui la traverse et un angle d'émission est ainsi associé à chaque événement. Les trajectoires des protons une fois calculées, une projection dans le plan de la cible de production permet d'obtenir les coordonnées du point de réaction (vertex).

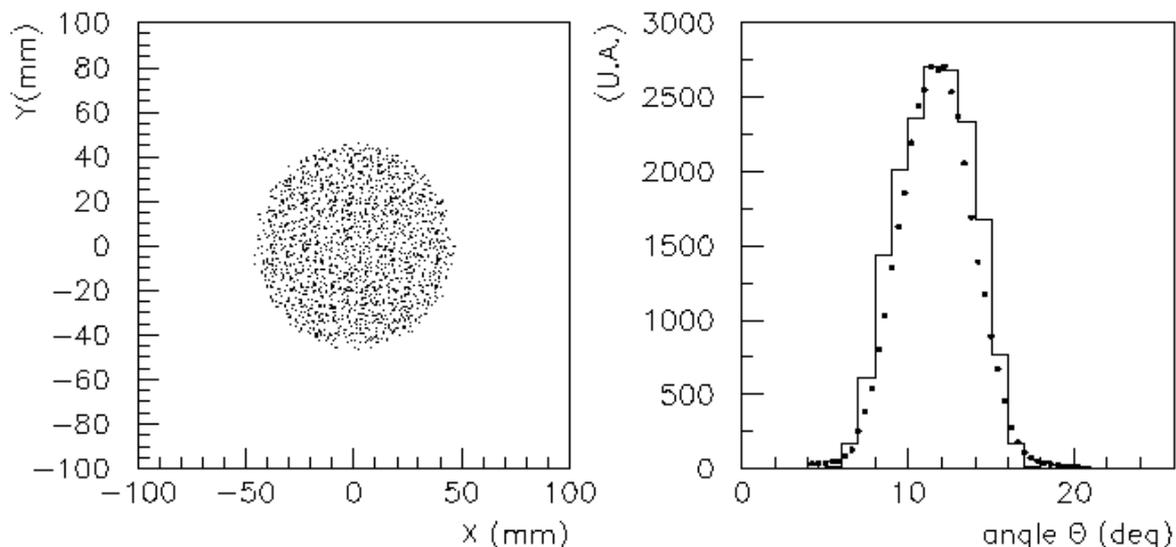


Fig. 2.5 Coordonnées des points d'interaction dans une cible de SCANDAL (à gauche) et la distribution expérimentale des angles d'émission pour les particules détectées dans un CsI (points) en comparaison avec la distribution simulée (histogramme).

Nous présentons dans la figure 2.5 un exemple des informations obtenues avec les chambres à dérive. Sur la figure de gauche sont représentées les coordonnées dans le plan (X,Y) des points de production des particules dans une des sept cibles de SCANDAL, obtenues à partir des trajectoires calculées avec les chambres à dérive. Les cibles utilisées ayant une surface plus grande que la dimension du faisceau, cette figure représente le profil du faisceau de neutrons au niveau de la cible de production. Cette information nous permet de rejeter les événements apparaissant en dehors de ces limites et de sélectionner ainsi la surface «active» d'interaction.

La distribution angulaire des particules détectées dans un CsI et déduite des trajectoires construites avec les chambres à dérive est représentée sur la figure de droite. Le spectre expérimental représenté par les points a été obtenu en sélectionnant les événements associés à la cible 9 détectés par le CsI positionné le plus en avant dans la configuration 1 (tableau 2.2). La distribution présente un maximum pour un angle de 12° environ, ce qui correspond géométriquement à la partie centrale du détecteur. Une simulation des trajectoires a été réalisée en utilisant le code Monte-Carlo GEANT de la CERNLIB. Ce code permet de reproduire la géométrie du dispositif et d'introduire les milieux de détection ou de non-détection existants dans la configuration expérimentale réelle. Des protons d'une énergie donnée ont été générés de façon aléatoire dans la cible de production avec une direction d'émission uniformément distribuée dans tout l'espace. La trace de chaque trajectoire permet de déterminer la direction d'émission ainsi que le CsI où le proton s'est arrêté.

Le résultat de cette simulation (histogramme de droite sur la figure 2.5) a été comparé aux données expérimentales. Un bon accord est observé entre la distribution simulée et celle obtenue expérimentalement, confirmant la qualité des performances du dispositif et la bonne précision avec laquelle l'angle d'émission est calculé par cette technique. Grâce à cette bonne détermination angulaire, nous pouvons éliminer les événements correspondant aux particules qui ont touché les détecteurs près des bords, susceptible de ne pas être correctement détectées car ces particules n'ont pas déposé toute leur énergie dans le milieu de détection. Ceci est mis en pratique en sélectionnant de façon systématique pour chaque détecteur le domaine central de la distribution angulaire.

Les angles solides pour chaque domaine angulaire ont été calculés avec la même procédure. Les protons ont été générés isotropiquement dans l'espace, avec un point de départ généré de façon aléatoire dans le volume de la cible. Nous avons ensuite dénombré pour chaque cible les protons s'arrêtant dans le domaine angulaire d'intérêt de chaque CsI. L'angle solide associé à chaque cible est calculé à partir du rapport entre ce nombre et le nombre total de protons générés dans l'espace.

2.1.4 Les spectres des protons

En utilisant les informations obtenues avec la multicible et les chambres à dérive, nous pouvons associer à chaque événement une cible de production et un angle d'émission. Nous devons maintenant sélectionner parmi ces événements ceux qui correspondent à l'émission des protons créés dans l'interaction des neutrons dans les cibles. Il faut donc éliminer les contaminations apportées par les autres types de particules éventuellement détectées dans les CsI et la contribution du bruit du fond.

Les pertes en énergie importantes dans le milieu qui sépare la cible d'émission des détecteurs en énergie font du dispositif SCANDAL un détecteur de protons. Les particules plus lourdes sont arrêtées avant d'arriver sur la surface des détecteurs CsI. Eventuellement des deutons émis avec une haute énergie peuvent atteindre les détecteurs en apportant une faible

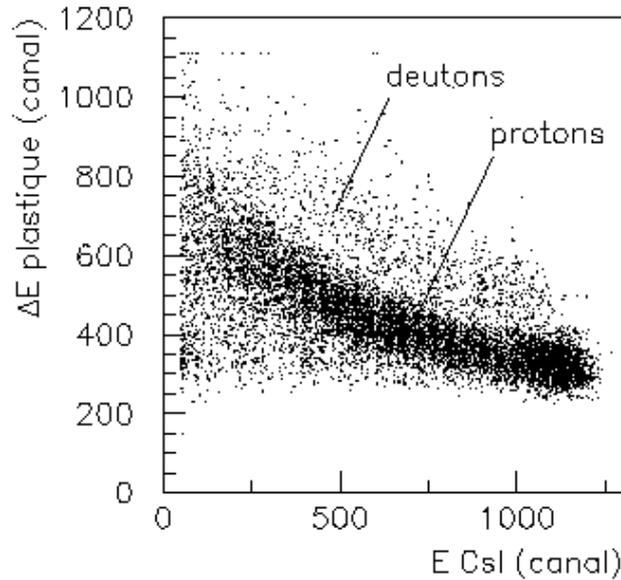


Fig. 2.6 Carte bidimensionnelle contenant les événements obtenus avec une cible de CH_2 pour un domaine angulaire 10-11 degrés et la sélection des particules détectées avec SCANDAL.

contamination dans les spectres. Cette contribution est éliminée par la technique $\Delta E - E$ en utilisant le signal des scintillateurs plastiques placés devant les détecteurs CsI. Ils permettent de mettre en évidence la contribution très prononcée des protons sous la forme de la bande nettement visible sur la figure 2.6. Cette contribution peut être facilement sélectionnée en éliminant la faible contamination provenant des deutons arrivant dans le CsI observée au-dessus de la ligne protons et une bonne partie du bruit de fond visible également sur cette carte.

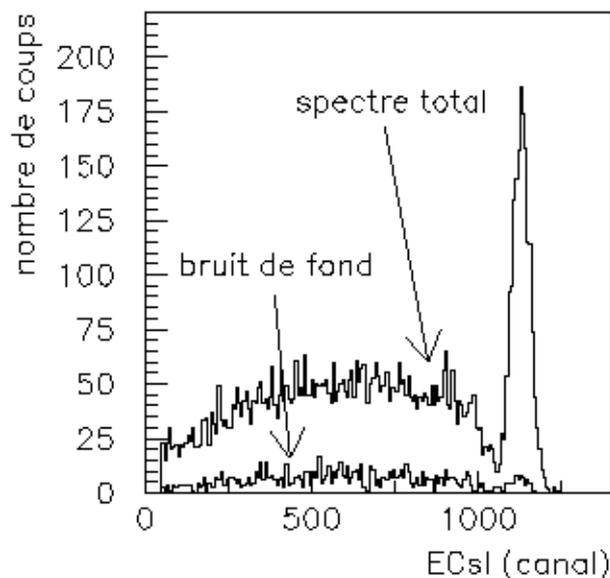


Fig. 2.7 Contribution du bruit de fond dans le spectre enregistré dans le domaine 10-11 degrés, pour une localisation dans la multicible correspondant à une cible de CH_2 (spectre total) et à un run sans cible (bruit de fond).

La principale source de bruit de fond dans nos expériences provient de l'interaction des neutrons du faisceau avec les constituants de la multicible autres que les cibles. Les particules émises dans ces interactions et détectées dans les CsI, ne provenant pas d'une cible de réaction, doivent être éliminées. La contribution de ces particules est estimée avec les événements enregistrés avec la multicible sans cibles. Une carte $\Delta E - E$ de ces événements a été construite et la même sélection a été réalisée. Pour chaque position, on obtient ainsi le spectre des particules qui n'ont pas été émises par l'interaction du faisceau avec la cible correspondante mais avec le milieu constituant la multicible. Cette contamination est soustraite directement des spectres, après normalisation au même nombre de neutrons incidents et en tenant compte du temps mort de l'acquisition. Un spectre de protons émis dans le domaine angulaire 10-11 degrés provenant du bruit de fond est présenté dans la figure 2.7, ainsi que le spectre total des protons mesuré avec la cible de CH₂. Quelque soit la cible de réaction et le CsI touché, cette contribution reste faible.

Après toutes ces corrections, nous pouvons construire les spectres des protons émis par chaque cible et pour chaque domaine angulaire de mesure en fonction du signal mesuré dans le CsI. Nous présentons dans la figure 2.8, des spectres des protons mesurés dans le domaine 10-11 degrés pour trois cibles différentes enregistrés pendant le même run avec SCANDAL.

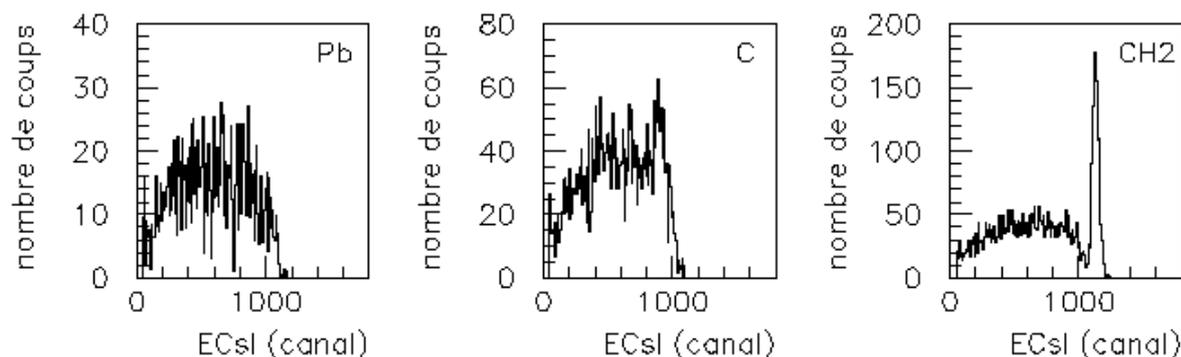


Fig. 2.8 Spectres bruts des protons émis dans le domaine 10-11 degrés par l'interaction du faisceau avec une cible de plomb, une cible de carbone et une cible de CH₂, enregistrés pendant un run avec le dispositif SCANDAL.

2.1.5 L'étalonnage des détecteurs en énergie

A ce niveau de l'analyse, nous disposons des spectres des protons émis dans chaque domaine angulaire et par chacune des cibles montées dans le système. Pour obtenir les spectres en énergie des protons détectés, il faut déterminer la relation de conversion canal-énergie pour chaque détecteur CsI. L'étalonnage des détecteurs des deux bras de SCANDAL a été réalisé avec la multicible dans la configuration mode «calibration» décrite au début de ce chapitre (tableau 2.1). Nous avons utilisé comme référence la réaction de diffusion élastique $H(n,p)$ dont la cinématique à deux corps permet de calculer avec précision l'énergie des protons émis.

Le spectre obtenu avec la cible de CH₂ (figure 2.8) présente un pic étroit associé au processus élastique $H(n,p)$, plus une contribution continue provenant de l'interaction d'un neutron de 96 MeV avec le carbone de la cible et de neutrons de basse énergie du faisceau avec l'hydrogène ou le carbone de la cible. La mesure simultanée du spectre des protons produits dans la cible de carbone (figure 2.8) nous permet de soustraire directement la

contribution de la réaction $^{12}\text{C}(n,p)$ dans le spectre obtenu avec la cible de CH_2 , après normalisation au même nombre de noyaux de carbone dans les deux cibles. Nous montrons sur la figure 2.9 la contribution de cette réaction après normalisation ainsi que le spectre des protons enregistrés avec la cible de CH_2 pour le domaine angulaire 10-11 degrés. Le spectre dans la partie droite de la figure 2.9 est obtenu après soustraction de cette contribution.

Ce spectre comporte deux composantes: un pic étroit et une traîne. Les événements accumulés dans le pic étroit sont associés aux protons émis dans la réaction de diffusion élastique avec les neutrons de 96 MeV du faisceau incident. Les événements associés à la traîne proviennent des réactions de diffusion élastique induites par les neutrons de la composante basse énergie du faisceau (chapitre 1, fig. 1.2). En définitive, ce spectre est une image déformée du spectre en énergie du faisceau de neutrons incidents.

La cinématique élastique permet de calculer l'énergie associée au pic étroit observé dans le spectre. Ceci nous fournit un point de calibration. Par rotation des bras de SCANDAL, il est possible de faire varier l'angle de détection et donc l'énergie associée. Plusieurs points de calibration peuvent ainsi être obtenus pour la partie haute énergie. En effet, dans ce domaine d'énergie, la section efficace élastique est importante et il est facile de soustraire proprement la contribution du carbone.

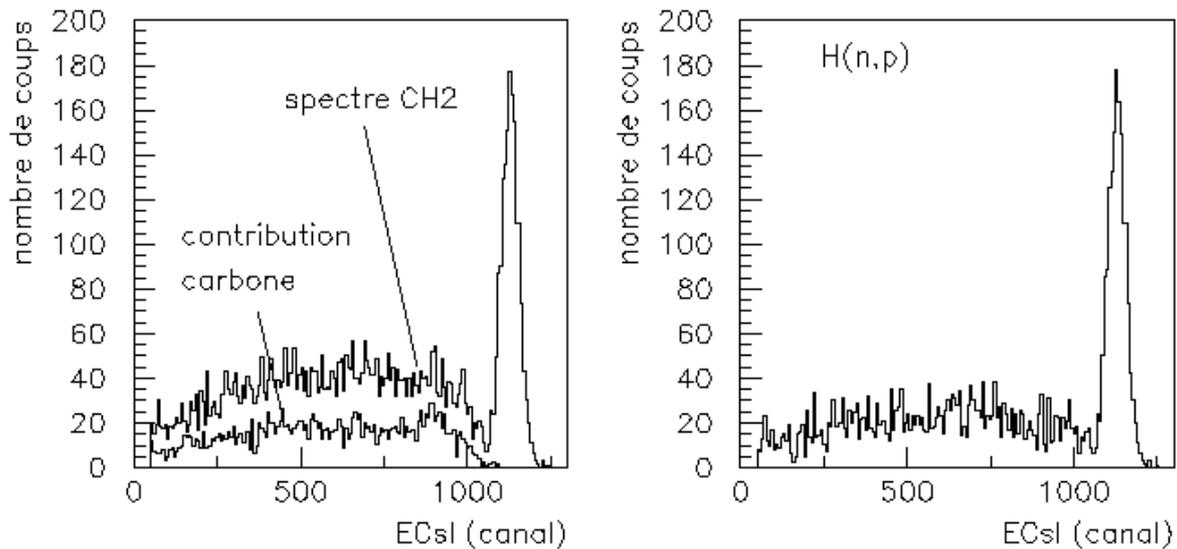


Fig. 2.9 Contribution de la réaction $^{12}\text{C}(n,p)$ dans le spectre des protons obtenu dans le domaine 10-11 degrés avec une cible de CH_2 (à gauche). À droite, le spectre des protons émis dans la réaction de diffusion élastique $\text{H}(n,p)$ après soustraction de la contribution du carbone.

Afin d'obtenir des points d'étalonnage supplémentaires dans la partie basse énergie, nous utilisons l'information enregistrée sur le temps de vol. Suivant la logique de détection, le codeur TDC enregistre la différence entre le signal START donné par le trigger expérimental et la HF du cyclotron. Le temps mesuré est alors la somme de deux temps de vol, celui de neutron sur la distance entre la cible de production et la cible de réaction et celui du proton émis par la cible et détecté par les scintillateurs plastiques qui déclenchent l'acquisition (fig.2.10). Ainsi, pour chacun des événements enregistrés nous pouvons écrire:

$$TV = TV_n + TV_p = f(E_n, d_n) + f(E_p, d_p) \quad (2.1)$$

le temps de vol des deux particules étant une fonction de leur énergie et de leur base de vol.

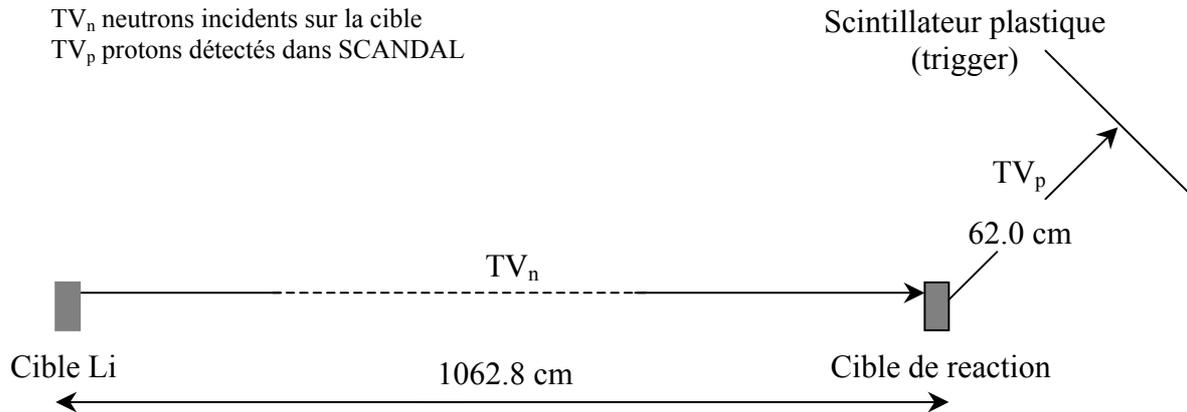


Fig. 2.10 Mesure de temps de vol avec SCANDAL.

Le temps de vol le plus court correspond aux protons émis dans la diffusion élastique avec des neutrons incidents de 96 MeV (pic étroit de la figure 2.9). Ainsi, en utilisant l'équation 2.1 avec les valeurs $E_n=96$ MeV, $d_n=1062.8$ cm, l'énergie d'émission des protons $E_p=92.8$ MeV et $d_p=70$ cm, nous obtenons pour le temps de vol le plus court mesuré la valeur de 83.7 ns. Ce point de référence et la connaissance de la pente de conversion du TDC (100 psec/canal) permet de calibrer le spectre en temps de vol.

En appliquant la même procédure pour la sélection des événements utilisés pour obtenir le spectre dans la partie droite de la figure 2.9, nous obtenons le spectre de temps de vol en fonction du signal dans le CsI présenté dans la figure 2.11 à gauche. Nous pouvons distinguer de façon très nette deux contributions. L'accumulation des événements pour le temps de vol le plus court est associée aux protons émis dans la réaction de diffusion élastique avec des neutrons de 96 MeV et correspond au pic observé dans le spectre de la figure 2.9. Les événements qui se trouvent dans la bande montante jusqu'au temps de vol d'environ 110 ns correspondent aux protons émis dans la même réaction mais avec des neutrons incidents de plus faible énergie.

L'énergie de ces neutrons n'est pas connue, mais elle est liée à l'énergie des protons émis par la relation obtenue dans la cinématique de la diffusion élastique. Ceci nous permet d'éliminer cette inconnue dans l'équation 2.1 et d'obtenir une relation entre le temps de vol TV total mesuré et l'énergie d'émission du proton montrée dans la partie droite de la figure 2.11.

Nous devons maintenant calculer l'énergie des protons en face d'entrée du détecteur afin d'obtenir la correspondance entre le signal donné par le CsI et l'énergie déposée. Pour cela nous allons appliquer aux énergies d'émission des protons dans la figure 2.11, les corrections de perte d'énergie sur le parcours à partir du point d'émission jusqu'à détecteur. Ces corrections ont été calculées par des simulations avec une reproduction fidèle des conditions expérimentales en utilisant à nouveau le code GEANT. Nous présentons dans la figure 2.12 l'énergie d'émission du proton pour une cible donnée en fonction de l'énergie déposée dans le CsI. On peut constater que les protons émis avec une énergie inférieure à une valeur d'environ 30 MeV ne sont pas détectés avec SCANDAL. La valeur du seuil de détection varie en fonction de la cible d'émission. La valeur maximale qui peut être atteinte est d'environ 35 MeV. Les pertes en énergie dans la cible de production elle-même sont calculées en générant de façon aléatoire les points de départ des protons dans tout son volume.

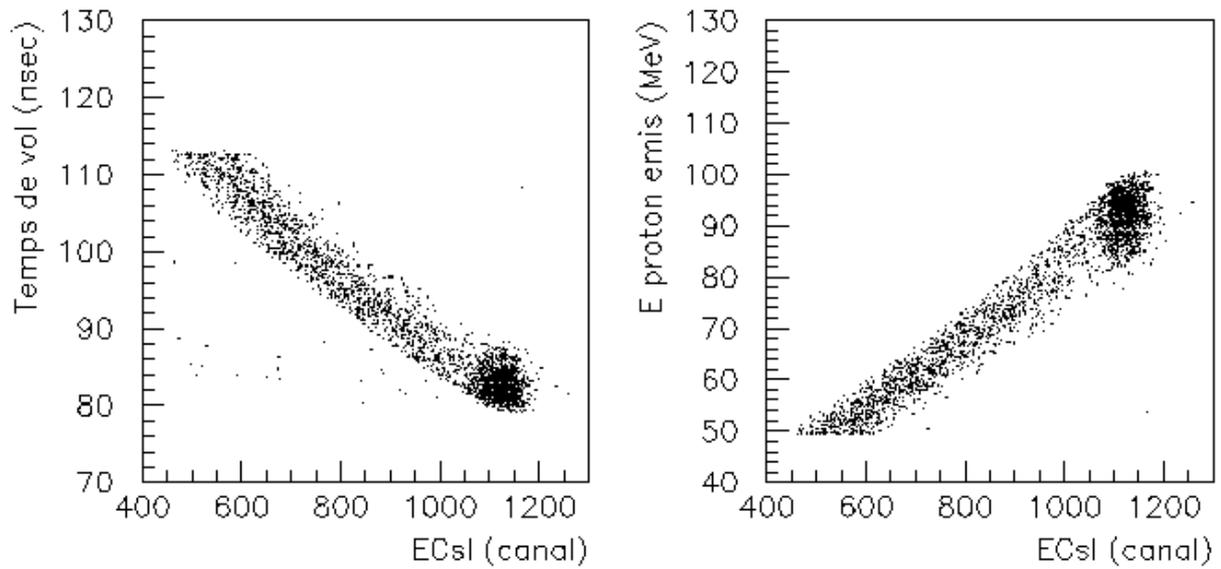


Fig. 2.11 Temps de vol total mesuré (à gauche) et l'énergie d'émission des protons (à droite) en fonction du signal dans le CsI.

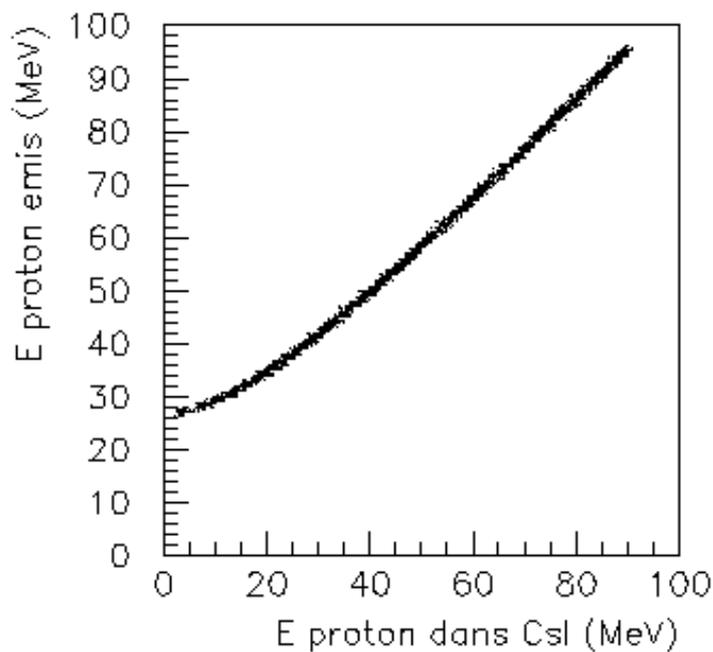


Fig. 2.12 Corrections des pertes en énergie dans SCANDAL et le seuil de détection.

En utilisant ces corrections nous convertissons l'énergie d'émission des protons en énergie déposée dans le CsI et nous obtenons ainsi la courbe d'étalonnage pour le détecteur. Le résultat est présenté dans la figure 2.13. Nous avons appliqué un ajustement avec un polynôme d'ordre 2 sur l'ensemble des points de la bande présentée dans la figure 2.13 et en tenant compte du piédestal observé au canal 50.

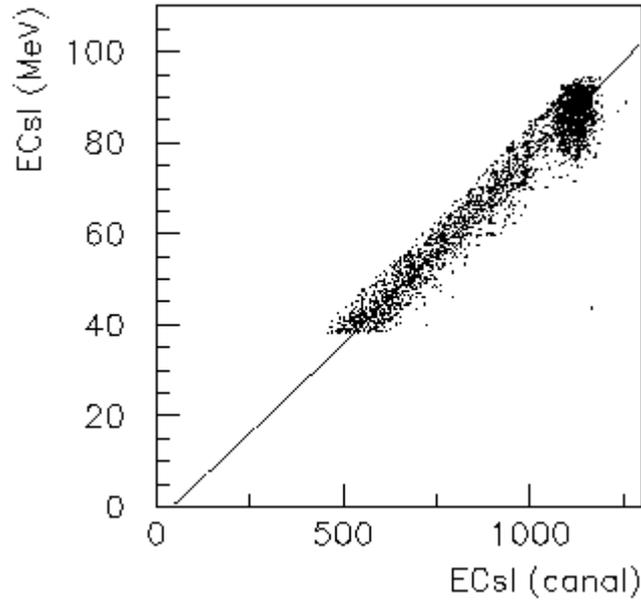


Fig. 2.13 Etalonnage d'un détecteur CsI de SCANDAL.

2.1.6 Les spectres en énergie

Nous pouvons maintenant construire les spectres des protons en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour chaque cible d'interaction et pour chaque domaine angulaire. Dans la figure 2.14 nous présentons deux exemples pour le domaine angulaire d'émission 10-11 degrés, concernant les proton émis dans la réaction sur une cible de plomb (à gauche) et dans la réaction de diffusion élastique $H(n,p)$ (à droite). La statistique obtenue correspond à un seul run d'une durée approximative de deux heures.

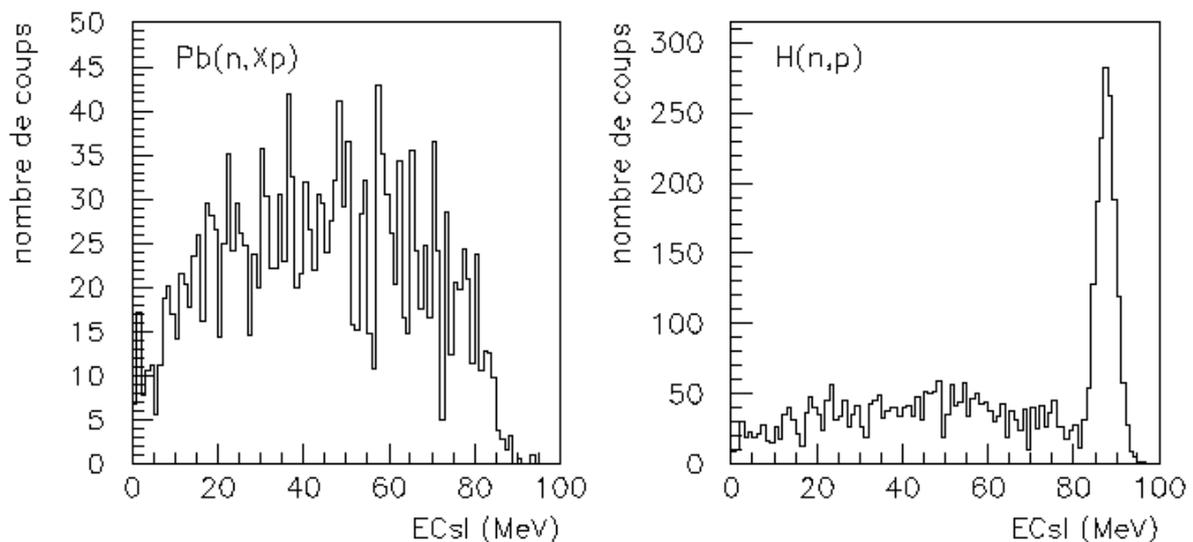


Fig. 2.14 Spectres en énergie déposée dans le CsI des protons émis dans le domaine angulaire 10-11 degrés dans les réactions induites par les neutrons du faisceau sur deux cibles différentes.

Ces spectres doivent être corrigés des pertes en énergie des protons dans le système de détection, afin d'obtenir à partir de l'énergie déposée dans le détecteur, l'énergie avec laquelle le proton est émis dans la cible. Ces corrections appliquées événement par événement aux spectres de la figure 2.14, sont présentés dans la figure 2.15.

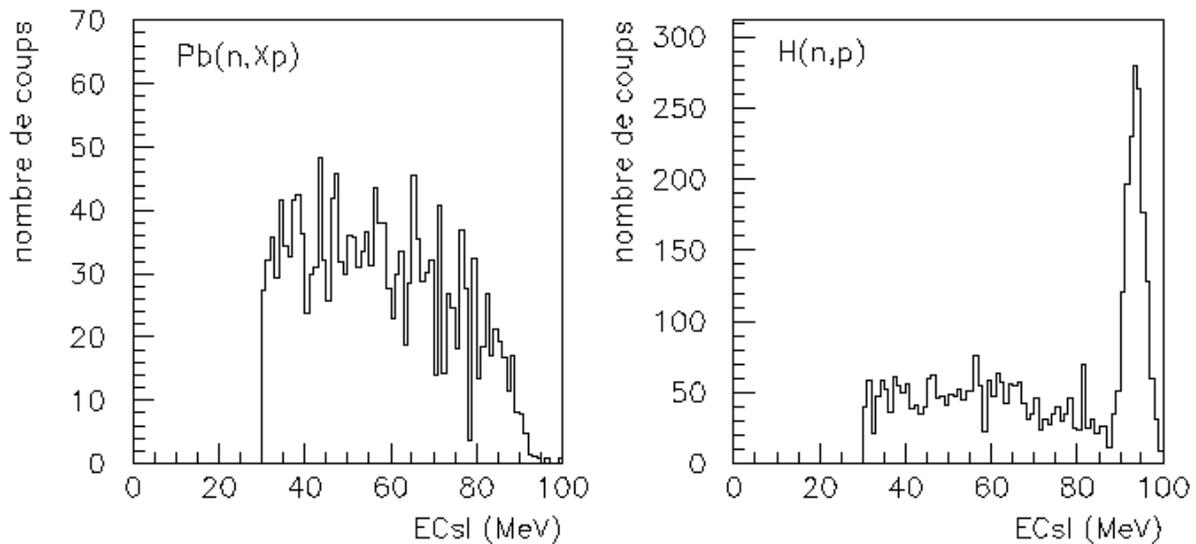


Fig. 2.15 Spectres en énergie des protons émis dans le domaine angulaire 10-11 degrés dans les réactions induites par les neutrons du faisceau sur deux cibles différentes.

Nous rappelons que les spectres dans les figures 2.14 et 2.15 concernent l'émission des protons dans les réactions induites par tous les neutrons du faisceau incident sur les deux cibles. Nous devons donc sélectionner parmi tous ces événements ceux correspondant aux réactions induites par les neutrons de 96 MeV.

Pour cela nous faisons une nouvelle fois appel à l'information sur le temps de vol mesuré. L'énergie du proton étant maintenant connue, nous pouvons calculer son temps de vol TV_p sur sa base de vol d_p . En utilisant l'équation (2.1) on peut alors en déduire le temps de vol des neutrons TV_n . Ces différentes étapes sont présentées dans la figure 2.16.

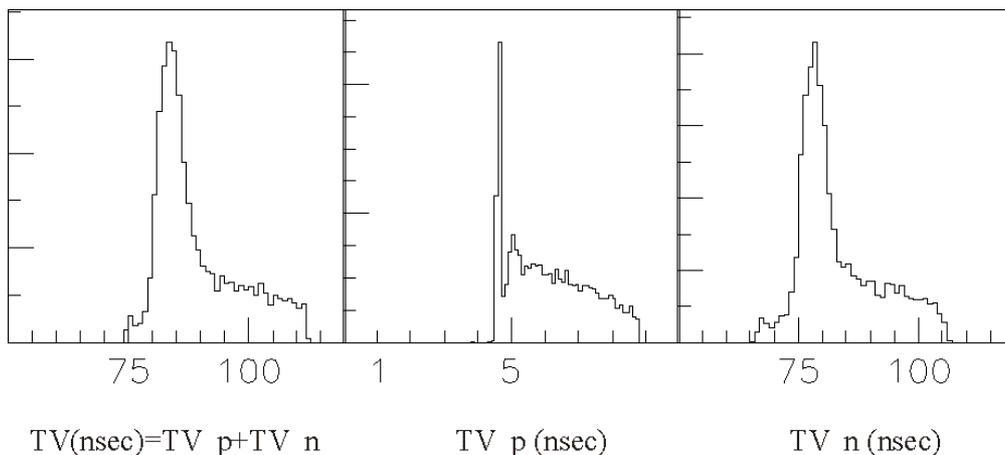


Fig. 2.16 Calcul du temps de vol des neutrons incidents.

Nous obtenons pour le temps de vol des neutrons une distribution qui présente un pic centré sur la valeur de 78.3 ns, correspondant à une énergie de 96 MeV pour une base de vol

$d_n=1062.8$ cm. Les événements repartis dans la traîne jusqu'aux temps de vol plus long que 106 ns sont associés avec les neutrons de basse énergie du faisceau incident. Ces événements sont éliminés par une coupure dans le spectre en temps de vol en définissant une fenêtre autour de la valeur centrale du pic, associée aux neutrons de 96 MeV du faisceau. Nous sélectionnons ainsi les événements correspondant à l'interaction dans la cible des neutrons de 96 MeV du faisceau. En appliquant cette condition aux spectres présentés dans la figure 2.15, nous obtenons les spectres en énergie d'émission des protons pour les deux réactions, induites cette fois par les neutrons de 96 MeV. Nous présentons les résultats dans la figure 2.17.

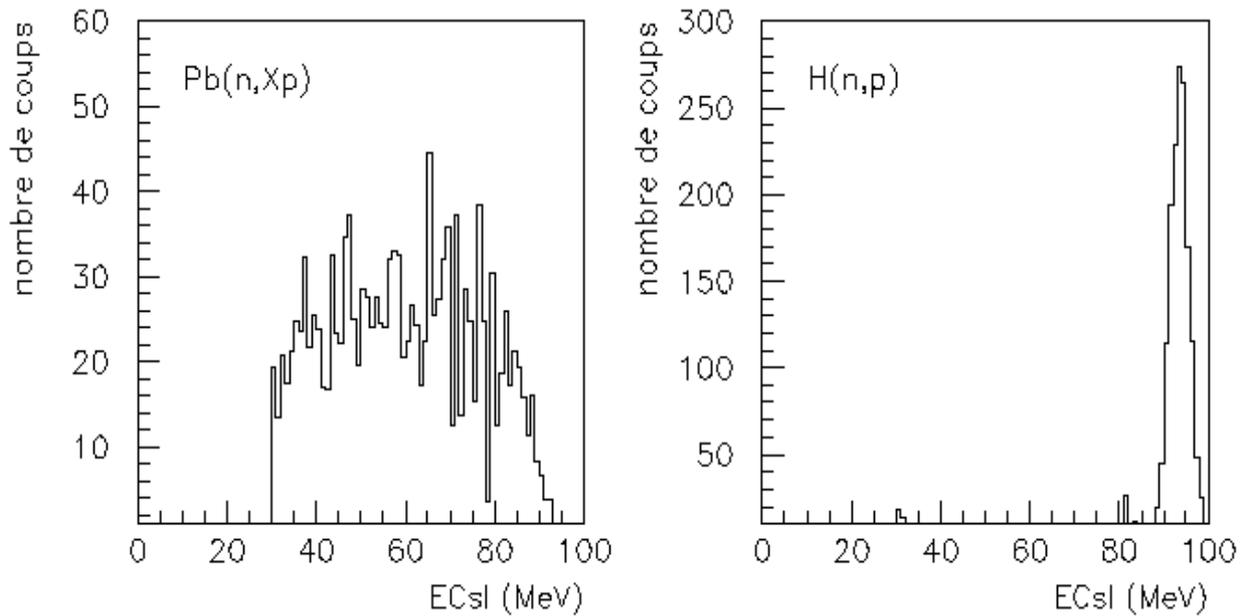


Fig. 2.17 Spectres en énergie des protons émis dans le domaine angulaire 10-11 degrés dans les réactions induites par les neutrons de 96 MeV du faisceau sur deux cibles différentes.

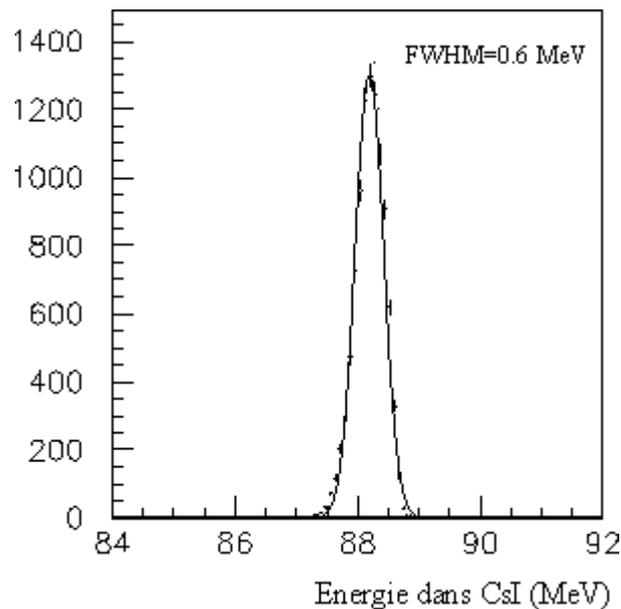


Fig. 2.18 Effet de «straggling» en énergie dans le système de détection SCANDAL.

Nous retrouvons dans la figure 2.17 de droite le pic correspondant aux protons émis dans la réaction de diffusion élastique avec les neutrons incidents de 96 MeV. La contribution à basse énergie a disparu, fait qui démontre l'efficacité de la méthode de sélection utilisée.

La largeur du pic correspondant à la diffusion élastique dans la figure 2.16 est utilisée pour estimer la résolution en énergie du dispositif. La valeur obtenue d'environ 4.0 MeV (FWHM) contient la résolution intrinsèque du détecteur CsI (3.0 MeV (FWHM) en moyenne), la contribution du faisceau de neutrons incidents (1-4 MeV (FWHM), en fonction de l'épaisseur utilisée pour la cible de lithium). Enfin, la dernière contribution est donnée par le «straggling» énergétique associé aux pertes en énergie dans le système de détection. Cette contribution a été estimée par des simulations pour une énergie d'émission des protons de 93 MeV. Le résultat est présenté dans la figure 2.18.

Dans les spectres de protons, le nombre d'événements doit être corrigé pour tenir compte de l'efficacité intrinsèque de détection spécifique aux détecteurs CsI. Si traditionnellement une efficacité intrinsèque de 100% est prise en compte, plusieurs travaux [Twe90] ont montré une décroissance de l'efficacité de détection pour les particules les plus énergétiques. Cette décroissance est en relation avec la probabilité que la particule détectée induise des réactions nucléaires dans le CsI avant de s'arrêter. Ceci conduit à une perte d'efficacité, suite à une perte de lumière, car les particules dans ce cas vont déposer moins d'énergie dans le détecteur, une partie de leur énergie initiale étant perdue dans les interactions nucléaires. Dans notre expérience, l'énergie maximale avec laquelle les protons peuvent être détectés est de 96 MeV (l'énergie du neutron incident). Nous avons donc cherché une variation possible de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de la particule détectée dans le domaine 10-100 MeV. Le résultat obtenu par des simulations confirme l'existence de cet effet. Dans la figure 2.19 nous présentons d'une façon schématique le phénomène qui apparaît dans le cas où des protons avec une énergie de 100 MeV arrivent dans un détecteur CsI sous une incidence normale à sa surface. Les images ont été obtenues par des simulations utilisant le code GEANT et nous avons pris comme exemple un des 24 détecteurs de SCANDAL (6 cm x 30 cm x 6 cm). Dans le programme de simulation nous avons autorisé dans une première étape les interactions nucléaires et ensuite nous avons répété la même simulation en supprimant cette possibilité. On peut observer la présence du phénomène dans la figure de gauche où est observée une production de particules lors du freinage du proton incident. Lorsque l'interaction nucléaire n'est pas autorisée (figure de droite), les protons s'arrêtent dans le détecteur suite aux pertes d'énergie uniquement coulombiennes. Nous avons déterminé les énergies déposées par les protons incidents dans le détecteur pour chaque situation. On observe que dans la deuxième simulation (pas d'interaction nucléaire dans le détecteur) tous les protons incidents déposent le maximum d'énergie dans le cristal, c'est à dire leur énergie initiale de 100 MeV. Ils sont arrêtés dans le CsI après avoir parcouru une distance d'environ 3 cm. En autorisant les interactions nucléaires dans le milieu de détection, une fraction importante des protons dépose toute l'énergie dans le CsI mais on peut aussi identifier une fraction des protons incidents pour lesquels, suite aux pertes en énergie par les interactions nucléaires, l'énergie déposée dans le détecteur sera plus faible. Ces événements sont distribués dans la «traîne» observée dans le spectre en énergie déposée dans la figure à gauche. En appliquant la même procédure avec plusieurs énergies incidentes on obtient la courbe d'efficacité du détecteur CsI en fonction de l'énergie du proton détecté (fig. 2.20, points).

Cet effet a été étudié expérimentalement et les résultats obtenus ont été récemment publiés [Klu02]. Nous présentons dans la figure 2.20 une comparaison entre ces résultats et les valeurs obtenues par nos simulations. On observe un bon accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes dans le domaine en énergie couvert par les valeurs expérimentales.

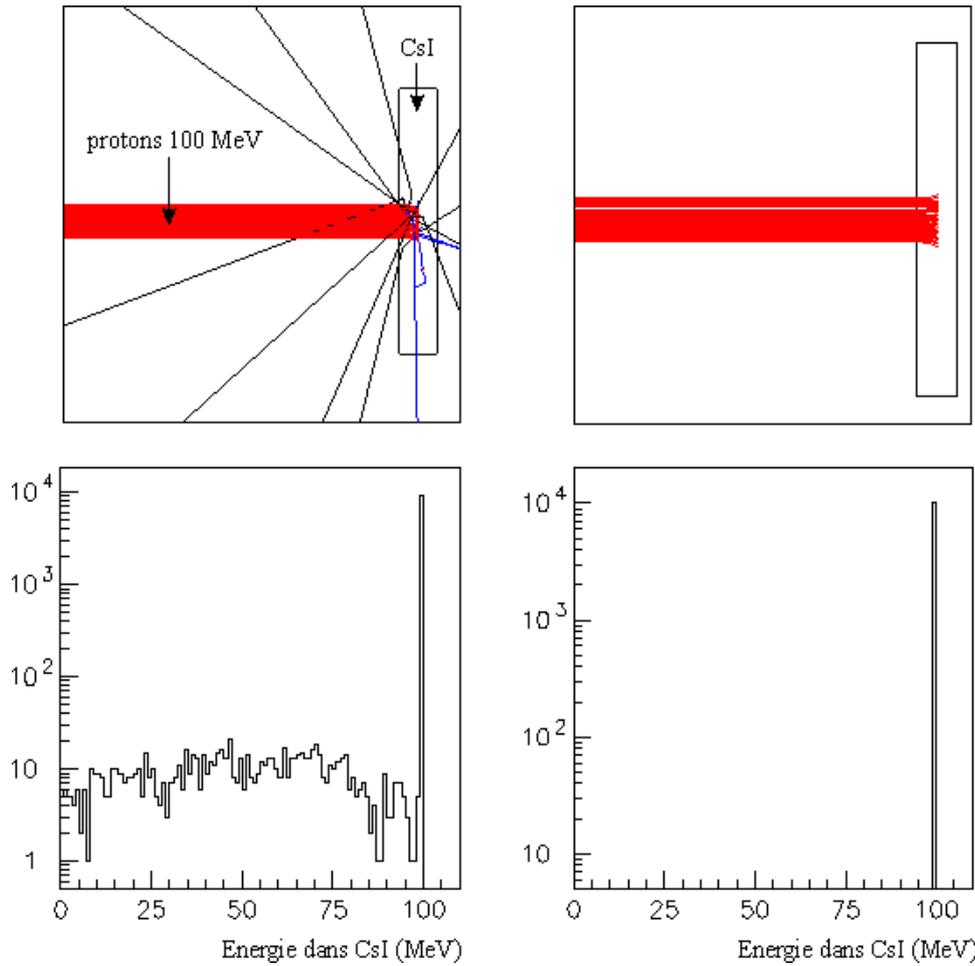


Fig. 2.19 Effet des interactions nucléaires dans un détecteur CsI (à gauche). Dans la figure à droite les interactions nucléaires ne sont pas autorisées.

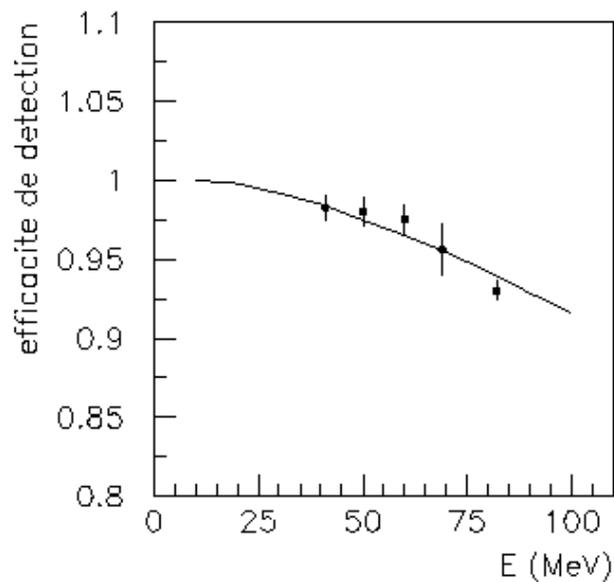


Fig. 2.20 Efficacité de détection des protons dans un détecteur CsI en fonction de l'énergie. Les résultats des simulations (trait continu) en comparaison avec les valeurs expérimentales de la référence [Klu02] (points).

Le même type de simulation a été utilisé pour déterminer les courbes d'efficacité pour les autres particules chargées (deutons, tritons, He-3 et particules alpha) qui ont été détectées avec le dispositif MEDLEY (chapitre 1). Les résultats obtenus seront présentés dans la section concernant la procédure d'analyse pour ce dispositif. Malheureusement, pour ces types de particules il n'y a pas de résultats expérimentaux disponibles donc nous ne pouvons pas présenter des comparaisons avec les résultats de nos calculs. Néanmoins, compte tenu du bon accord simulation-expérience trouvé dans le cas des protons, nous avons utilisé pour toutes les autres particules détectées les résultats obtenus par nos simulations.

2.2 Le traitement des événements obtenus avec le dispositif MEDLEY

Ce dispositif a été utilisé dans nos expériences pour identifier et détecter les particules chargées légères jusqu'aux particules alpha dans un domaine énergétique beaucoup plus complet que celui de SCANDAL. L'utilisation de télescopes à trois étages Si-Si-CsI (Chapitre 1) et de cibles minces implantés dans une chambre à vide permet de minimiser les seuils de détection. L'identification et la mesure des énergies sont réalisées en utilisant la technique $\Delta E - \Delta E$ et $\Delta E - E$.

Les inconvénients de la méthode proviennent des caractéristiques du faisceau: faible intensité et extension spatiale. Il faut en effet trouver un compromis entre la taille de la cible, son épaisseur et l'ouverture angulaire des télescopes pour pouvoir accumuler dans des temps raisonnables une statistique suffisante. De plus, les sections efficaces de production des particules légères chargées sont d'un ordre de grandeur plus faibles que la section efficace de production des protons.

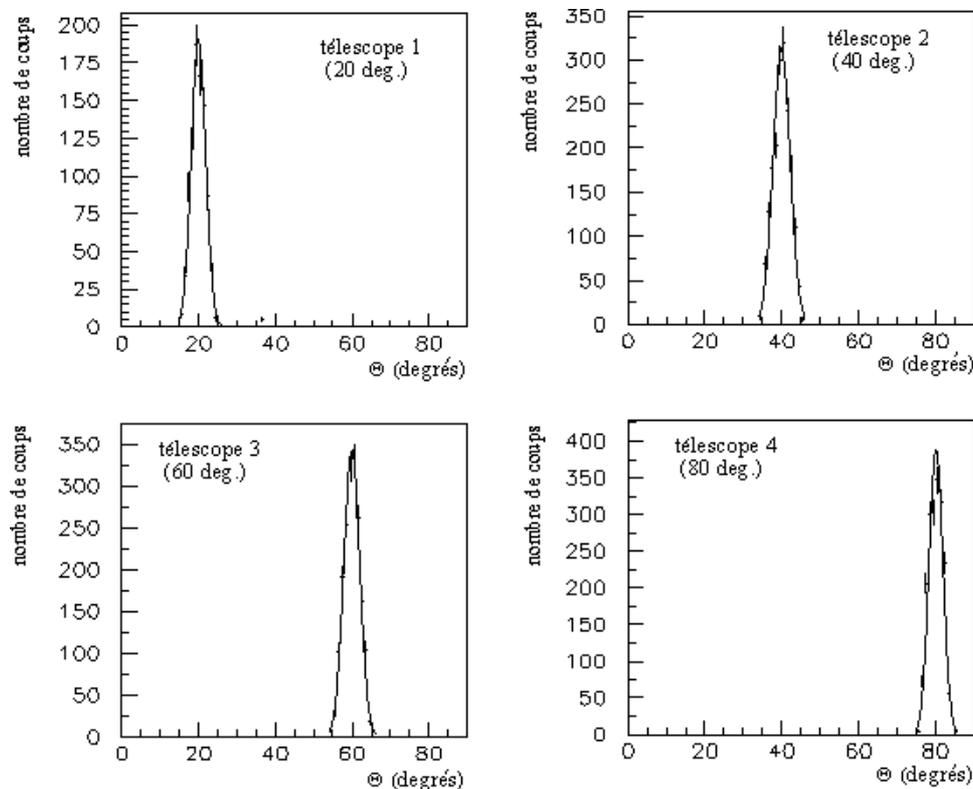


Fig. 2.21 Ouvertures angulaires pour les quatre télescopes avant de MEDLEY.

En utilisant des cibles de diamètre inférieur à 30 mm, nous sommes assurés que les particules émises de tout point de la cible et traversant le deuxième étage des télescopes étaient correctement mesurées dans le CsI. Avec une cible de 25 mm de diamètre, des simulations ont montré que l'angle d'ouverture était de 4.5° pour les télescopes les plus éloignés de la cible (20° et 160°) et de 6° pour les télescopes situés aux angles intermédiaires. Dans ces simulations, les points de départ des particules ont été générés aléatoirement dans le volume de la cible avec un angle d'émission isotrope dans l'espace. Une trajectoire est validée si elle traverse les deux premiers étages des télescopes. Quelques exemples de ces distributions angulaires sont présentés sur la figure 2.21. Les angles solides ont été calculés de la même manière.

Trois configurations du dispositif ont été utilisées pendant les expériences. La première permet l'étalonnage en énergie des premiers étages silicium de chaque télescope hors faisceau avec une source alpha de 5.48 MeV en position centrale. Les deux autres configurations sont utilisées sous faisceau, respectivement pour l'étalonnage en énergie de tous les détecteurs avec une cible de CH_2 montée dans le centre de la chambre et pour l'accumulation des données avec la cible de physique. Les épaisseurs des cibles utilisées sont été de 1.0 mm pour la cible de CH_2 , de $50 \mu\text{m}$ pour les cibles de plomb et fer et de $70 \mu\text{m}$ pour la cible d'uranium.

2.2.1 L'identification des particules et l'étalonnage en énergie

Pendant les runs d'étalonnage, les télescopes ont été placés successivement dans l'hémisphère avant afin d'assurer une statistique suffisante et un pic de référence provenant de la réaction de diffusion élastique $H(n,p)$.

Avant de procéder à l'étalonnage en énergie des huit télescopes, nous avons identifié et séparé les différentes particules détectées à partir des cartes bidimensionnelles $\Delta E - \Delta E$ et $\Delta E - E$ obtenues avec chaque télescope. Un exemple est montré dans la figure 2.22 pour un télescope positionné à l'angle de 20° . Ces spectres ont été obtenus pendant un run de calibration avec la cible de CH_2 .

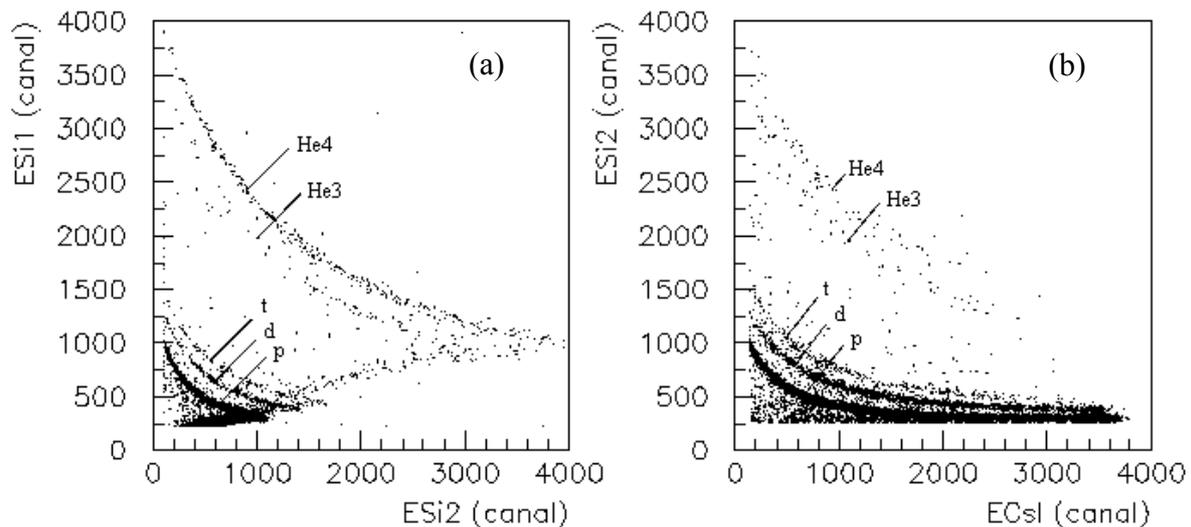


Fig. 2.22 Cartes bi-paramétriques obtenues pendant un run d'étalonnage avec un télescope MEDLEY à 20° .

Une bonne séparation des particules chargées est observée, permettant de distinguer les protons, deutons, tritons ($Z=1$), He-3 et He-4 ($Z=2$). Sur la figure 2.22(a) la branche supérieure correspond aux particules qui se sont arrêtés dans le deuxième étage silicium (Si2), alors que les événements correspondant aux particules plus énergétiques se situent sur la branche inférieure. Ce sont ces événements que l'on retrouve sur la figure 2.22(b) et qui s'arrêtent dans le CsI.

Le signal du premier détecteur silicium est converti en énergie en calculant les énergies correspondant aux points où les particules commencent à traverser le deuxième détecteur. Pour chaque type de particule, ces points se trouvent à l'extrémité gauche de chaque bande d'identification dans le spectre dans la figure 2.22(a). Les énergies correspondantes sont calculées en utilisant les épaisseurs de chaque détecteur données par le fabricant et les pertes en énergie dans le détecteur calculées avec le code SRIM [Zie03]. La correspondance canaux-énergie pour les détecteurs silicium est supposée être linéaire. La courbe d'étalonnage obtenue par un ajustement appliqué aux points expérimentaux est vérifiée avec le point supplémentaire calculé avec la source alpha (fig.2.23).

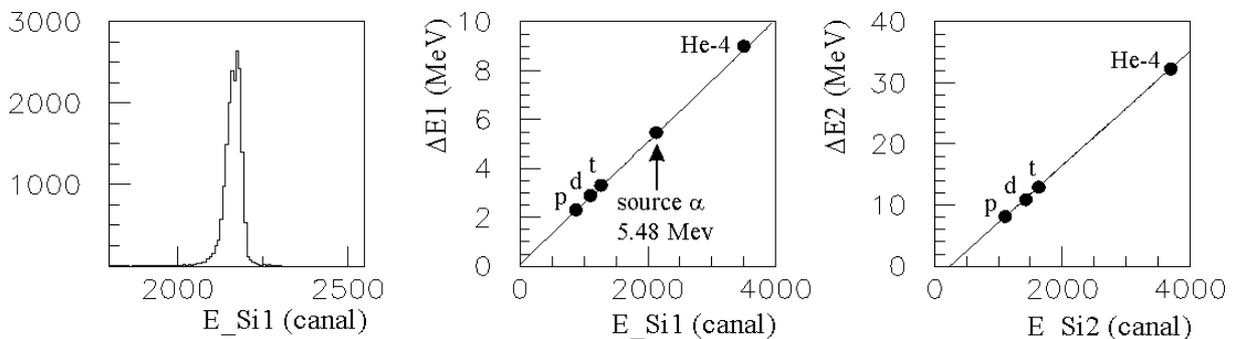


Fig. 2.23 Spectre obtenu avec la source alpha de 5.48 MeV et les courbes d'étalonnage pour les détecteurs silicium.

La même procédure est ensuite appliquée pour l'étalonnage du deuxième détecteur silicium. Dans ce cas les points de rebroussement pour chaque type de particule sont identifiés aux extrémités droites des bandes de la figure 2.22(a). Les courbes d'étalonnage obtenues pour les deux détecteurs silicium sont présentées pour un télescope de MEDLEY dans la figure 2.23. Les points utilisés pour la calibration sont aussi indiqués sur les figures.

La réponse des détecteurs CsI pour une énergie déposée n'est pas la même pour toutes les types des particules. La calibration dépend fortement du type de particule détectée. Par conséquent, l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI de chaque télescope MEDLEY est faite séparément pour chaque type de particule. La procédure d'étalonnage utilise l'information sur les pertes d'énergie des particules dans le deuxième détecteur silicium, et la corrélation observée entre ces pertes d'énergie et l'énergie résiduelle mesurée dans le CsI (carte bidimensionnelle de la figure 2.22(b)). En effet, connaissant la perte d'énergie d'une particule dans le deuxième détecteur silicium on peut en déduire à l'aide du code SRIM [Zie03] son énergie incidente. Les résultats de ces calculs sont montrés dans la figure 2.24 à gauche. L'énergie déposée dans le CsI est ensuite calculée comme étant cette énergie corrigée de la perte d'énergie dans le détecteur silicium.

La procédure est appliquée pour chaque type de particule identifiée dans les cartes bidimensionnelles. On obtient ainsi une représentation de l'énergie déposée en fonction du signal CsI pour chaque type de particule et pour tout le domaine énergétique (la partie droite de la figure 2.24). Les courbes d'étalonnage sont obtenues en appliquant un ajustement polynomial d'ordre 2 aux points expérimentaux obtenus pour les isotopes d'hydrogène. Dans

le cas des protons nous avons utilisé le point supplémentaire à haute énergie correspondant au pic de diffusion élastique $H(n,p)$ obtenu avec la cible de CH_2 . Un ajustement avec une fonction analytique établie dans la référence [Str90] et déjà utilisée pour ce genre de détecteur [Da00] permet une description correcte du signal des détecteurs CsI pour la détection des particules alpha. La fonction de réponse des détecteurs CsI pour les particules He_3 est très semblable à celle obtenue pour les tritons.

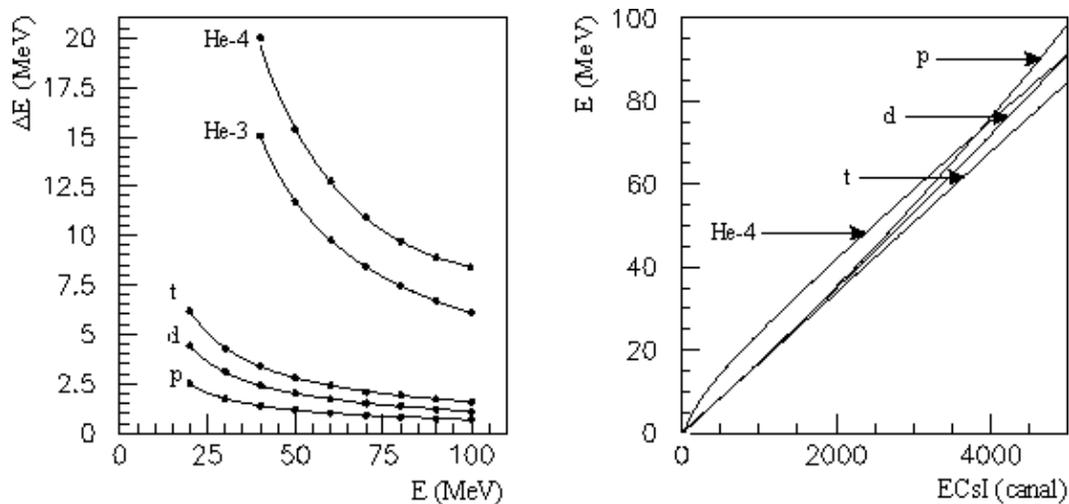


Fig. 2.24 Etalonnage en énergie des détecteurs CsI pour chaque type de particule.

2.2.2 Les spectres en énergie des particules

Pour chaque type de particule détectée, le spectre en énergie est obtenu en sommant la contribution des trois étages de chaque télescope. Des exemples de spectres obtenus avec la cible de plomb, pour le télescope positionné à 40° , sont présentés sur la figure 2.26. Le seuil en énergie atteint une valeur de 2-3 MeV pour les isotopes d'hydrogène et d'environ 10 MeV pour les particules He_3 et alpha. Ce seuil est imposé par l'épaisseur du premier silicium (fig.2.25). Dans le cas des cibles lourdes (plomb et fer), le taux de production des particules He_3 est négligeable par rapport au taux de production des particules alpha. On pourrait donc envisager de baisser le seuil à 3.5 MeV en considérant que toutes les particules qui s'arrêtent dans le premier étage de détection sont des particules alpha.

La résolution en énergie des télescopes a été mesurée et est de l'ordre de 2 MeV. Pour nos spectres, nous avons choisi une représentation avec un pas en énergie de 4 MeV, compte tenu de la faible statistique accumulée pendant l'expérience dans les spectres des particules chargées autres que les protons.

La sélection des événements associés aux neutrons de 96 MeV du faisceau incident est faite en suivant la procédure expliquée en détail dans la section concernant le dispositif SCANDAL. Le bruit de fond caractéristique du dispositif MEDLEY est important dans le cas de protons et provient des réactions induites par les neutrons du faisceau à l'entrée de la chambre à réaction. Dans le cas des autres particules chargées détectées la contribution du bruit de fond est beaucoup plus faible. Cette contribution est estimée en utilisant les événements enregistrés pendant des runs sans cible et est soustraite directement aux spectres après normalisation au même nombre des neutrons incidents et en tenant compte du temps mort de l'acquisition.

Comme dans le cas du dispositif SCANDAL, nous devons corriger ces spectres pour les pertes en énergie dans le système afin de retrouver l'énergie d'émission de la particule

dans la cible. Pour le dispositif MEDLEY, seules les pertes en énergie dans la cible de production sont à prendre en compte. Les corrections sont appliquées aux spectres en énergie événement par événement.

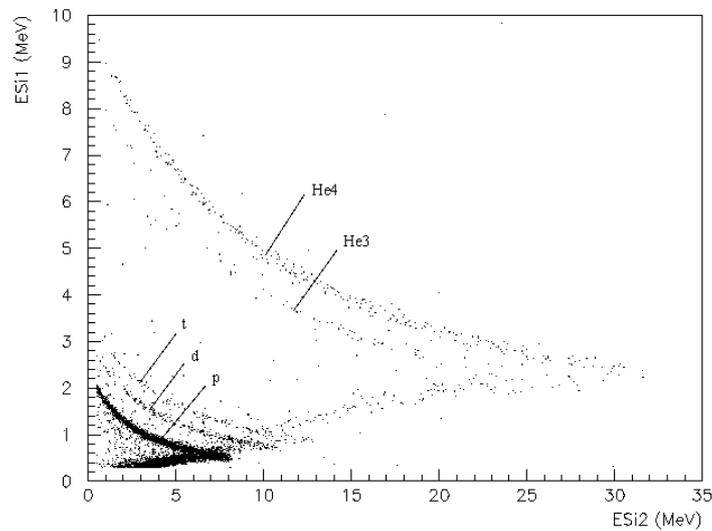


Fig. 2.25 Energie déposée dans chaque étage de silicium et les seuils de détection en énergie.

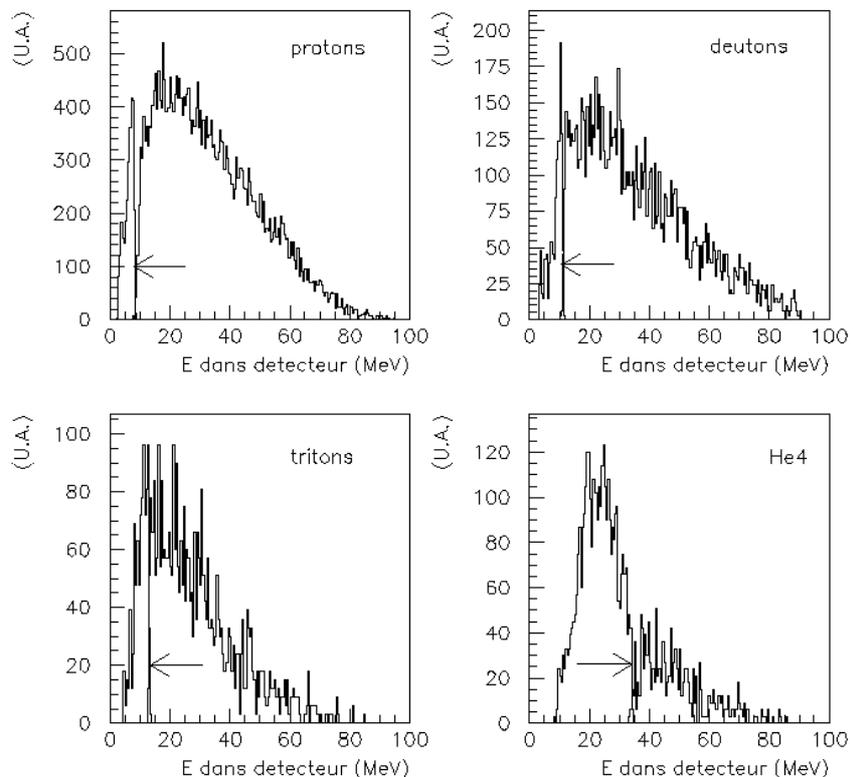


Fig. 2.26 Spectres en énergie déposée dans le télescope pour quatre types des particules détectées obtenus à 40° avec une cible de ^{nat}Pb . Les flèches indiquent la jonction entre les contributions des deux détecteurs, le deuxième étage silicium et le CsI. Aucune correction n'est appliquée aux spectres.

Les épaisseurs des cibles utilisées dans les expériences n'étant pas très grandes ($50\ \mu\text{m}$ pour les cibles de plomb et fer, $60\ \mu\text{m}$ pour la cible d'uranium), les corrections apportées aux spectres ne sont pas très importantes. Un exemple des corrections est donné dans la figure 2.27 dans le cas de la cible de plomb de $50\ \mu\text{m}$. Nous présentons uniquement les corrections dans le cas des particules alpha, les corrections pour les autres particules détectées étant beaucoup plus faibles. On peut observer que même pour ces particules les corrections maximales atteintes sont inférieures à $3.3\ \text{MeV}$, valeur obtenue pour une énergie d'émission dans la cible d'environ $12\ \text{MeV}$. La rupture de pente observée dans la figure correspond au fait que certaines des particules alpha produites à des énergies de $12\ \text{MeV}$ ne sortent pas de la cible.

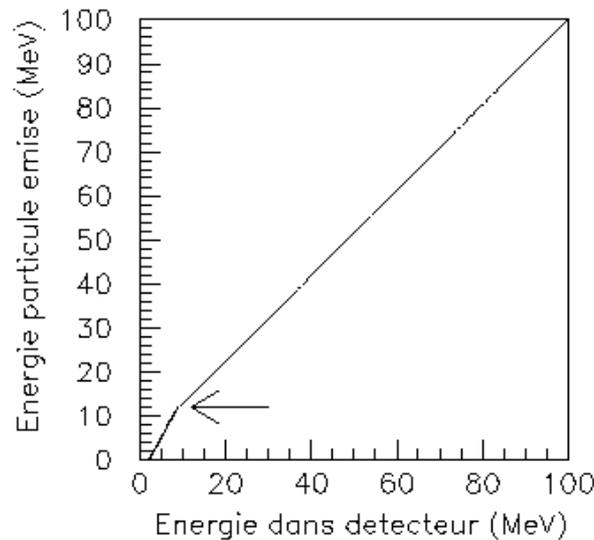


Fig. 2.27 Corrections des pertes en énergie dans la cible de plomb ($50\ \mu\text{m}$) pour les particules alpha. La flèche indique la rupture de pente.

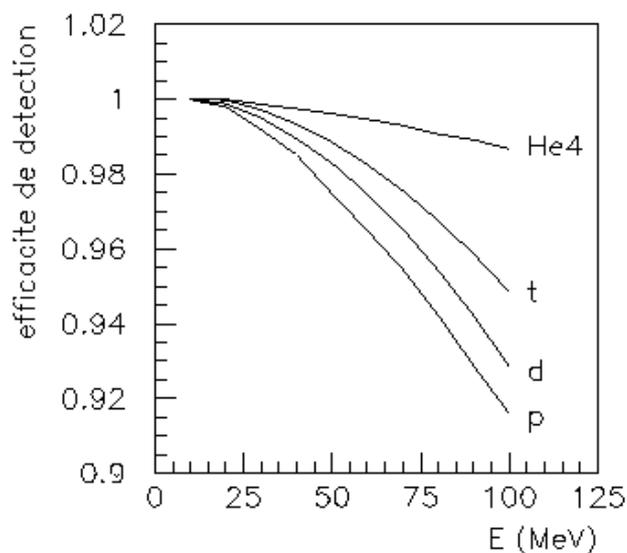


Fig. 2.28 Efficacité de détection des particules chargées dans un CsI en fonction d'énergie.

Enfin, les spectres en énergie doivent être corrigés de l'efficacité intrinsèque de détection des détecteurs CsI. La méthode a été expliquée en détail dans la section concernant le dispositif SCANDAL, où nous avons aussi présenté les résultats obtenus pour la détection des protons. Nous présentons (fig.2.28) les résultats obtenus pour les autres particules chargées détectées dans notre expérience. On observe que l'effet devient de moins en moins important pour les particules les plus lourdes, car elles ont un parcours plus court dans le cristal et donc une probabilité d'induire une réaction nucléaire sur ce parcours beaucoup plus faible. Les résultats obtenus pour les protons et présentés dans le paragraphe 2.1.5 sont montrés sur la même figure à titre de comparaison.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

La procédure d'analyse décrite dans le chapitre précédent nous a permis de déterminer les spectres en énergie d'émission des protons et des particules chargées légères dans les réactions qui font le sujet de notre étude. La détection des particules étant assurée pour plusieurs angles dans le domaine 20-160 degrés, nous disposons à ce stade de l'information sur le nombre des particules émises pour chaque pas en énergie et à chaque angle de détection. Ce chapitre est consacré aux calculs des observables pouvant être extraites des données enregistrées pendant les diverses campagnes de mesures:

- sections efficaces doublement différentielles
- distributions angulaires
- distributions en énergie
- sections efficaces totales

des particules chargées jusqu'à $Z=2$, produites dans des réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur trois cibles (${}^{nat}Fe, {}^{nat}Pb, {}^{nat}U$).

3.1 Le calcul des sections efficaces doublement différentielles

La section efficace doublement différentielle est calculée de façon classique à l'aide de l'équation (3.1)

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE} \right) (\theta, E) = \frac{N_e(\theta, E)}{\Delta\Omega(\theta) \cdot \Delta E} \cdot \frac{1}{n_c \cdot S_c \cdot N_p} \quad (3.1)$$

avec:

$N_e(\theta, E)$ le nombre de particules détectées à l'angle θ avec une énergie E .

$\Delta\Omega(\theta)$ l'angle solide associé à l'angle de détection θ .

ΔE le pas en énergie.

n_c le nombre de noyaux cible par cm^2 .

S_c la surface d'interaction.

N_p le nombre de projectiles par cm^2 .

Le problème majeur dans les réactions induites par des neutrons est la normalisation des sections efficaces. Le calcul des sections efficaces en valeur absolue en utilisant l'équation (3.1) nécessite la connaissance, avec une très bonne précision, du flux de neutrons incidents (le nombre de projectiles N_p). Les intensités des faisceaux de neutrons peuvent être calculées en utilisant la réaction de fission (moniteur NM décrit dans le chapitre 1). La précision obtenue dans le calcul de ces grandeurs atteint rarement des valeurs inférieures à 10%, ce qui génère des incertitudes très élevées pour les sections efficaces expérimentales. L'alternative à cette méthode est d'utiliser une procédure de normalisation qui permet de s'affranchir de la mesure absolue du flux des neutrons incidents. La méthode généralement employée consiste à normaliser les sections efficaces en faisant appel à une autre section efficace qui servira de référence. La réaction la plus souvent employée dans l'étude des réactions induites par des neutrons est la diffusion élastique $H(n,p)$. La section efficace décrivant cette réaction étant

bien connue dans le domaine d'énergie où nous avons travaillé est donc largement utilisée comme section efficace de référence. Ainsi, si on considère le nombre des protons de recul $N_H(\theta_H)$ émis à un angle donné θ_H , la distribution angulaire pour la réaction de diffusion élastique est calculée avec la formule:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_H(\theta_H) = \frac{N_H(\theta_H)}{\Delta\Omega(\theta_H)} \cdot \frac{1}{n_{cH} \cdot S_{cH} \cdot N_{pH}} \quad (3.2)$$

où les variables intervenant dans ce calcul ont la même signification que dans l'équation (3.1). L'indice H a été ajouté afin de préciser qu'il s'agit de la réaction de diffusion élastique $H(n,p)$. La section efficace doublement différentielle pour la réaction à étudier sur une cible donnée peut se calculer par normalisation à la section efficace élastique $H(n,p)$. Cette opération se réduit au rapport des équations (3.1) et (3.2):

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}\right)(\theta, E) = \frac{1}{\Delta E} \cdot \frac{N_e(\theta, E)}{N_H(\theta_H)} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_H(\theta_H) \cdot \frac{\Delta\Omega(\theta_H)}{\Delta\Omega(\theta)} \cdot \frac{n_{cH}}{n_c} \cdot \frac{S_{cH}}{S_c} \cdot \frac{N_{pH}}{N_p} \quad (3.3)$$

Cette procédure est utilisée couramment dans l'étude des réactions induites par des neutrons [Ker02], [Sly95]. Les grandeurs physiques qui interviennent dans l'équation (3.3) (nombres de noyaux cible, surfaces d'interaction) peuvent être calculées facilement. Les angles solides sont déterminés par des simulations MONTE CARLO décrites dans le chapitre 2, en utilisant le code GEANT qui prend en compte la géométrie de la cible d'émission et du dispositif de détection. Les erreurs affectant les valeurs des angles solides ainsi calculées sont de l'ordre de 0.75%.

Pour les données obtenues avec le dispositif SCANDAL, l'utilisation de la multicible nous a permis de réaliser une mesure simultanée des deux processus. Dans ce cas, la connaissance du flux de neutron n'est pas nécessaire puisque $N_{pH} = N_p$. De plus, cette méthode nous permet de nous affranchir des problèmes d'efficacité de détection et des corrections de temps mort. En outre, la mesure de la section efficace élastique $H(n,p)$ nous permet de calibrer les moniteurs neutrons et protons (cage de Faraday) utilisés dans l'expérience. La stabilité du rapport de ces deux moniteurs a été contrôlée tout au long des prises de données (chapitre 1, fig. 1.2). De ce fait, l'utilisation du moniteur protons nous a paru préférable à celle du moniteur neutrons qui avait un taux de comptage faible.

Pour les données obtenues avec MEDLEY, des prises de données ont été réalisées avec une cible de CH_2 et nous ont permis de mesurer correctement la section efficace élastique $H(n,p)$ avec le télescope placé à 20° et ainsi d'évaluer les sections efficaces doublement différentielles en utilisant la relation 3.3. Nous avons vérifié la cohérence de la mesure de la section efficace élastique $H(n,p)$ et des données obtenues avec les moniteurs.

La détermination de la section efficace de diffusion élastique $H(n,p)$ est un point essentiel dans notre procédure de calcul des sections efficaces doublement différentielles. L'incertitude associée à cette grandeur va donc beaucoup influencer sur l'incertitude des sections efficaces calculées.

3.1.1 La section efficace de diffusion élastique np à 96 MeV

Cette réaction a été l'objet de nombreuses études aussi bien sur le plan expérimental que théorique et phénoménologique. De ce fait, les valeurs des sections efficaces totales et différentielles sont des bien connues dans le domaine d'énergie où nous avons travaillé.

3.1.1.1 La paramétrisation de Binstock

Une paramétrisation de la section efficace totale et de la section efficace différentielle en angle (relations 3.4 et 3.5) a été réalisée par Binstock [Bin74] dans le domaine d'énergie 20-200 MeV.

$$\sigma_{tot}(mb) = -28.6 + \frac{90.7053 \cdot T_0^{-1.0826}}{1 - 0.112 \cdot T_0^{5.7481}} \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{CM}(\theta) = \frac{1 + B \cdot x + C \cdot x^2 + D \cdot x^3 + E \cdot x^{16} + F \cdot x^{17}}{1 + C/3 + E/17} \cdot \frac{\sigma_{tot}(mb)}{4 \cdot \pi}$$

avec:

$$B = -0.0377 - \frac{1.4286 \cdot T_0^{5.6380}}{1 + 2.2781 \cdot T_0^{5.4698}}$$

$$C = +0.0 + \frac{2.4774 \cdot T_0^{2.2733}}{1 + 0.5168 \cdot T_0^{3.8209}}$$

$$D = -0.032 + \frac{2.4322 \cdot T_0^{5.2392}}{1 + 2.5481 \cdot T_0^{3.9334}} \quad (3.5)$$

$$E = +0.0 + \frac{1.4284 \cdot T_0^{2.8926}}{1 + 0.3376 \cdot T_0^{4.8708}}$$

$$F = +0.0 - \frac{0.6358 \cdot T_0^{2.9136}}{1 + 0.6477 \cdot T_0^{4.9084}}$$

où θ représente l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse, $x = \cos(\theta)$, $T_0 = T/100$, avec T l'énergie du neutron incident. La dépendance en énergie de la section efficace totale est présentée dans la figure 3.1 ainsi que la section efficace différentielle calculée à $T=96$ MeV.

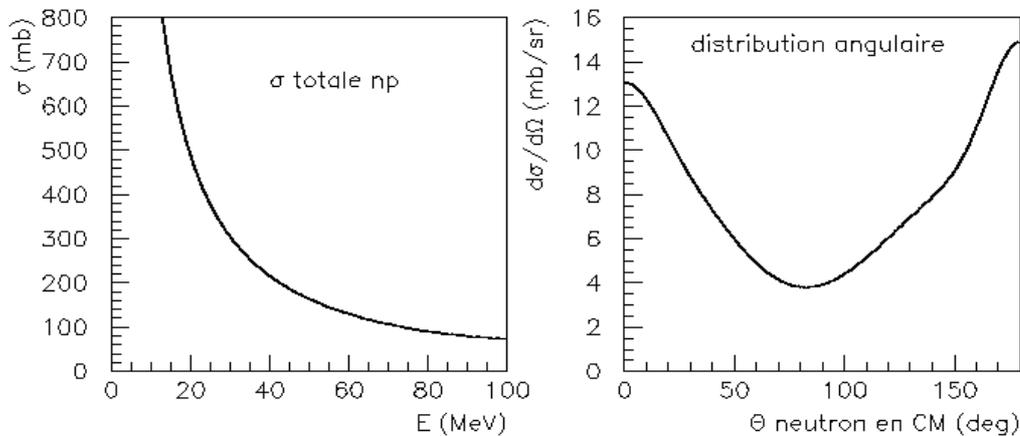


Fig. 3.1 Réaction de diffusion élastique dans la paramétrisation de Binstock.

Les résultats des paramétrisations sont utilisés en général dans des situations particulières où on ne dispose pas des valeurs expérimentales. Ce n'est pas le cas à 96 MeV, des mesures ont été réalisées ces dernières années à Uppsala [Rah01] avec divers dispositifs.

3.1.1.2 Mesures de la section efficace différentielle de diffusion élastique np avec SCANDAL

L'utilisation simultanée d'une cible de carbone et de CH_2 dans la multicible du dispositif SCANDAL, nous a permis de mesurer avec une bonne résolution angulaire les spectres en énergie des protons produits dans l'interaction $H(n,p)$ après correction des pertes d'énergie et soustraction du bruit de fond (chapitre 2). Le seuil en énergie de 35 MeV limite de ce fait les mesures au domaine angulaire $10\text{-}50^\circ$. La section efficace différentielle est calculée pour neuf angles à l'aide de la relation (3.2) en utilisant l'information du moniteur neutron calibré lors de précédentes expériences. Les sections efficaces dans le centre de masse sont déduites des relations suivantes:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_H^{CM}(\theta_H^{CM}) &= \frac{1}{4 \cdot \cos(\theta_H)} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_H(\theta_H) \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n^{CM}(\theta_n^{CM}) &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_H(\pi - \theta_H^{CM}) \end{aligned} \quad (3.6)$$

où l'indice H fait référence à l'émission des protons et n à l'émission des neutrons. CM indique le calcul de la distribution angulaire dans le système de centre de masse. Les résultats sont présentés sur la figure 3.2. Les incertitudes associées aux différentes valeurs comprennent:

- les erreurs statistiques (typiquement dans le domaine 1.5–2.8%)
- les erreurs systématiques spécifiques à la technique expérimentale utilisée [Klu02].

Celles ci sont typiquement de l'ordre de 3% avec les contributions les plus importantes provenant de la soustraction de la contribution du carbone (2%), de l'intégration du spectre (1.5%), de la sélection des événements correspondant aux neutrons de 96 MeV du faisceau incident (1.5%).

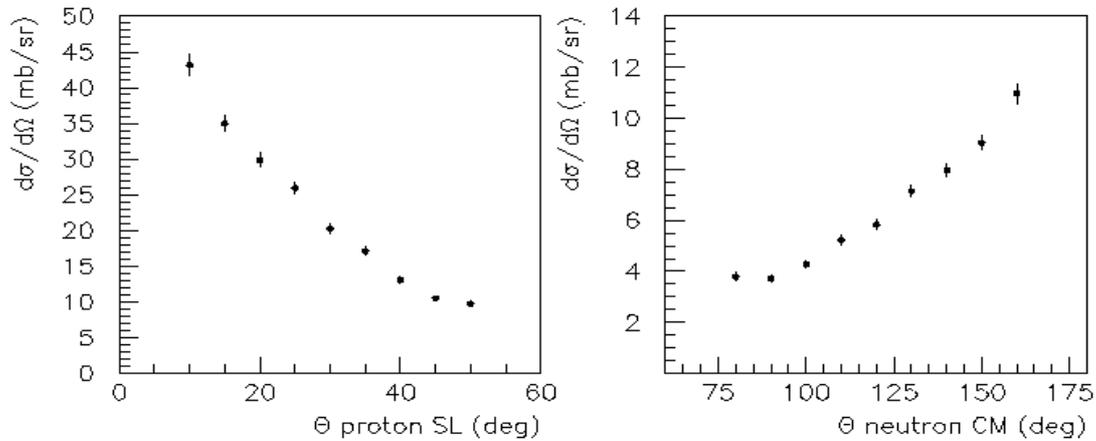


Fig. 3.2 Distribution angulaire pour l'émission des protons dans le système de laboratoire (à gauche) et des neutrons dans le centre de masse (à droite) dans la réaction de diffusion élastique np à 96 MeV mesurée avec SCANDAL.

La section efficace de diffusion élastique à 96 MeV a été récemment mesurée à Uppsala [Rah01] en utilisant le même faisceau de neutrons que dans nos expériences. Un autre dispositif de détection a été utilisé, il a permis la mesure de la section efficace dans un domaine angulaire plus important et pour des angles d'émission des neutrons dans le centre de masse plus proche de 180 degrés (0 degrés pour les protons dans le système du laboratoire). Ceci a permis l'utilisation d'une technique de normalisation plus complexe et plus précise. Les erreurs statistiques et systématiques affectant la section efficace différentielle mesurée dans ce travail sont très faibles, une incertitude globale de 2% étant assumée. Une valeur de 77.74 ± 0.89 mb de la section efficace totale a été extraite de ces données.

La comparaison avec les résultats de nos mesures est présentée dans la figure 3.3. Les deux distributions angulaires expérimentales sont aussi comparées avec le résultat de la paramétrisation de Binstock (paragraphe 3.1.1.1). Un bon accord est observé entre les distributions mesurées, les incertitudes sur les valeurs de la section efficace étant plus importantes dans notre cas. Un bon accord est aussi trouvé dans la comparaison avec les résultats de la paramétrisation de Binstock dans le domaine angulaire couvert par l'expérience.

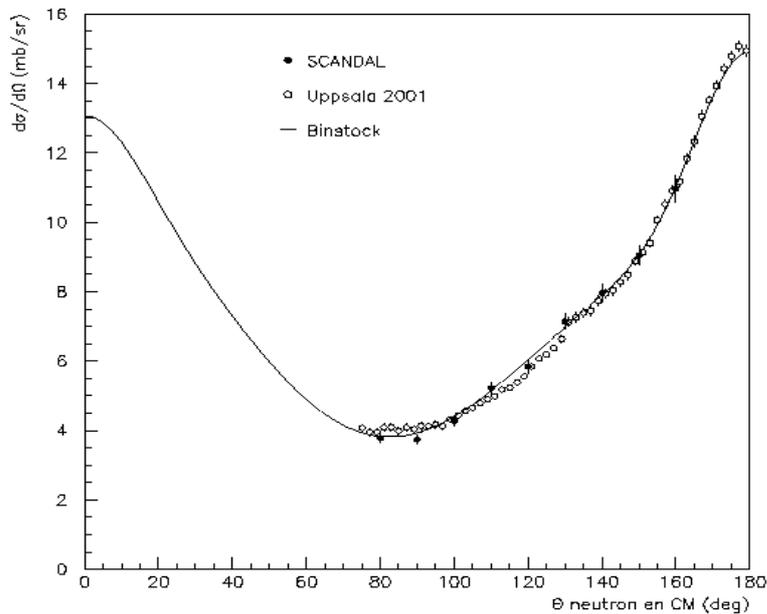


Fig. 3.3 Comparaison des résultats de nos mesures (points) avec les données expérimentales de la référence [Rah01] (cercles vides) et la distribution angulaire calculée en utilisant la paramétrisation de Binstock (trait continu).

3.1.2 Normalisation des sections efficaces

Grâce aux valeurs expérimentales récentes publiées dans la référence [Rah01], nous disposons des valeurs très précises de la section efficace de référence np à l'énergie utilisée dans nos expériences. Ce sont donc les valeurs de la section efficace np de cette référence qui seront utilisées dans ce travail pour calculer les sections efficaces doublement différentielles avec la relation (3.3).

Ceci nous permet de réduire les incertitudes dans le calcul des sections efficaces doublement différentielles. En effet, en estimant les erreurs sur les nombres de noyaux cible à 2%, sur les angles solides calculés par des simulations à 0.75%, sur le rapport de flux des neutrons incidents à 2% et sur le nombre de protons de recul $N_H(\theta_H)$ à 3.7%, l'erreur

systematique sur la section efficace doublement différentielle s'élève à 5.1%, en considérant une incertitude sur la section efficace de diffusion élastique np de 2%, en accord avec la référence [Rah01].

3.2 Présentation des résultats

Les sections efficaces doublement différentielles de production des protons et des particules chargées légères ont été calculées en utilisant la procédure décrite dans la section précédente pour chacune des cibles étudiées avec un pas en énergie ΔE de 4 MeV. Cette valeur a été imposée par la résolution en énergie des systèmes de détection et par la faible statistique accumulée, notamment pour les particules chargées complexes.

Le seuil en énergie des spectres de protons mesurés avec SCANDAL est de 36 MeV. Dans le cas du dispositif MEDLEY le domaine en énergie est plus important, avec des seuils de 4 MeV pour les isotopes de l'hydrogène et de 12 MeV pour les He3 et les particules alpha. Dans le cas particulier des particules alpha, la limite inférieure du spectre peut être diminuée et amenée à une valeur de 8 MeV en sélectionnant les particules qui sont arrêtées dans le premier étage de détection et en considérant que ces particules sont en majorité des particules alpha (chapitre 2). Cette opération n'a pas été possible aux angles 60 et 120 degrés à cause d'un fonctionnement défectueux du premier étage silicium des télescopes positionnés à ces angles.

En général, la distribution angulaire a pu être déterminée pour toutes les particules sur tout le domaine angulaire couvert par l'expérience allant de 20 à 160 degrés. Une exception sera notée dans le cas des réactions $^{nat}U(n, Xd)$ et $^{nat}U(n, Xt)$ où la section efficace a été mesurée dans le domaine 20–120 et 20–140 degrés respectivement. Pour les angles plus en arrière, le taux de production faible et la contribution très importante du bruit du fond dans ces télescopes n'a pas permis d'extraire les spectres en énergie.

Pour la cible d'uranium, seules les données obtenues avec le dispositif MEDLEY sont disponibles. L'expérience initiale avec les deux dispositifs a fourni une statistique insuffisante à cause de la très faible intensité du faisceau de neutrons. Une seconde expérience a été réalisée avec uniquement MEDLEY, le dispositif SCANDAL étant utilisé pour une autre expérience.

Les sections efficaces de production des particules He3 émises dans les réactions avec les cibles lourdes (^{nat}Pb et ^{nat}U) n'ont pas pu être mesurées, malgré un temps long d'accumulation des données. Ce fait est lié au taux de production très faible de ces particules dans ce genre de réaction. Par contre ces sections efficaces de production ont pu être mesurées pour la réaction avec la cible légère de ^{nat}Fe .

3.2.1 Les distributions doublement différentielles

Dans la première partie, nous allons présenter les sections efficaces doublement différentielles expérimentales de production des protons, obtenues avec deux cibles parmi les trois étudiées (^{nat}Fe et ^{nat}Pb dans les figures 3.4, et 3.5). Les résultats obtenus avec la cible de ^{nat}U pour la production des protons et aussi des particules chargées légères étant similaires à ceux obtenus avec la cible de ^{nat}Pb , sont données dans l'Annexe.

Les erreurs présentées dans ces figures comprennent uniquement les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques affectant les données sont de l'ordre de 5.1%, en accord avec l'estimation de la section 3.1.

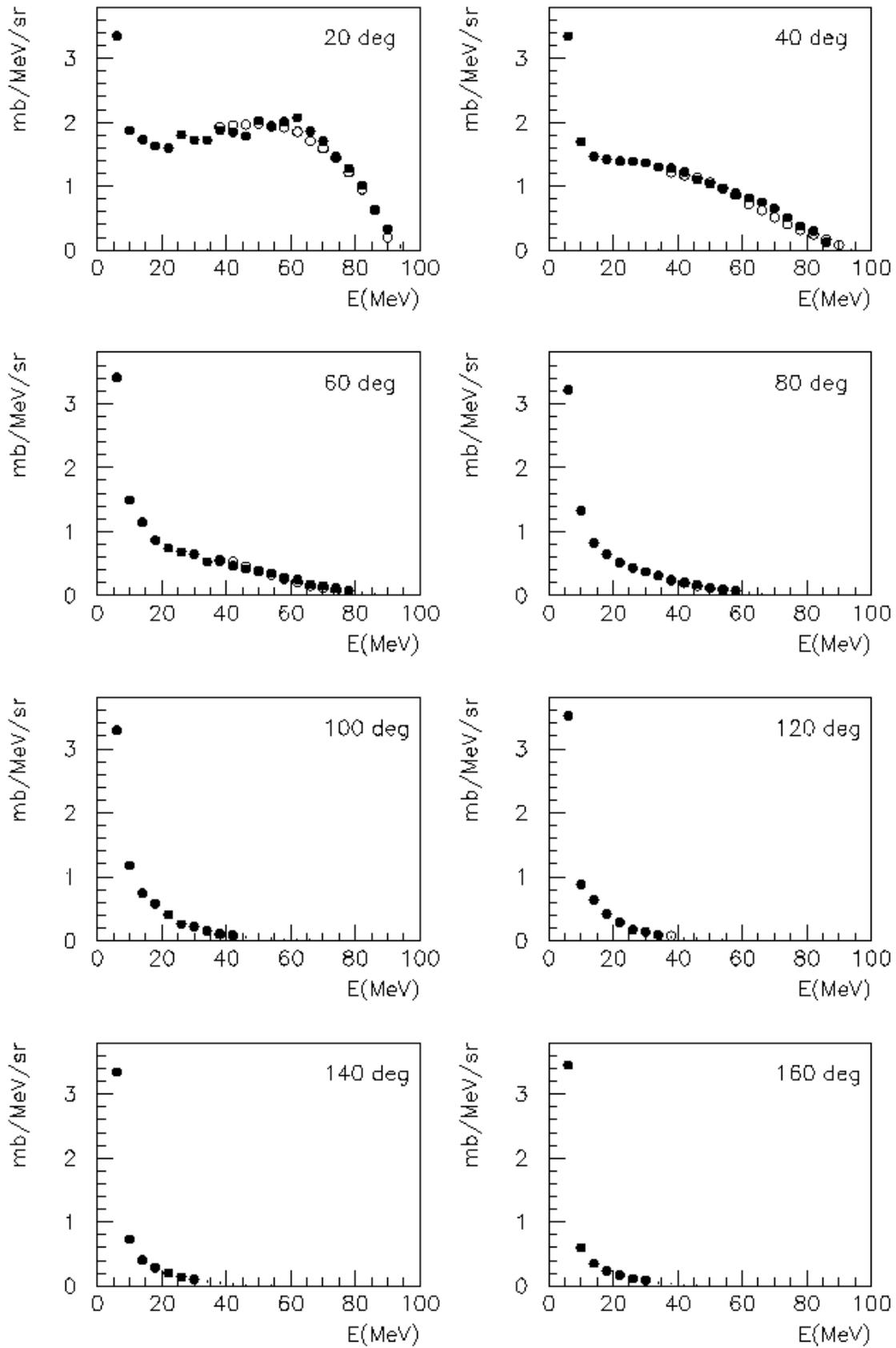


Fig. 3.4 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{nat}\text{Fe}(n, Xp)$ à 96 MeV. Résultats obtenus avec les dispositifs MEDLEY (cercles pleins) et SCANDAL (cercles vides).

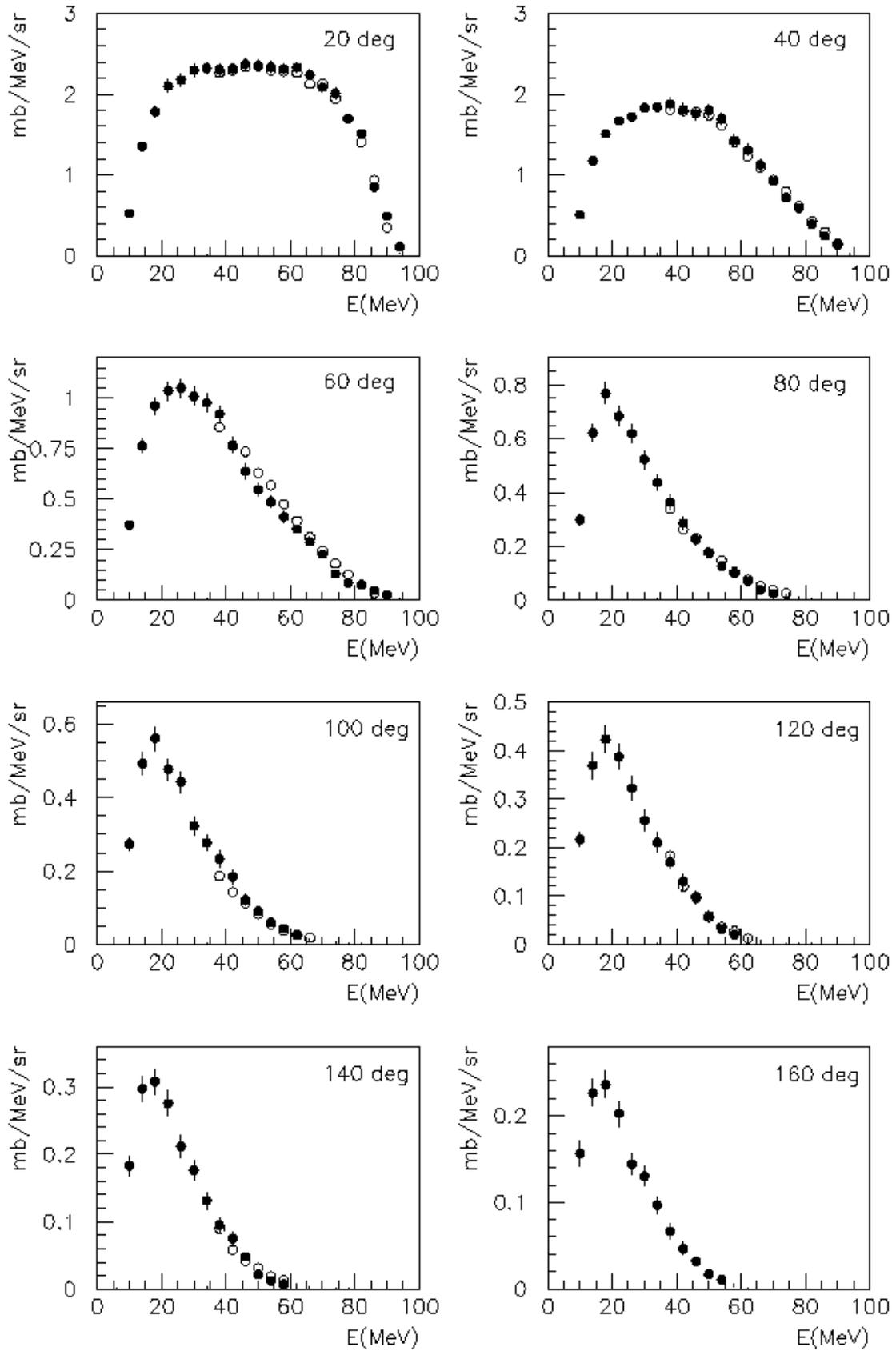


Fig. 3.5 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(n, Xp)$ à 96 MeV . Résultats obtenus avec les dispositifs MEDLEY (cercles pleins) et SCANDAL (cercles vides).

Dans le domaine de recouvrement en énergie, un très bon accord est observé entre les résultats obtenus avec les deux dispositifs de mesure aussi bien pour la cible de fer que pour la cible de plomb. Cet accord valide les estimations que nous avons faites sur les incertitudes systématiques. Le fait que la résolution angulaire de MEDLEY (environ 5 degrés) soit moins bonne que celle de SCANDAL (1 degré) ne semble pas affecter la qualité des résultats. Ceci suggère une faible dépendance angulaire de la section efficace.

Un bon accord est aussi trouvé en comparant nos valeurs de sections efficaces obtenues à 20 degrés avec celles obtenues dans une autre expérience à Uppsala [Rin97]. Dans ce travail les protons ont été détectés en utilisant un spectromètre magnétique (LISA) dans le domaine 60–96 MeV. La comparaison des résultats obtenus dans les deux expériences est présentée dans la figure 3.6. L'accord, satisfaisant dans la limite des erreurs expérimentales, entre les deux expériences confirme le bas niveau des incertitudes systématiques. Nous devons préciser que les données obtenues avec LISA [Rin97] sont affectées d'erreurs systématiques sensiblement plus élevées que dans notre cas, car l'incertitude sur la section efficace de référence np utilisée pour la normalisation dans ce travail est de l'ordre de 4% (2% dans notre estimation).

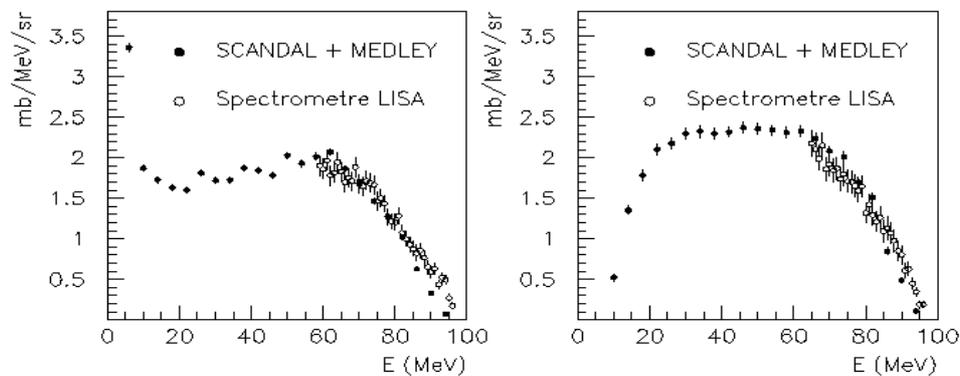


Fig. 3.6 Comparaison des résultats obtenus à 20 degrés dans notre travail pour les réactions $^{nat}Fe(n, Xp)$ (figure de gauche) et $^{nat}Pb(n, Xp)$ (à droite) avec les données de la référence [Rin97].

D'une façon générale, les distributions obtenues avec la cible de ^{nat}Fe présentent deux contributions: l'une piquée à basse énergie et indépendante au premier ordre de l'angle de détection peut être attribuée au processus isotrope d'évaporation, l'autre correspondant à des énergies supérieures à 15 MeV est fortement dépendante de l'angle, ce qui indique une mémoire de la voie d'entrée. Pour les cibles lourdes ($^{nat}Pb, ^{nat}U$), seule cette dernière composante est observée. La suppression de la composante dite évaporative peut être attribuée à la hauteur de la barrière coulombienne. La composante «haute énergie» croît avec la masse de la cible quelque soit l'angle de production.

Les résultats obtenus pour les particules chargées légères, deutons, tritons, He3 et He4 avec les cibles ^{nat}Fe et ^{nat}Pb sont présentés dans les figures 3.7–3.13 avec les erreurs statistiques associées. Les valeurs obtenues avec la cible d'uranium sont données dans l'annexe. Une situation particulière est à signaler pour les valeurs de la distribution correspondant à des énergies inférieures à 10 MeV dans le cas des particules alpha. L'incertitude sur ces valeurs est plus élevée, de l'ordre de 10% compte tenu de la contamination en particules He3 dans cette région d'énergie. Dans tous les autres cas, l'erreur systématique est de l'ordre de 5%.

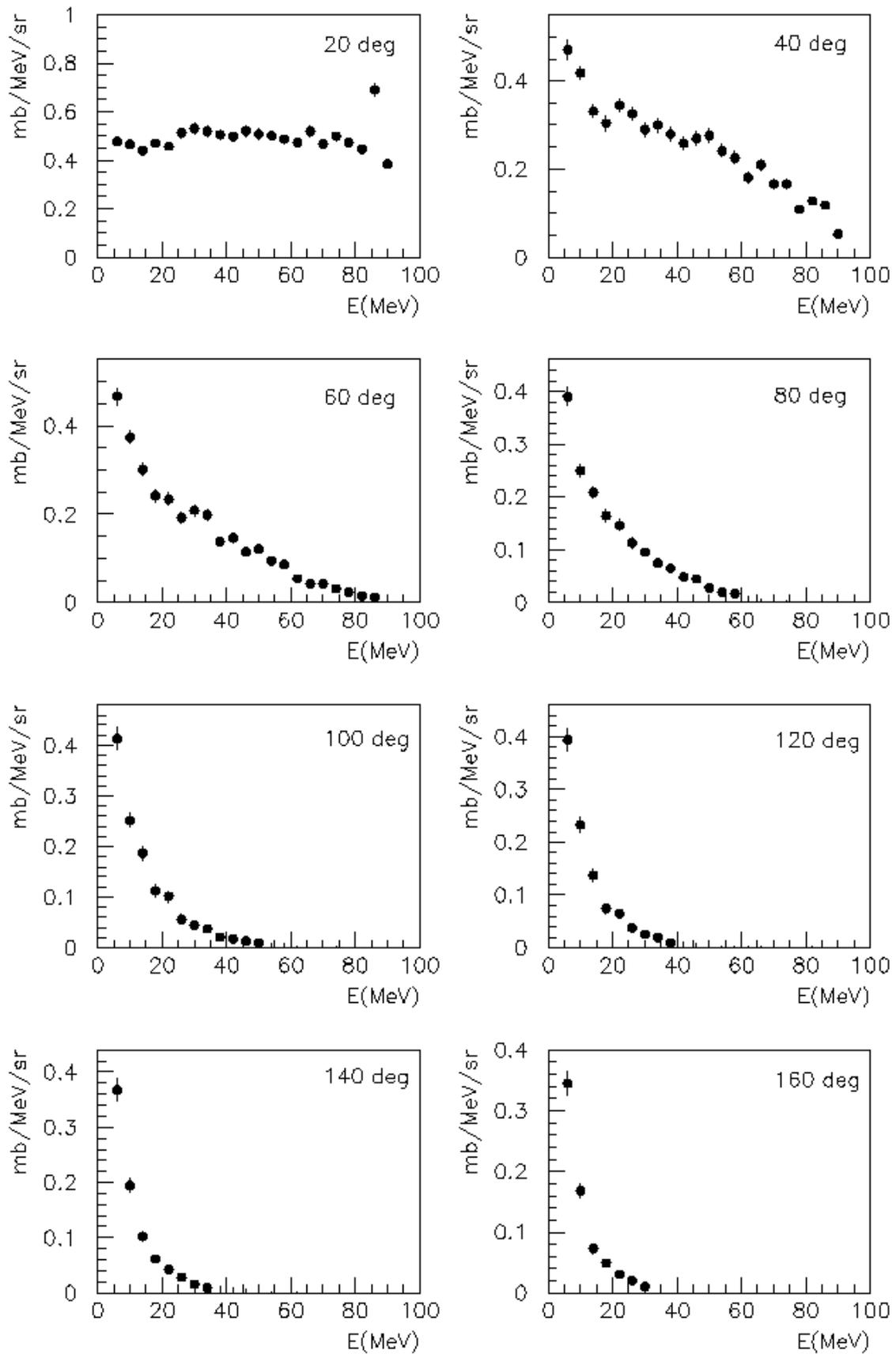


Fig. 3.7 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{nat}\text{Fe}(n, Xd)$ à 96 MeV.

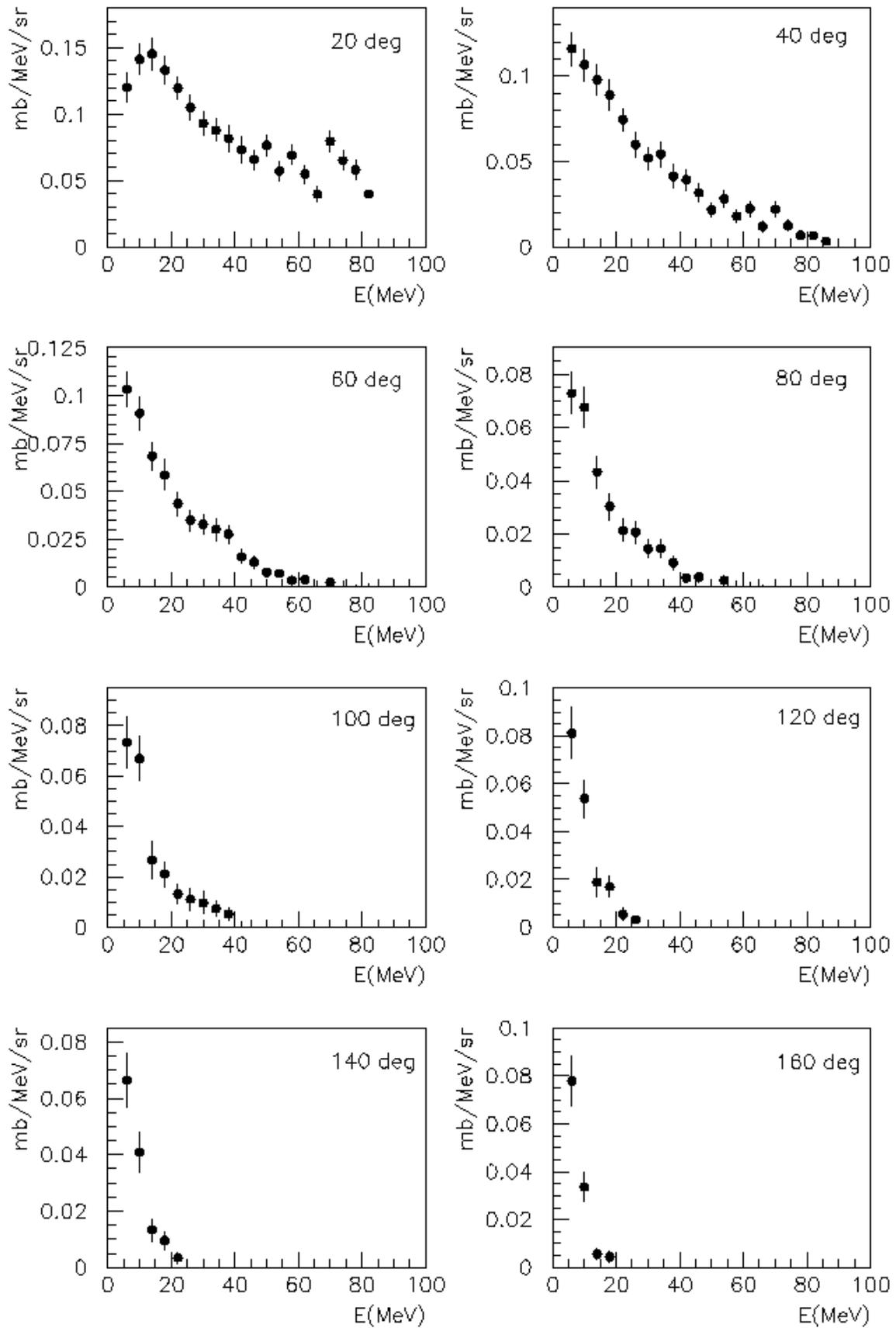


Fig. 3.8 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction ${}^{nat}\text{Fe}(n, X_t)$ à 96 MeV.

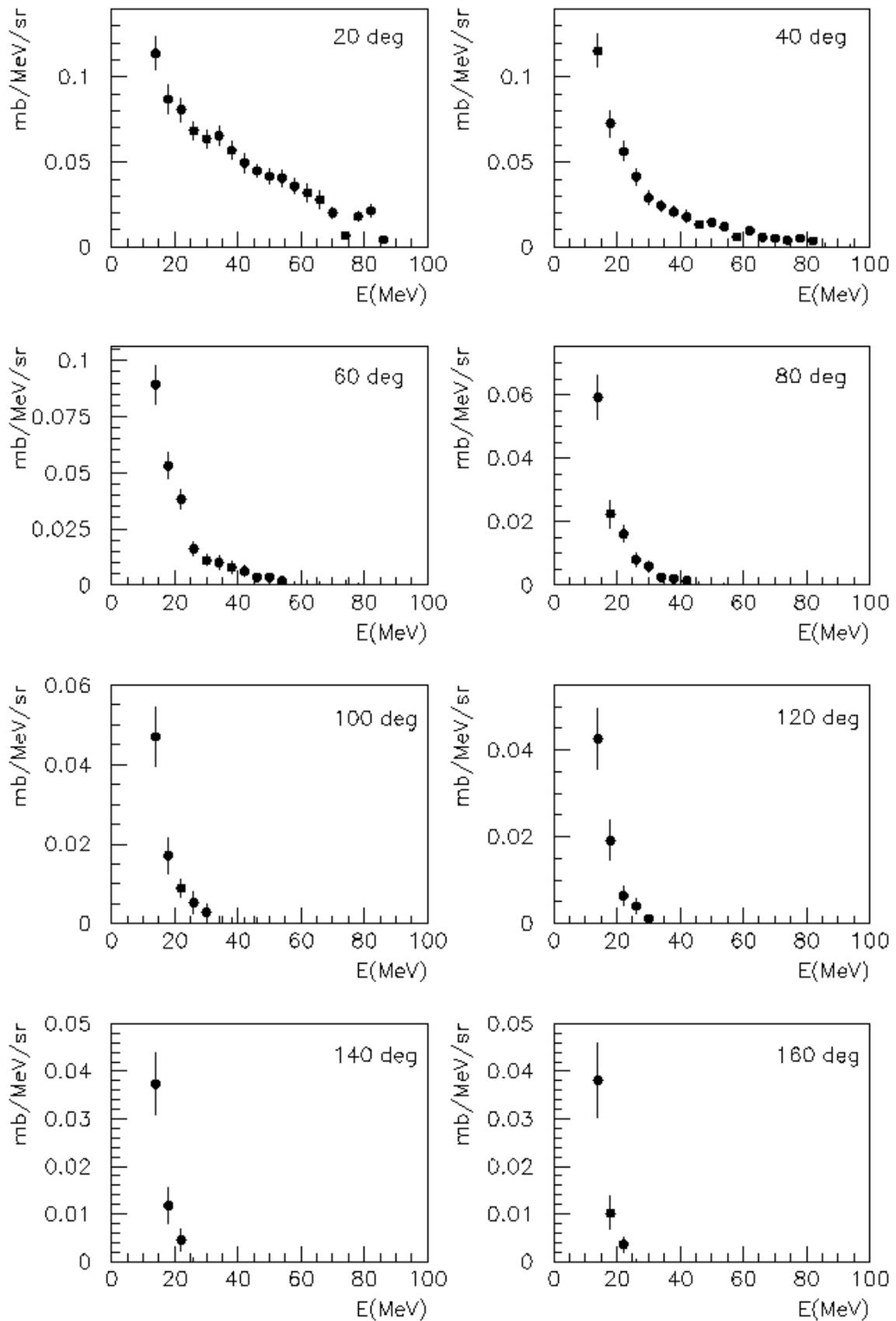


Fig. 3.9 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{nat}Fe(n, XHe3)$ à 96 MeV.

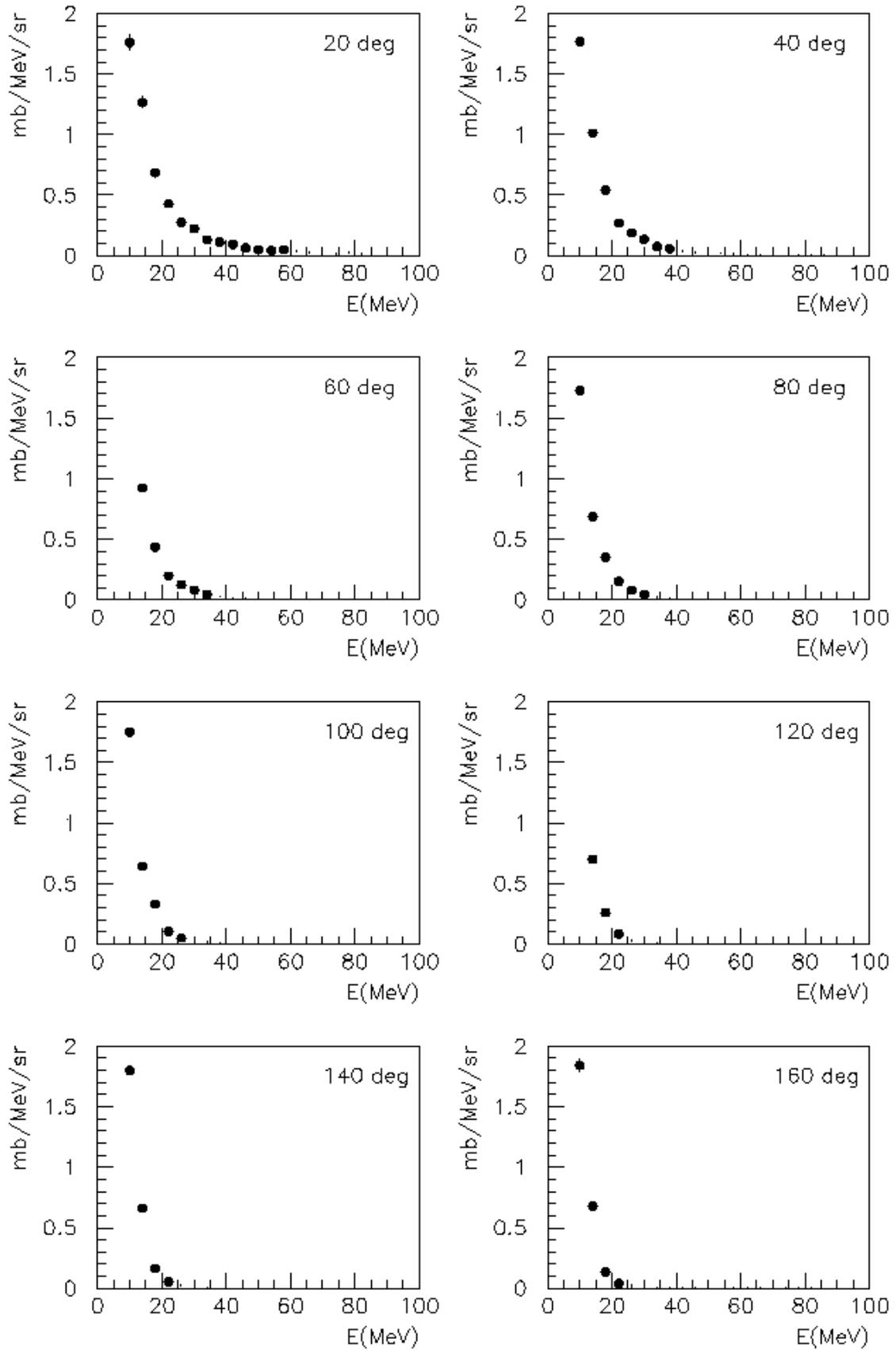


Fig. 3.10 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction ${}^{nat}\text{Fe}(n, X\text{He}4)$ à 96 MeV.

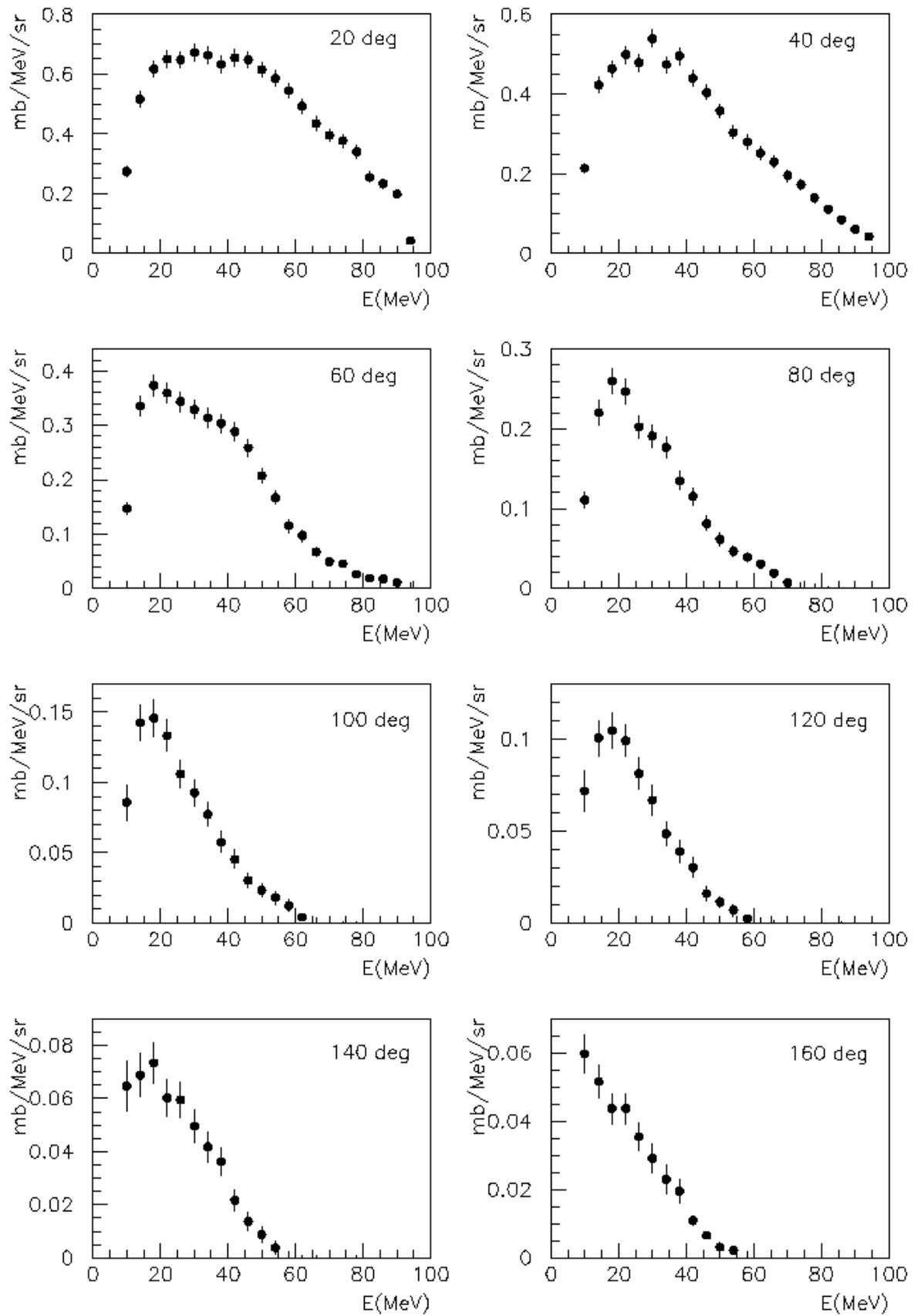


Fig. 3.11 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{nat}\text{Pb}(n, Xd)$ à 96 MeV.

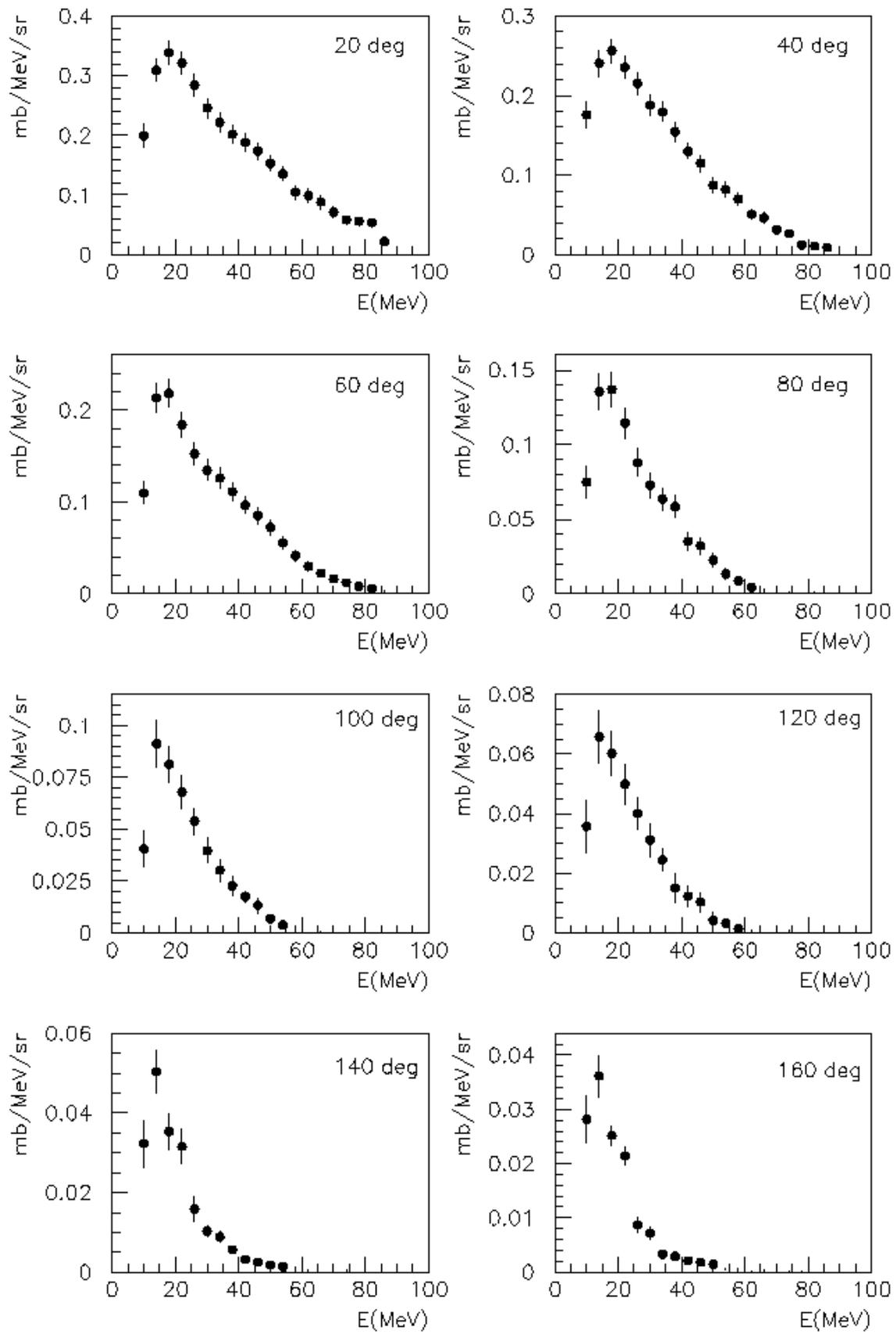


Fig. 3.12 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(n, X_t)$ à 96 MeV.

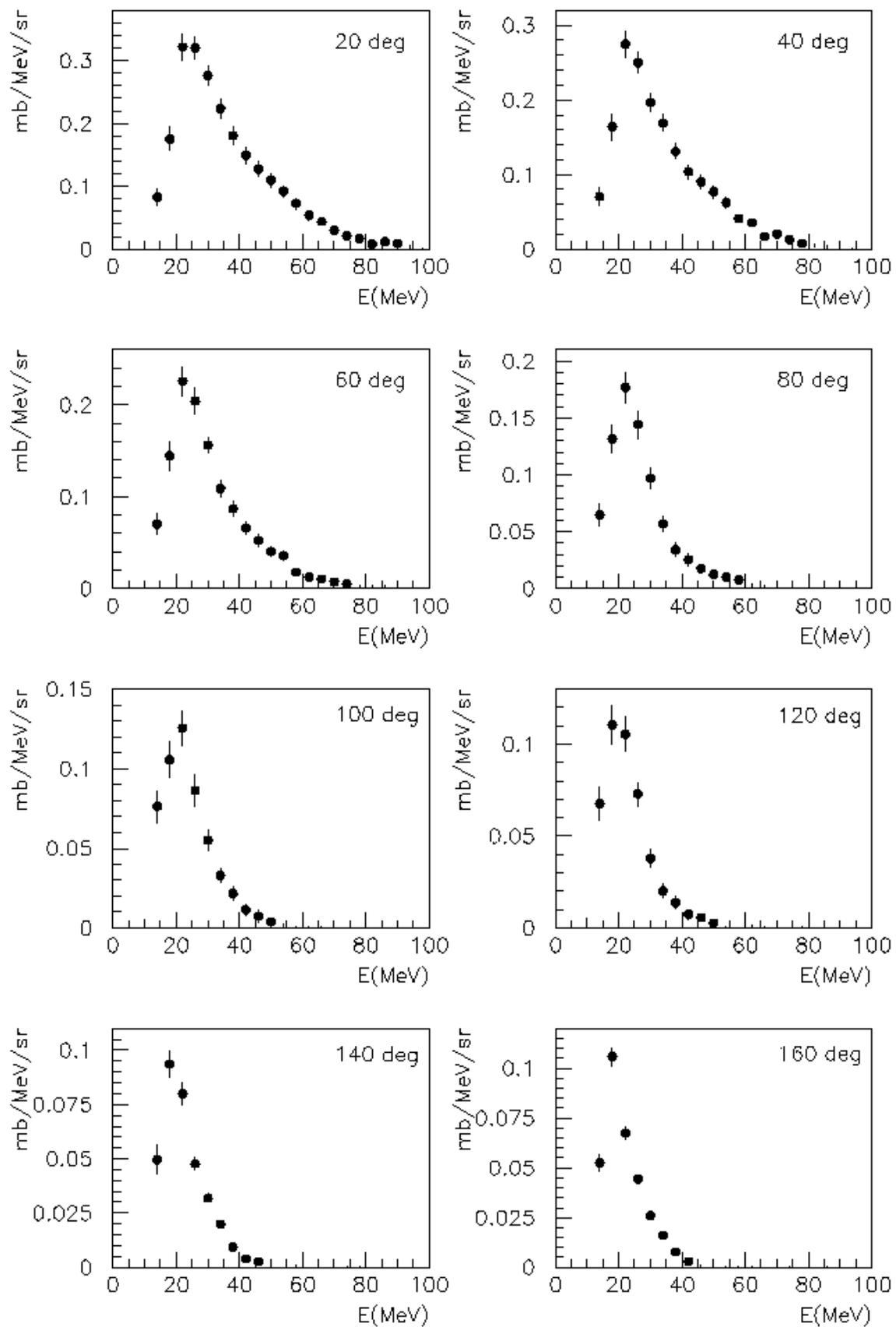


Fig. 3.13 Sections efficaces doublement différentielles pour la réaction ${}^{nat}\text{Pb}(n, X\text{He}4)$ à 96 MeV.

Qualitativement, la comparaison des résultats montre que la production de protons est dominante. Pour les autres particules légères, les observations que nous avons faites sur les protons restent valables:

- composante dite évaporative observée uniquement avec la cible de ^{nat}Fe
- composante «haute énergie» faiblement dépendante de la masse de la cible

Il faut rajouter pour les cibles lourdes une production de particules He3 extrêmement faible (non mesurable) comparée à celle observée avec la cible de ^{nat}Fe .

Une analyse plus détaillée nécessite un traitement de ces sections efficaces doublement différentielles afin d'extraire la dépendance angulaire de la section efficace intégrée sur tout le domaine en énergie ou par bande en énergie ainsi que la dépendance en fonction de l'énergie de la section efficace intégrée sur tout l'espace. Ce travail va être présenté dans le prochain paragraphe.

3.2.2 Les distributions angulaires, les distributions en énergie et les sections efficaces totales de production

Les distributions angulaires sont obtenues à partir des distributions doublement différentielles simplement par intégration sur le domaine en énergie mesuré (relation 3.7):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}\right)(\theta, E) \cdot dE \quad (3.7)$$

Les limites inférieures du domaine d'intégration sont de 4 MeV pour les isotopes de l'hydrogène et de 12 MeV pour les particules He3 et He4. Les résultats obtenus pour toutes les réactions étudiées et pour toutes les particules émises sont présentés dans la figure 3.14.

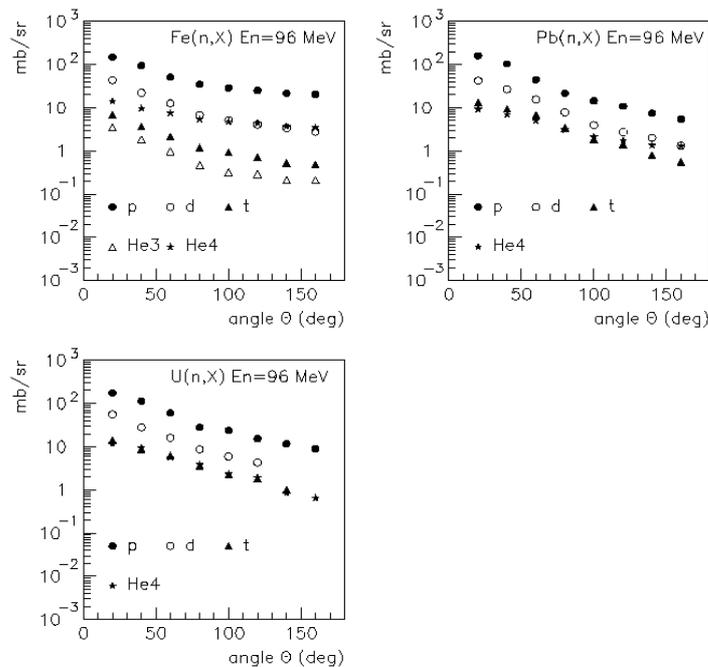


Fig. 3.14 Distributions angulaires obtenues par intégration sur tout le domaine en énergie. Les erreurs statistiques sont inférieures à la taille des points.

L'effet constaté antérieurement de diminution de la probabilité d'émission en fonction de l'angle est évident dans les distributions angulaires. Avec les cibles lourdes, cette probabilité varie exponentiellement avec l'angle et le comportement est identique quelque soit la particule produite. Le taux de production des tritons est du même ordre de grandeur que celui des particules alpha. Pour la cible de fer, l'évolution est similaire avec cependant un changement de pente aux angles de 100° . Les taux de production des particules sont différents de ceux observés avec les cibles de plomb et d'uranium. Ceci suggère l'existence de plusieurs mécanismes de réaction ayant des contributions différentes suivant la nature de la cible.

Une étude plus approfondie est possible si, au lieu d'intégrer sur tout le domaine en énergie, on regarde le comportement de la distribution angulaire par pas d'énergie, en l'occurrence 4 MeV dans notre étude. Nous présentons dans les figures 3.15 et 3.16 les distributions angulaires déterminées pour quelques domaines d'énergie d'émission représentatives obtenues avec les cibles de fer et de plomb. Pour la cible de ^{nat}Fe (figure 3.15), la distribution angulaire de la composante basse énergie est plate quelque soit la nature de la particule émise. Lorsque l'énergie augmente, la distribution est de plus en plus piquée vers l'avant. L'évolution est identique pour la cible de plomb, avec bien entendu une absence de la contribution à basse énergie.

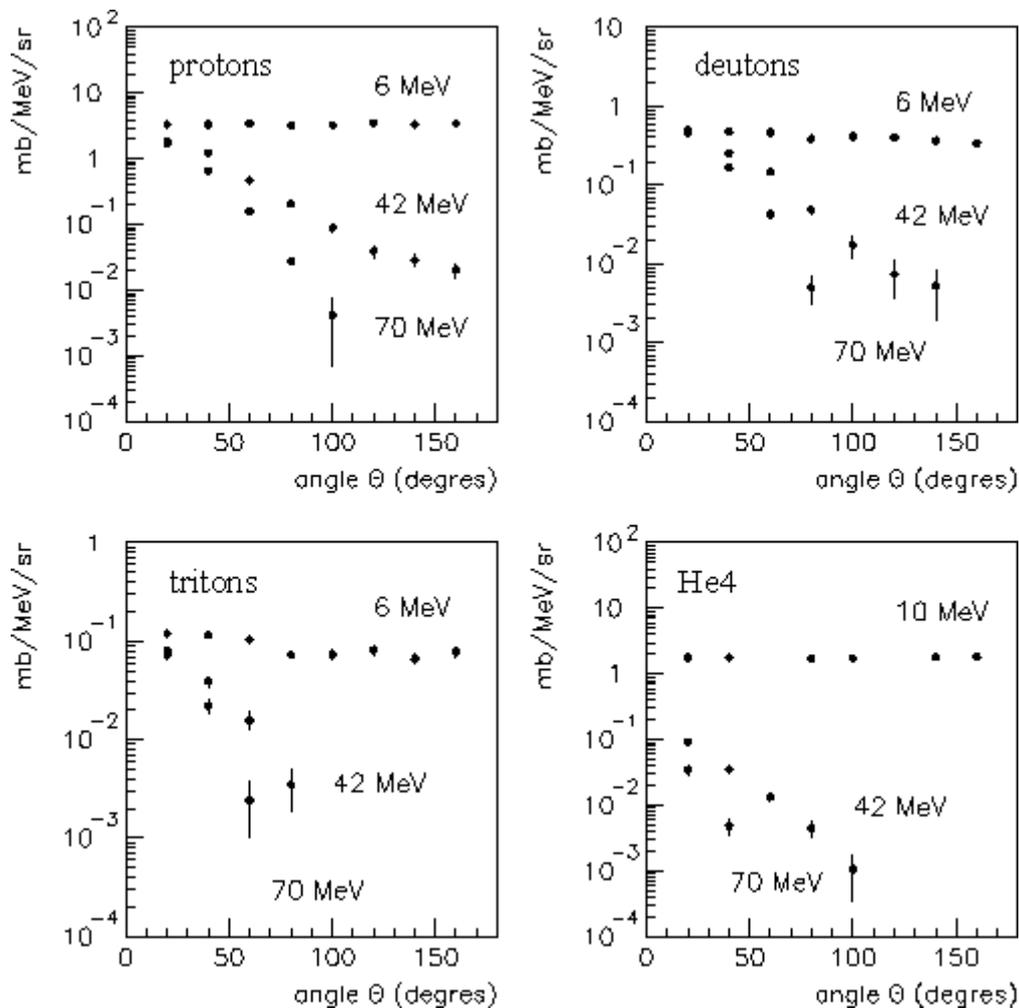


Fig. 3.15 Distributions angulaires pour l'émission des particules chargées dans différents domaines en énergie pour la réaction avec des neutrons de 96 MeV sur une cible de ^{nat}Fe . Les erreurs présentées sont exclusivement de nature statistique.

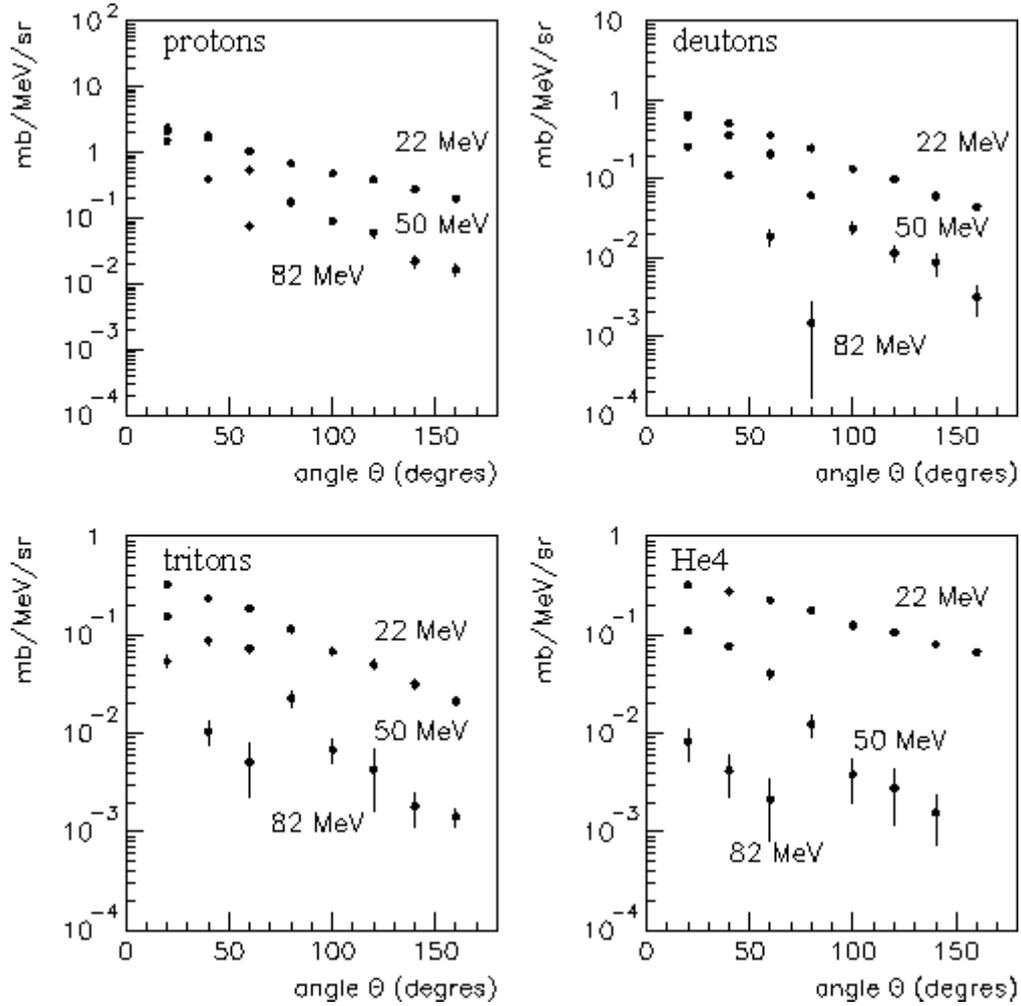


Fig. 3.16 Distributions angulaires pour l'émission des particules chargées dans différents domaines en énergie pour la réaction avec des neutrons de 96 MeV sur une cible de ^{nat}Pb . Les erreurs présentées sont exclusivement de nature statistique.

Les distributions angulaires représentées sur les figures 3.15 et 3.16 sont établies pour trois domaines en énergie centrés sur les valeurs indiquées et de largeur égale à 4 MeV.

Les distributions en énergie de production des particules ne peuvent pas être calculées directement par intégration des distributions doublement différentielles, le domaine angulaire dans lequel les particules ont été détectées ne couvrant pas tout l'espace. La technique habituellement utilisée [Ker02] consiste à paramétrer la section efficace doublement différentielle en imposant une contrainte sur l'énergie et sur la dépendance angulaire. Une étude systématique des données existantes a été réalisée par Kalbach [Kal88] qui a établi une forme générale de la section efficace doublement différentielle (équation (3.8)) en fonction de la section efficace différentielle en énergie et de deux paramètres a et f_{MSD} qui contribue à définir la forme de la distribution angulaire. θ correspond à l'angle d'émission de la particule dans le système du centre de masse.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE} = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{d\sigma}{dE} \cdot \frac{a}{\sinh(a)} \cdot [\cosh(a \cdot \cos\theta) + f_{MSD} \cdot \sinh(a \cdot \cos\theta)] \quad (3.8)$$

Cette systématique sera discutée plus en détail dans le chapitre suivant, elle se trouve à la base d'un des modèles théoriques utilisés pour décrire les réactions nucléaires du même genre que celles qui font l'objet de cette étude.

La procédure consiste à lisser en utilisant l'expression (3.8) les distributions doublement différentielles expérimentales par pas d'énergie dont quelques exemples sont montrés dans les figures 3.15 et 3.16. En laissant libres les trois paramètres: section efficace différentielle en énergie, a et f_{MSD} , on obtient alors pour chaque intervalle en énergie, une valeur pour chacun de ces trois paramètres. Quelques exemples de ces lissages sont présentés sur la figure 3.17 ainsi que les valeurs obtenues pour les trois paramètres P1, P2, P3 associés respectivement à la section efficace différentielle en énergie et aux paramètres a et f_{MSD} .

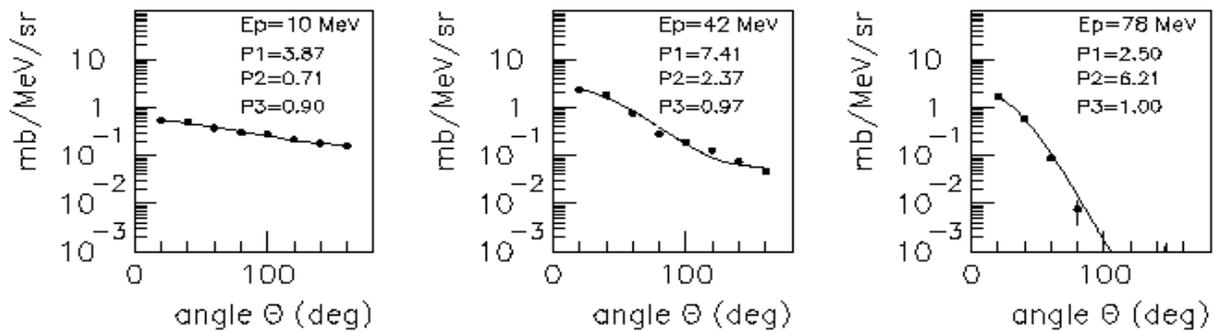


Fig. 3.17 Calcul des sections efficaces différentielles en énergie pour l'émission des protons dans la réaction $^{nat}Pb(n, Xp)$ à 96 MeV. Les valeurs obtenues par ajustement sont données pour trois domaines d'énergie d'émission.

Cette procédure a été appliquée à l'ensemble de nos données pour toutes les distributions angulaires et toutes les particules émises. Nous avons pu calculer ainsi les distributions en énergie des sections efficaces de production des particules chargées pour chaque réaction. Les résultats sont présentés pour les réactions avec les cibles de ^{nat}Fe et ^{nat}Pb dans les figures 3.18 et 3.19. Les incertitudes reportées sur ces figures sont seulement statistiques. Les erreurs systématiques sont de l'ordre de 5%, avec une exception pour la valeur de la distribution des particules alpha à 10 MeV où l'incertitude est de 10%, conformément à la discussion du paragraphe 3.2.1.

L'allure générale des distributions pour la cible lourde de ^{nat}Pb est caractérisée par un forme en cloche aux alentours de 15-20 MeV suivie d'une décroissance rapide vers les hautes énergie. Pour la cible de ^{nat}Fe , la distribution est dominée par la composante basse énergie. Cette différence de comportement s'explique par la différence des valeurs de la barrière coulombienne de ces noyaux.

Les sections efficaces expérimentales totales de production sont calculées ensuite en intégrant les distributions en énergie sur le domaine énergétique de mesure. Ainsi, pour l'émission des particules de type β :

$$\sigma_{\beta}(mb) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{d\sigma}{dE} \right)_{\beta}(E) \cdot dE \quad (3.9)$$

Les résultats sont donnés dans les tableaux 3.1 à 3.3 pour les trois réactions étudiées. Les incertitudes prennent en compte les erreurs systématiques et statistiques associées au

calcul des sections efficaces doublement différentielles. La limite inférieure du domaine d'intégration est de 4 MeV pour les isotopes d'hydrogène, 12 MeV pour les particules He3 et 8 MeV pour les particules alpha. Nous présentons aussi la contribution de la section efficace de production pour chaque type de particule β dans la section efficace totale de production des particules chargées.

particule émise	section efficace de production $\sigma_{\beta}(mb)$	section efficace de production hors équilibre $\sigma_{neq}(mb)$	contribution dans la section efficace totale σ_{β}/σ_t
Proton	584±29.2	326	64.0%
Deuton	131±6.5	96	14.3%
Triton	21±1.1	15	2.3%
He3	10±0.5	7	1.1%
He4	167±8.3	31	18.3%

Tableau 3.1 Sections efficaces de production de protons et de particules chargées légères dans la réaction $^{nat}Fe(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

particule émise	section efficace de production $\sigma_{\beta}(mb)$	contribution dans la section efficace totale σ_{β}/σ_t
Proton	485±24.3	67%
Deuton	137±6.9	19%
Triton	53±2.7	7.4%
He4	45±2.2	6.3%

Tableau 3.2 Même chose que dans le tableau 3.1 pour la réaction $^{nat}Pb(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

particule émise	section efficace de production $\sigma_{\beta}(mb)$	contribution dans la section efficace totale σ_{β}/σ_t
Proton	589±29.5	68%
Deuton	170±8.5	19.6%
Triton	53.7±2.7	6.2%
He4	52.4±2.6	6.0%

Tableau 3.3 Même chose que dans le tableau 3.1 pour la réaction $^{nat}U(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

La contribution à basse énergie dans les distributions obtenues avec la cible de ^{nat}Fe (fig. 3.18) peut être estimée par un ajustement avec une fonction exponentielle. Cette contribution est soustraite de la section efficace totale de production dans le tableau 3.1 pour obtenir une estimation de la section efficace de production des particules hors équilibre (σ_{neq}

dans le tableau 3.1). Pour les cibles lourdes de ^{nat}Pb et ^{nat}U cette contribution à basse énergie ne peut être mise en évidence (fig. 3.19). Pour cette raison la section efficace totale mesurée (tableau 3.2, 3.3) est associée dans une première approximation à la section efficace de production hors équilibre. Cette estimation nous permet d'observer une évolution croissante de la section efficace de production hors équilibre avec le nombre de masse de la cible.

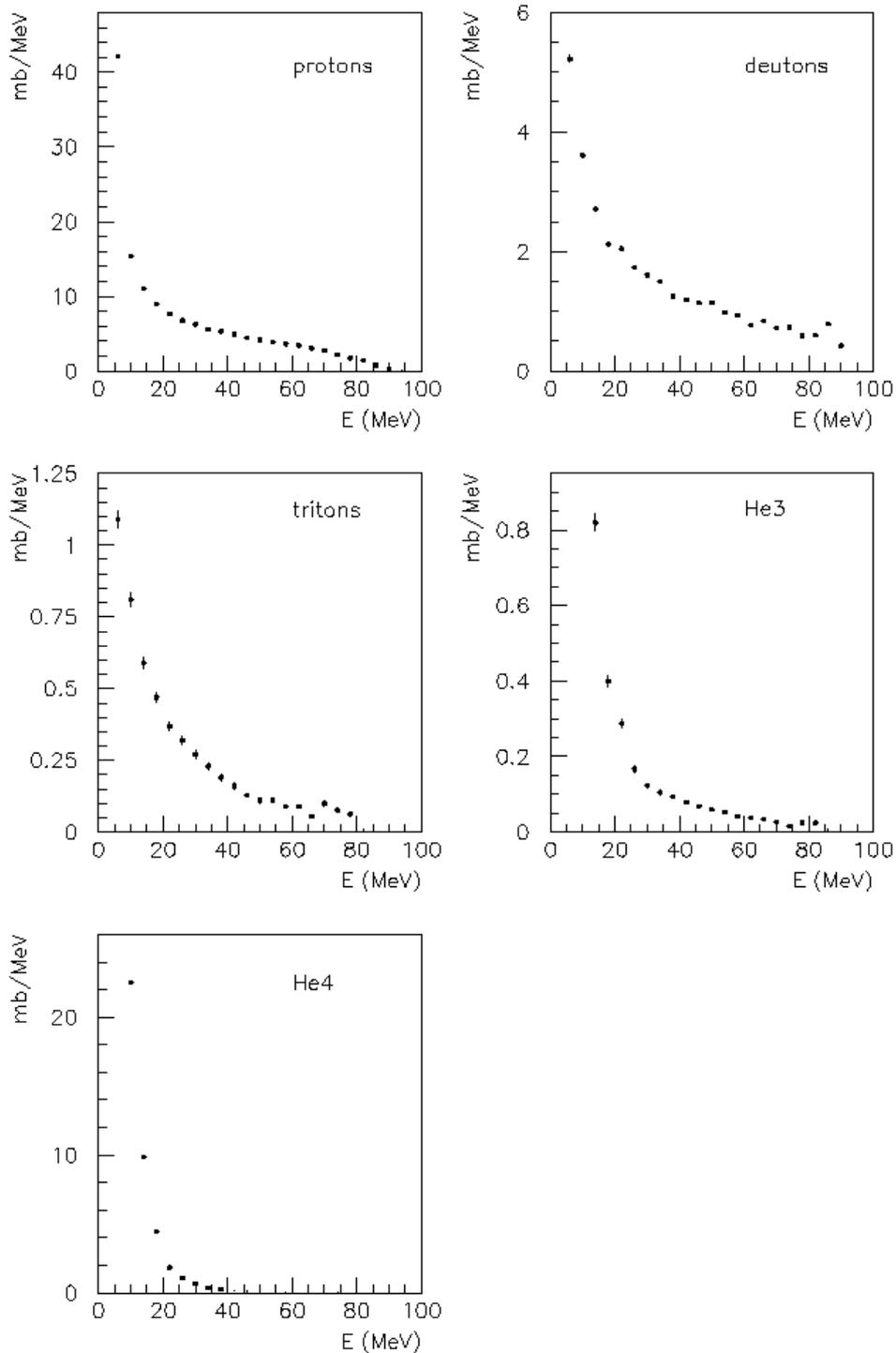


Fig. 3.18 Distributions en énergie pour l'émission de protons et de particules chargées légères dans la réaction $^{nat}Fe(n, Xpnl)$ à 96 MeV.

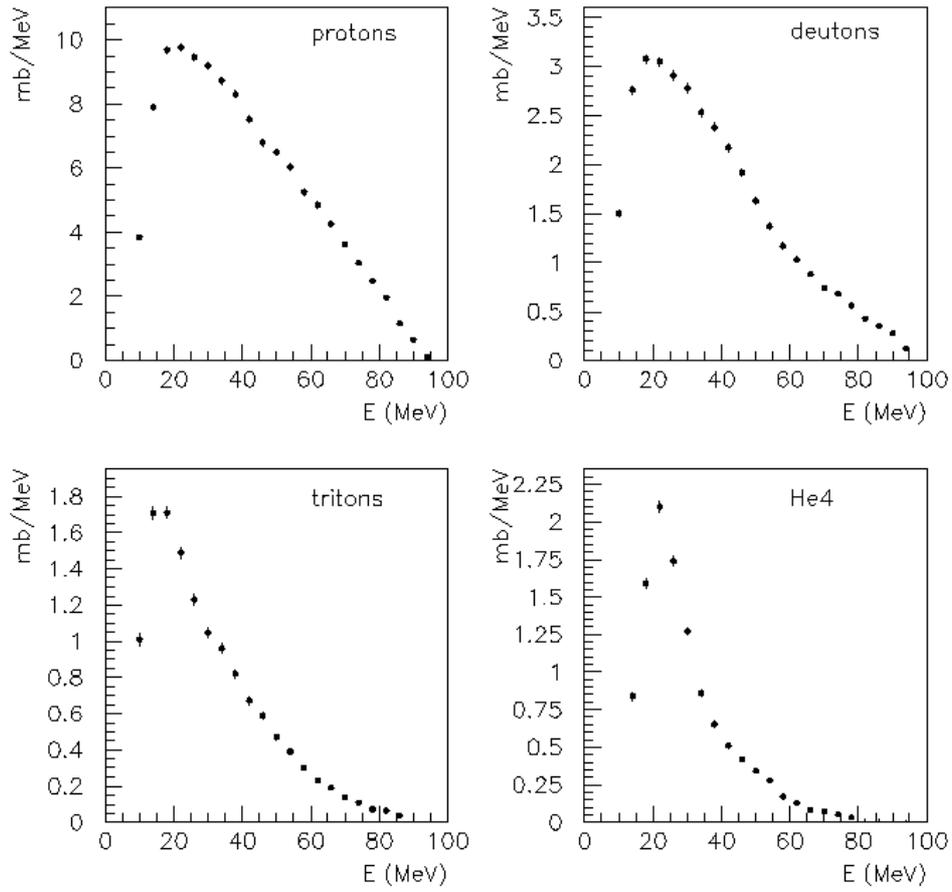


Fig. 3.19 Môme chose que dans la figure 3.18 pour la réaction $^{nat}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

Chapitre 4

Calculs théoriques et interprétation des résultats

Le développement de la théorie des réactions nucléaires remonte aux années 1930 avec la théorie proposée par Bohr [Bo36] sur la formation du noyau composé et la théorie des réactions directes initiée par Oppenheimer et Phillips [Op35]. Depuis, ces approches et leurs versions améliorées, bien que basés sur des concepts classiques, ont été utilisées avec succès dans la description d'un grand nombre de réactions nucléaires. L'interprétation de la réaction de diffusion élastique dans le cadre du modèle optique en est un exemple bien connu. D'une façon similaire, les réactions de diffusion inélastique et de transfert de nucléons ont été analysées avec ce genre d'approche conduisant à une séparation en deux types de mécanisme: le processus direct caractérisé par une durée comparable avec le temps nécessaire au projectile pour traverser le noyau cible et le processus du noyau composé où les particules sont émises par un noyau parvenu à l'équilibre statistique. Les approches basées sur ces considérations ont montré leur pouvoir prédictif dans le cas des réactions nucléaires à basse énergie. Ainsi, ces réactions ont pu être décrites dans le cadre d'une compétition entre ces deux processus: réactions directes et formation du noyau composé. Ces réactions sont dépendantes de l'énergie du projectile et du noyau cible [Gad92].

Les études expérimentales menées ces dernières années montrent que cette approche, incomplète, ne permet pas de décrire correctement l'ensemble des données. Ceci a conduit à l'introduction d'un nouveau concept dans la théorie des réactions nucléaires. Ce processus, intermédiaire entre les réactions directes et la formation du noyau composé peut être décrit comme des interactions multiples du projectile avec les nucléons de la cible et est couramment appelé processus de pré-équilibre.

4.1 Le processus de pré-équilibre

La première mise en évidence expérimentale de ce processus date des années 1947, lors de l'étude de la distribution en masse des noyaux résiduels obtenue dans la réaction induite par des deutons et particules alpha de 100 MeV sur différentes cibles [Gad92]. La distribution expérimentale n'a pu être expliquée par les modèles de réaction connus à l'époque, le modèle des interactions directes et le modèle de noyau composé. C'est en 1947 [Gad92], qu'a été pour la première fois suggéré l'existence d'un processus d'émission intermédiaire entre les processus directs et la formation de noyau composé. L'accumulation des données expérimentales a permis de confirmer cette hypothèse. Parmi ces résultats expérimentaux, le spectre d'émission mesuré par Bertrand et Peele [Ber73] dans la réaction $^{54}\text{Fe}(p, Xp)$ en constitue une bonne illustration. La distribution en énergie des protons émis à un angle de 15 degrés pour une énergie incidente de 39 MeV schématisée sur la figure 4.1, permet de décrire les mécanismes qui contribuent à l'émission des protons dans l'interaction.

Dans la région de basse énergie, la forme maxwellienne typique du spectre (CN) indique l'existence d'une composante d'évaporation. Les protons sont émis par le noyau arrivé à son état d'équilibre avec une énergie d'émission faible. Compte tenu du temps long spécifique à ce processus (de l'ordre de 10^{-15} – 10^{-19} secondes) la probabilité d'émission est la même dans tout l'espace. C'est le caractère isotrope de la distribution angulaire qui permet

l'identification de ce processus. Son traitement est fait d'une façon satisfaisante par diverses théories (Weiskopf-Ewing [We40], Hauser-Feshbach [Ha52]).

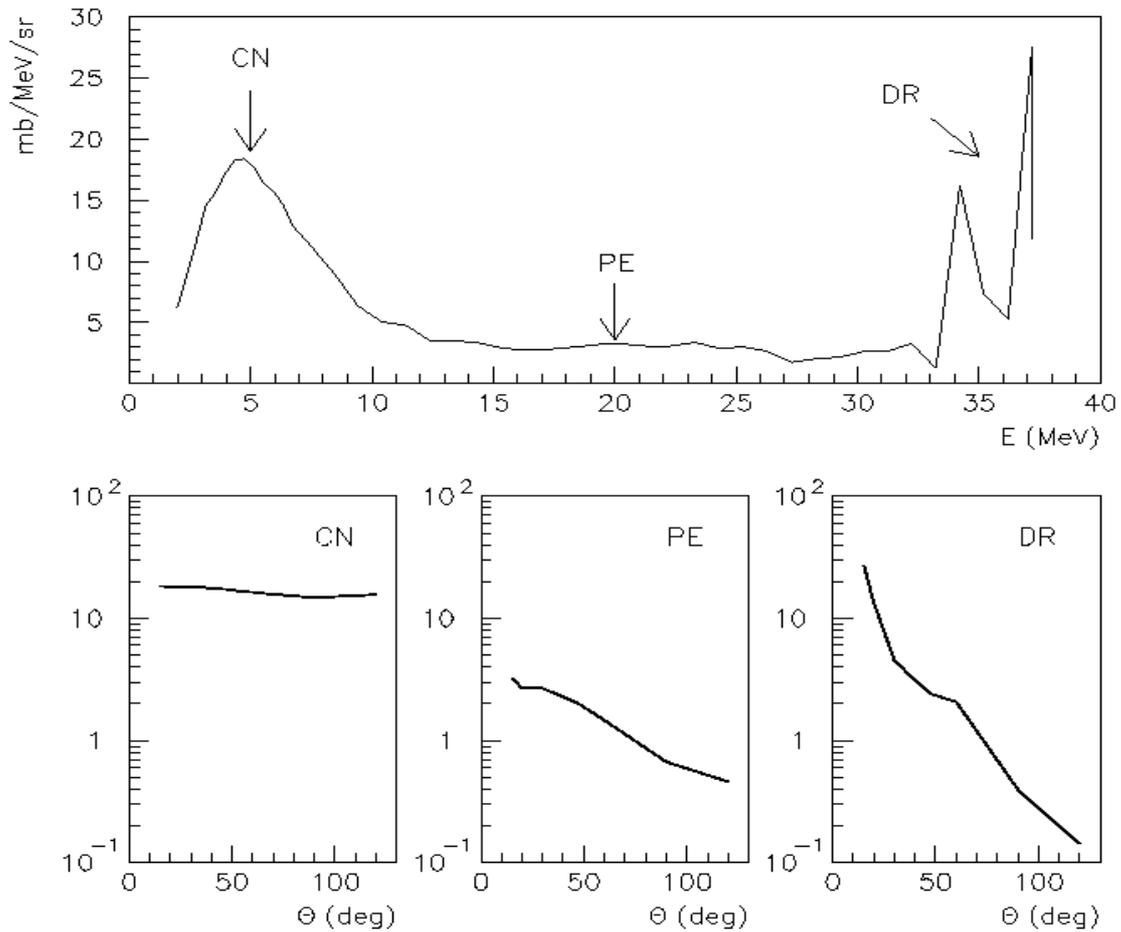


Fig. 4.1 En haut, le spectre en énergie des protons émis à 15 degrés dans la réaction $^{54}\text{Fe}(p, Xp)$ à 39 MeV [Ber73]. En bas, les distributions angulaires et l'identification des mécanismes de réaction.

La partie haute énergie est dominée par les réactions directes (DR). L'émission a lieu suite à l'interaction projectile-cible en une seule étape, dans un temps caractéristique très court, de l'ordre de 10^{-22} secondes. La distribution est fortement focalisée vers l'avant. Dans les interactions nucléon-noyau, à part les réactions d'échange de charge ou de diffusion élastique et inélastique, les réactions directes se manifestent par des processus de pick-up (un ou plusieurs nucléons sont retirés du noyau cible par le projectile formant une particule complexe) et des processus de knock-out qui supposent l'existence de particules complexes préformées dans le noyau cible et qui emmènent l'essentiel de l'énergie du projectile.

Entre ces deux domaines, on observe une région caractérisée par une évolution douce de la probabilité d'émission en fonction de l'énergie. Suite à ce processus, les protons sont émis avec des énergies prenant des valeurs intermédiaires, entre les énergies basses, caractéristiques du processus d'évaporation, et les énergies proches de l'énergie du projectile liées à l'interaction directe. Cette relaxation en énergie suggère que le temps d'interaction doit être intermédiaire entre celui du processus direct et celui correspondant à la formation du noyau composé. Ce caractère est aussi mis en évidence par la distribution angulaire

d'émission. Celle-ci, beaucoup moins focalisée que celle observée dans les réactions directes, indique que la particule produite conserve une partie de la mémoire de la voie d'entrée.

Ce processus, appelé pré-équilibre (PE) à cause de son caractère intermédiaire entre les deux processus extrêmes, a fait l'objet de plusieurs approches théoriques. L'idée généralement acceptée est que ce processus résulte d'interactions multiples nucléon-nucléon. L'interaction nucléon-noyau a comme premier résultat la création d'états excités simples responsables des processus directs. Les états plus complexes sont ensuite obtenus par une succession de collisions nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau, conduisant à la formation d'un noyau composé excité. Cette idée se trouve à la base des théories de réactions nucléaires actuelles. L'ingrédient ajouté afin d'expliquer cette production de pré-équilibre est la probabilité non nulle qu'un nucléon ou une particule soit émis à chaque étape de ces interactions à deux corps. Tous les modèles de réactions nucléaires actuels ont intégré cette approche. Il reste cependant beaucoup de questions en suspens. La contribution de ce mécanisme en fonction de l'énergie incidente, du projectile, du noyau cible et de la voie de sortie sont des éléments indispensables pour la description complète du processus. Les modèles de réaction doivent apporter des réponses à toutes ces questions afin d'expliquer d'une façon correcte le processus d'interaction nucléaire et ainsi acquérir un caractère prédictif.

4.2 Approches théoriques

La mise en évidence expérimentale du processus de pré-équilibre a eu comme conséquence le développement de modèles basés sur plusieurs approches théoriques. Ces travaux ont été stimulés par les mesures expérimentales réalisées ces dernières années en vue d'applications concrètes. Le caractère prédictif de ces modèles est souvent partiel insatisfaisant. La plupart des approches théoriques dans ce domaine sont aujourd'hui encore en phase de développement.

Nous allons présenter dans cette partie les approches théoriques utilisées aujourd'hui pour décrire la production de particules induites par l'interaction de nucléons avec des noyaux. Il est possible de classer ces approches en trois catégories: les approches phénoménologiques, celles développées dans le cadre de la théorie quantique et enfin celles, stochastiques, basées sur des simulations au niveau microscopique.

La première catégorie inclue les modèles historiques et leurs développements ultérieurs tel que le modèle d'excitons. La théorie statistique de Feshbach-Kerman-Koonin [Fe80] ainsi que les modèles de Tamura-Udagawa-Lenske [Ta82] utilisent des traitements quantiques. Enfin, parmi les modèles de simulation microscopique, nous pouvons citer les modèles QMD (Quantum Molecular Dynamics) AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) [Ma92], INCL4 (IntraNuclear Cascade de Liege) [Bou02] et plus récemment DYWAN (Dynamical Wavelet in Nuclei) [Jo98].

Bon nombre de ces modèles sont toujours en cours de développements et donc non disponibles. C'est le cas par exemple du programme TALYS dont l'objectif à long terme est de reproduire l'ensemble des observables associées aux particules, aux résidus, aux fragments de fission et également aux canaux plus exotiques du type $(n,2n)$, $(n,3n)$. Aussi nous sommes volontairement limité, compte tenu du temps imparti à la réalisation de cette étude, à la comparaison des données expérimentales avec les modèles actuellement utilisés par la communauté scientifique au travers de codes de simulation GEANT et MCNPX. Une exception a été faite à cette règle pour le modèle de simulation microscopique DYWAN. Très original, ce modèle qui utilise la technique des ondelettes, est pour la première fois utilisé dans la description de ce genre de processus. Grâce à la collaboration du groupe de physique

théorique du laboratoire SUBATECH de Nantes, les premiers résultats sont disponibles et présentés dans ce travail.

Le paragraphe suivant est consacré à la présentation simplifiée du modèle d'excitons qui est utilisé dans les approches phénoménologiques pour décrire le processus de pré-équilibre. Les principes du modèle DYWAN sont présentés dans le paragraphe 4.2.2.

4.2.1 Le modèle d'excitons

Une description quantitative du processus d'excitation d'un noyau a été proposée par Griffin en 1966 [Gri66]. Il a formulé le modèle d'exciton qui a montré dès le début un caractère prédictif prometteur. Ce fait a généré par la suite des efforts soutenus dans la compréhension et l'amélioration du modèle, plusieurs versions modifiées étant aujourd'hui proposées. La discussion suivante est dédiée à une présentation générale du modèle d'excitons. Son développement a fait le sujet de plusieurs publications. Nous allons présenter ici seulement les aspects les plus importants pour nos calculs. Des présentations détaillées et la procédure de calcul des différentes grandeurs intervenant dans cette discussion peuvent être trouvées dans les références suivantes [Cli71], [Cli72], [Wu77], [Kal78].

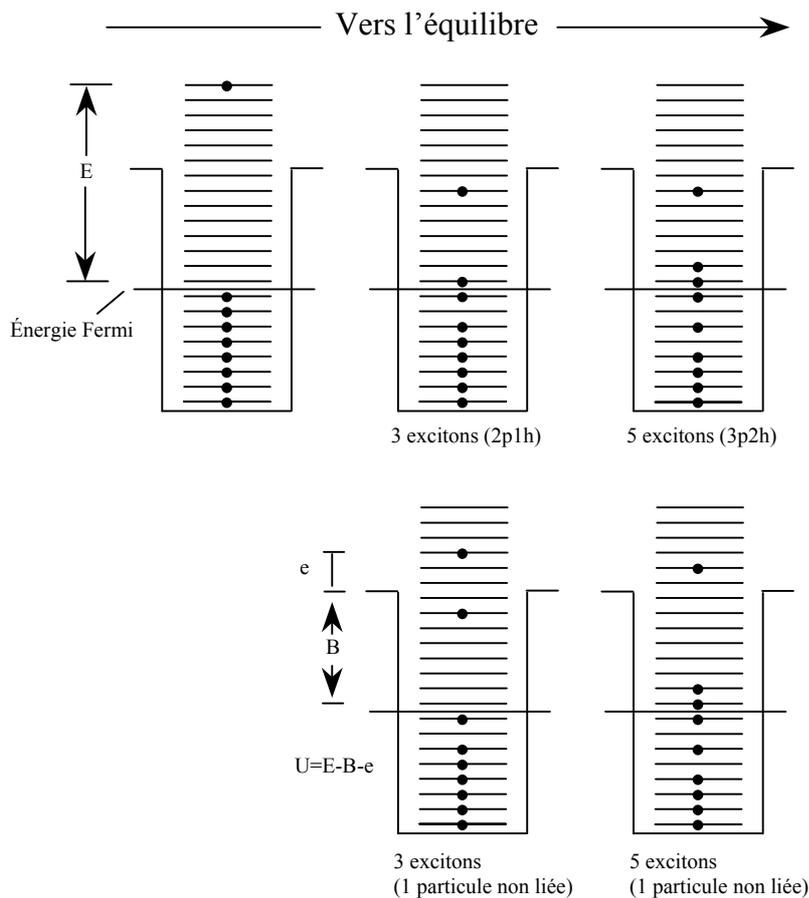


Fig. 4.2 Etapes d'une réaction nucléaire dans le modèle d'excitons. Les différents symboles sont expliqués dans le texte.

Dans le modèle d'exciton, l'état du système est caractérisé par le nombre des particules excitées (p) et de trous (h) qu'il contient, ou de façon équivalent, par le nombre d'excitons correspondant $n=p+h$. Le processus d'excitation d'un noyau est présenté de façon schématique sur la figure 4.2.

Dans une première phase suite à l'interaction projectile noyau cible est formé l'état le plus simple de deux particules et un trou ($2p1h$) caractérisé par un nombre d'excitons $n=3$. Les interactions successives nucléon-nucléon conduisent à la formation des états de plus en plus compliqués, $3p2h$, $4p3h$ et ainsi de suite. Le nombre d'états s'exprime en fonction de n sous la forme $s=(n-1)/2$. Chaque interaction peut produire une nouvelle paire particule-trou et transfère le système vers des états de plus en plus complexes jusqu'à l'équilibre statistique. Comme il est représenté dans partie basse de la figure 4.2, à chaque étape il existe une probabilité qu'une particule se trouve dans un état non lié. Elle a donc une énergie suffisante pour être émise. C'est la description du processus d'émission de pré-équilibre dans le modèle d'excitons. Conformément à cette interprétation, l'énergie de la particule émise dépend de l'étape dans laquelle l'émission s'est produite. Ainsi, les particules émises dans les premières étapes ($2p1h$, $3p2h$) auront plus d'énergie car seule une faible fraction de l'énergie est dissipée dans le système par les collisions multiples nucléon-nucléon, le reste étant disponible pour l'émission. L'énergie résiduelle U du système après l'émission de pré-équilibre sera l'énergie d'excitation du noyau composé E diminuée de l'énergie e de la particule produite et de son énergie de liaison B dans le noyau: $U=E-e-B$.

Pour résumer, dans le modèle d'excitons, un noyau composé est formé dans un état initial caractérisé par le nombre d'excitons $n_0=p_0+h_0$ et évolue ensuite vers l'équilibre par des interactions résiduelles à deux corps avec conservation de l'énergie. Ces interactions à deux corps responsables de l'évolution du système peuvent conduire à la création ou à la destruction d'une paire particule-trou. Les variations possibles du nombre d'excitons dans ces transitions se réduisent à $\Delta n=\pm 2$ avec $\Delta p=\Delta h=\pm 1$. A chaque étape de ce processus de transition vers l'équilibre il existe une probabilité qu'une particule soit émise. Le processus de transfert du système vers l'équilibre est décrit par le système d'équations maîtresses:

$$\begin{aligned} \frac{dP(n,t)}{dt} = & P(n-2,t) \cdot \lambda^+(n-2,E) + P(n+2,t) \cdot \lambda^-(n+2,E) \\ & - P(n,t) \cdot [\lambda^+(n,E) + \lambda^-(n,E) + L(n,E)] \end{aligned} \quad (4.1)$$

où $P(n,t)$ est la probabilité de trouver le système dans l'état caractérisé par le nombre d'excitons n au moment t . $\lambda^\pm(n,E)$ sont les taux d'interaction résiduelle à deux corps correspondant au processus $\Delta n=0, \pm 2$ (production ou annihilation d'une paire particule-trou) et s'expriment par:

$$\lambda^\pm(n,E) = \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot |M|^2 \cdot \omega^\pm(n,E) \quad (4.2)$$

où $\omega^\pm(n,E)$ sont les densités d'états finales accessibles à partir de la configuration initiale caractérisé par un nombre d'excitons n . $|M|^2$ est le carré de l'élément de matrice caractérisant les transitions à deux corps et s'exprime en général via la formule empirique: $|M|^2 = K \cdot E^{-1} \cdot A^{-3}$ [Cli72]. Enfin, le taux d'émission pour un état caractérisé par n excitons est donné par le terme:

$$L(n, E) = \sum_{\beta} \int_0^{E-B_{\beta}} W_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} \quad (4.3)$$

Le terme $W_{\beta}(n, e_{\beta})$ dans l'équation (4.3) est le taux d'émission d'une particule de type β , d'énergie e_{β} pour un état caractérisé par n excitons. B_{β} est l'énergie de liaison de la particule dans le système. Une variable très importante pour le calcul de spectre de pré-équilibre est le taux d'émission par unité d'énergie $W_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta}$. Pour l'émission d'une particule β il se calcule en utilisant une relation du type:

$$W_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} = \frac{2 \cdot s_{\beta} + 1}{\pi^2 \cdot h^3} \cdot \mu_{\beta} \cdot e_{\beta} \cdot \sigma_{inv}(e_{\beta}) \cdot \frac{\omega(p - p_{\beta}, h, U)}{\omega(p, h, E)} \cdot R_{\beta}(p) \cdot de_{\beta} \quad (4.4)$$

avec s_{β} le spin de la particule émise, μ_{β} sa masse réduite. σ_{inv} est la section efficace de la réaction inverse correspondant à la capture de la particule par le noyau dans l'état fondamental. $\omega(p - p_{\beta}, h, U)$ est la fonction de densité d'états pour le noyau résiduel évaluée à une énergie $U = E - e_{\beta} - B_{\beta}$ après l'émission d'une particule d'énergie e_{β} contenant p_{β} nucléons. La fonction de densité $\omega(p, h, E)$ concerne le noyau composé possédant une énergie d'excitation E . Les fonctions de densité d'états sont calculées avec des niveaux équidistants à une particule:

$$\omega(p, h, E) = \omega(n, E) = \frac{g^n \cdot E^{n-1}}{p! \cdot h! \cdot (p + h - 1)!} \quad (4.5)$$

où g est la densité de niveaux à une particule, liée au paramètre de densité de niveaux a par la relation $a = \pi^2 \cdot g / 6$.

Une des hypothèses qui se trouvent à la base du modèle d'excitons réside dans le fait que le noyau composé, caractérisé par une énergie d'excitation E et un nombre d'excitons n , peut se trouver avec la même probabilité dans chacun de ces $\omega(p, h, E) / g$ états. Un facteur combinatoire $R_{\beta}(p)$ est introduit dans la référence [Cli72] et représente la probabilité d'avoir la bonne combinaison de protons et neutrons pour former la particule émise. L'équation (4.1) permet de déterminer le spectre d'émission de la particule β pour un état de n excitons:

$$\begin{aligned} I_{\beta}(n, e_{\beta}) de_{\beta} &= \sigma_C \cdot W(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} \cdot \int_0^{\infty} P(n, t) \cdot dt = \\ &= \sigma_C \cdot W(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} \cdot \tau(n) \end{aligned} \quad (4.6)$$

où σ_C est la section efficace de formation du système composé projectile + noyau cible et $\tau(n)$ le temps pendant lequel le système se trouve dans l'état caractérisé par le nombre d'excitons n . Les particules émises par chaque état ont des distributions en énergie différentes. Le spectre total en énergie pour l'émission de la particule β est obtenu en sommant les contributions de tous les états:

$$I_{\beta}(e_{\beta}) \cdot de_{\beta} = \sum_n I_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} \quad (4.7)$$

On obtient de façon équivalente la section efficace différentielle en énergie dans le cas d'émission d'une particule de type β :

$$\frac{d\sigma_{\beta}}{de_{\beta}} = \sigma_c \cdot \sum_n \tau(n) \cdot W(n, e_{\beta}) \quad (4.8)$$

Dans cette formulation, le modèle d'exciton a été utilisé avec succès pour décrire les distributions en énergie des protons et neutrons émis dans une grande variété de réactions. Les performances du modèle dépendent pourtant de sa capacité à reproduire simultanément les distributions expérimentales pour les particules complexes, deuton, triton, He3 et alpha et a été donc testé dans ce sens. Le fait constaté a été une sous-estimation systématique de la production des particules complexes, suggérant la nécessité d'améliorer ses performances.

Une première tentative a été faite dans la référence [Cli72]. L'auteur introduit dans l'expression du taux d'émission $W(n, e_{\beta})$ de la particule β un facteur multiplicatif dépendant du nombre de nucléons de la particule émise p_{β} :

$$W_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} = \frac{2 \cdot s_{\beta} + 1}{\pi^2 \cdot h^3} \cdot \mu_{\beta} \cdot e_{\beta} \cdot \sigma_{inv}(e_{\beta}) \cdot \frac{\omega(p - p_{\beta}, h, U)}{\omega(p, h, E)} \cdot R_{\beta}(p) \cdot p_{\beta}! \cdot de_{\beta} \quad (4.9)$$

L'introduction du facteur $p_{\beta}!$ imposant la multiplication du taux d'émission par un facteur 2 pour les deutons, 6 pour les tritons et 24 pour les particules alpha, améliore les qualités prédictives du modèle [Cli72] sans avoir pour autant une justification physique. Cependant, l'introduction d'un facteur multiplicatif dans l'expression (4.4) constitue une étape importante dans l'évolution du modèle d'exciton, conduisant à l'apparition de deux approches destinées à améliorer le caractère prédictif du modèle pour la production des particules complexes. Ces deux approches ont chacune leur importance et nous avons abordé les deux dans notre analyse. Pour cette raison, nous allons présenter avec un minimum de détails, les spécificités de chacune d'entre elles.

4.2.1.1 La probabilité de formation des particules complexes.

L'approche Ribanský-Obložinský

Dans la référence [Rib73] l'idée d'introduire un facteur multiplicatif dans l'expression de taux d'émission est reprise avec la définition d'une probabilité de formation de la particule complexe au cours de la réaction. L'équation (4.4) est modifiée et écrite sous la forme suivante:

$$W_{\beta}(n, e_{\beta}) \cdot de_{\beta} = \frac{2 \cdot s_{\beta} + 1}{\pi^2 \cdot h^3} \cdot \mu_{\beta} \cdot e_{\beta} \cdot \sigma_{inv}(e_{\beta}) \cdot \frac{\omega(p - p_{\beta}, h, U)}{\omega(p, h, E)} \cdot R_{\beta}(p) \cdot \gamma_{\beta} \cdot \frac{\omega(p_{\beta}, 0, E - U)}{g} \cdot de_{\beta} \quad (4.10)$$

Le facteur multiplicatif p_{β} introduit dans la référence [Cli72] est remplacé par le terme: $\gamma_{\beta} \cdot \frac{\omega(p_{\beta}, 0, E - U)}{g}$, où γ_{β} représente la probabilité de formation d'une particule à p_{β} nucléons à partir de $\omega(p_{\beta}, 0, E - U)/g$ configurations distinctes, les énergies E et U étant respectivement l'énergie du système initial et l'énergie du système résiduel après l'émission

de la particule β . L'équation (4.10) se ramène à l'équation (4.4) dans le cas d'une émission d'un nucléon ($p_\beta=1$, $\gamma_\beta=1$), le terme multiplicatif prenant une valeur égale à un. L'argument des auteurs est que la probabilité de formation d'une particule complexe β pendant l'interaction diminue lorsque le nombre de nucléons p_β formant la particule augmente. Plusieurs estimations basées sur des considérations empiriques ont été d'abord proposées [Ho03] pour évaluer γ_β . Une première interprétation physique de la probabilité de formation des particules complexes est présentée dans le travail de la référence [Mac79]. La formation des particules complexes pendant l'interaction est traitée dans le cadre du modèle de coalescence de Butler et Pearson. Ce modèle considère par exemple qu'un proton et un neutron peuvent former un deuton si leur impulsion relative est faible. L'extension au cas des particules plus complexes (triton, He3, alpha) est immédiate en faisant l'hypothèse générale que les particules complexes sont formées par la coalescence des nucléons qui partagent le même volume dans l'espace des impulsions. L'expression de la probabilité de formation d'une particule β est obtenue dans cette interprétation par:

$$\gamma_\beta = \left[\frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot \left(\frac{P_0}{mc} \right)^3 \right]^{p_\beta - 1} \quad (4.11)$$

avec P_0 le rayon de la sphère de coalescence dans l'espace des impulsions (le volume dans lequel la coalescence des nucléons a lieu) et p_β le nombre de nucléons composant la particule émise. Evidemment, dans le cas des nucléons $\gamma_\beta=1$. Cette approche n'introduit pas de dépendance en énergie pour la probabilité de formation γ_β . Le paramètre P_0 est considéré comme un paramètre libre du modèle et est obtenu par ajustement sur les données expérimentales. Le premier test de ce modèle [Mac79] donne des valeurs proches de l'impulsion de Fermi: ~ 200 MeV/c pour deutons, ~ 250 MeV/c pour tritons et ~ 300 MeV/c pour les particules alpha. En considérant les relations applicables dans l'espace des phases, $P_0 \sim 1/R$ et en conséquence, une augmentation du paramètre P_0 signifierait une diminution du volume de coalescence.

Le programme PREEQ [Bet75] permet le calcul du spectre d'émission en utilisant ce modèle. Il calcule la probabilité d'émission dans la phase de pré-équilibre en fonction de l'énergie des nucléons et des particules complexes produites (deuton, triton, He3 et He4). Le modèle se limite au calcul des distributions en énergie, les distributions angulaires n'étant pas traitées dans ce cadre. De plus, les émissions multiples ne sont pas prises en compte dans ces calculs, seule l'émission d'une première particule est autorisée. Le modèle permet aussi le calcul de la composante d'évaporation, en considérant uniquement l'évaporation dite «pure» du noyau composé formé par le projectile et le noyau cible, d'énergie d'excitation E . Cette approche a été utilisée avec succès dans l'analyse de plusieurs résultats expérimentaux [Wu78], [Wu79], [Mac82], [Ko84]. Il est actuellement implémenté dans la plus récente version du logiciel de simulation GEANT4 [Gea03].

Malgré les résultats encourageants obtenus par ce modèle, l'utilisation d'un facteur d'échelle utilisant un paramètre libre P_0 , n'est pas complètement satisfaisant. Il a fait et fait encore aujourd'hui le sujet de discussions et a conduit à l'apparition des autres approches destinées à le remplacer [Kal79].

4.2.1.2 Le modèle d'excitons et les réactions directes. L'approche de Kalbach

Cette approche a été proposée pour la première fois dans la référence [Kal77]. L'argument principal de l'auteur est l'incapacité du modèle d'excitons à calculer les

contributions de tous les mécanismes de production des particules ce qui génère une sous-estimation systématique de la production des particules complexes dans ce modèle. Par conséquent, l'introduction des facteurs multiplicatifs dans le but d'augmenter le taux de production est considérée comme inapproprié, dans la mesure où le modèle ne prend pas en compte toutes les contributions [Kal79].

L'approche proposée consiste à calculer séparément les contributions des réactions directes dans le spectre d'émission des particules complexes et d'ajouter ces contributions au spectre de pré-équilibre obtenu dans le modèle d'excitons en utilisant la version non modifiée du taux d'émission telle qu'elle est donnée par l'équation (4.4). Le spectre complet d'émission est ainsi obtenu pour chaque particule.

Par rapport aux autres modèles, cette approche n'utilise aucun facteur d'échelle pour calculer les spectres d'émission. Elle leur est donc préférable d'autant plus que les premiers résultats obtenus sont en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Il faut cependant préciser que la comparaison avec les résultats expérimentaux présentée dans la référence [Kal77] est limitée aux données disponibles à l'époque.

Le code PRECO, dans sa plus récente version PRECO-2000 [Kal01], adopte ce formalisme pour calculer les spectres d'émission des nucléons et particules chargées légères. Il calcule la contribution de pré-équilibre dans une version modifiée du modèle original de Griffin. Cette version est connue sous le nom de modèle d'exciton à deux composantes et traite de façon individuelle les degrés de liberté correspondant aux protons et aux neutrons [Kal86].

Les contributions des réactions directes telles que la réaction de transfert de nucléons (pick-up et stripping), la réaction de knock-out et les réactions de diffusion élastique et inélastique sont calculées en utilisant des modèles phénoménologiques. La réaction de knock-out est considérée seulement dans le cas des particules alpha, en se basant sur l'hypothèse de l'existence de cette particule comme entité dans le noyau cible. La réaction de transfert des nucléons est prise en compte pour l'émission de toutes les particules complexes.

La composante d'évaporation est calculée dans la théorie de Weiskopf-Ewing [We40]

Les émissions secondaires de pré-équilibre, ainsi que celles d'équilibre sont prises en compte seulement pour les nucléons. Aucune émission secondaire n'est considérée pour les particules complexes.

La distribution en énergie de la section efficace de production d'une particule de type β est calculée avec la série d'équations:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta} &= \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSC} \\ \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSD} &= \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{PRE,1} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{PRE,2} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{NUT} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{KNOCK} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{IN} \\ \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSC} &= \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{EQ,1} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{EQ,2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Les notations associées aux différents processus dont les suivantes:

- *MSD*: processus hors équilibre (Multi-Step Direct)
- *MSC*: processus à l'équilibre (Multi-Step Compound)
- *PRE,1*: pré-équilibre primaire calculé pour toutes les particules
- *PRE,2*: pré-équilibre secondaire calculé uniquement pour les nucléons
- *NUT*: transfert de nucléons

- *KNOCK*: réaction de knock-out
- *IN*: réaction inélastique.
- *EQ,1*: émission primaire à l'équilibre pour toutes les particules
- *EQ,2*: émission secondaire à l'équilibre iniquement pour les nucléons

Le modèle permet aussi le calcul des distributions angulaires en utilisant la paramétrisation décrite dans les références [Kal81], [Kal88] pour la distribution doublement différentielle et utilisée dans le chapitre 3 pour extraire les distributions en énergie:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot de}\right)_\beta(\theta, e) = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_\beta \cdot \frac{a}{\sinh(a)} \cdot [\cosh(a \cdot \cos\theta) + f_{MSD} \cdot \sinh(a \cdot \cos\theta)] \quad (4.13)$$

Les deux paramètres a et f_{MSD} contribuent à la forme de la distribution. La valeur du paramètre a dépend de la nature et de l'énergie du projectile et de la particule émise. Son mode de calcul se trouve dans la référence [Kal88]. Le paramètre f_{MSD} détermine la fraction d'émission qui n'est pas une émission à l'équilibre et se calcule à partir des équations (4.12) par la formule:

$$f_{MSD} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_\beta^{MSD}}{\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_\beta^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_\beta^{MSC}} \quad (4.14)$$

La valeur maximale qui peut être attribuée à ce paramètre est 1, ce qui signifie que les particules sont produites exclusivement avant l'équilibre. Il n'y a alors pas de composante d'évaporation. Une valeur de 0.7 du paramètre f_{MSD} prédit une contribution du mécanisme d'évaporation de 30% dans le spectre total d'émission. Afin de montrer l'influence de ces deux paramètres sur la forme de la distribution angulaire, nous présentons sur la figure 4.3 l'allure des sections efficaces doublement différentielles pour diverses valeurs de ces paramètres et une distribution en énergie donnée.

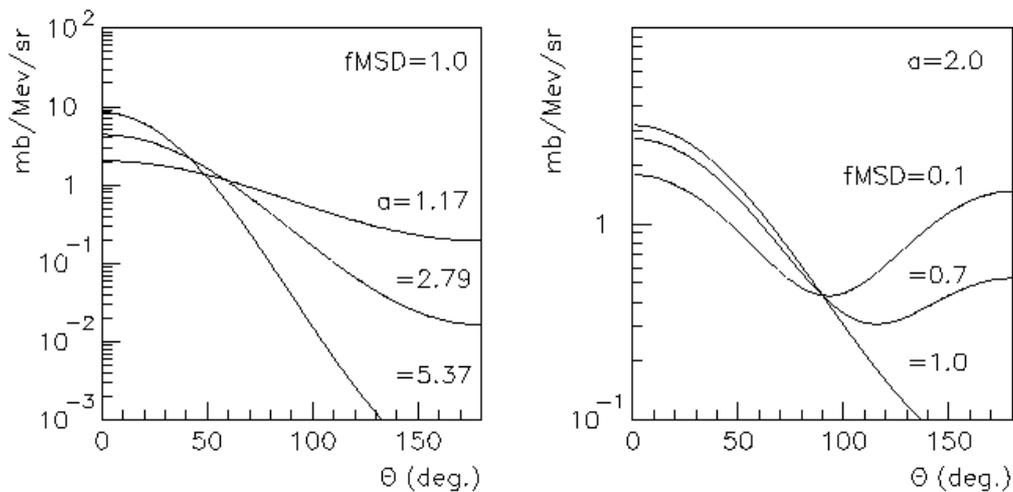


Fig. 4.3 Distribution angulaire dans la systématique de Kalbach pour différentes valeurs des paramètres de forme.

Pour une valeur du paramètre f_{MSD} égal à 1 (pas de composante d'évaporation), l'augmentation de a favorise les émissions vers l'avant et donc la production de particules énergétiques. La même évolution est observée, pour une valeur de a fixée lorsque le paramètre f_{MSD} augmente de 0 à 1, les petites valeurs de ce paramètre favorisant les émissions suivant une distribution symétrique par rapport à 90 degrés.

4.2.2 Le modèle DYWAN: une description microscopique des réactions nucléon-noyau

Dans le domaine des énergies intermédiaires les effets de champ moyen et les processus dissipatifs jouent un rôle prépondérant. Alors que la plupart des modèles traite séparément les différents aspects de la réaction, le modèle DYWAN (Dynamical Wavelet in Nuclei) [Mo01], [Jo98] propose une approche globale basée sur une description théorique unifiée. Le modèle s'appuie sur le problème à N corps quantique traité à l'aide d'une représentation numérique optimisée. Le problème à N corps est abordé par la définition de schémas d'approximation précis permettant de traiter l'information disponible. Dans le cas du modèle DYWAN, l'extraction de l'information pertinente dans l'espace des phases est réalisée à l'aide de la théorie mathématique des ondelettes [Dau92], [Ali95] cette dernière constituant l'outil le mieux adapté pour traiter la perte d'information inhérente au très grand nombre de degrés de liberté intervenant dans les problèmes à N corps. Les équations du mouvement pour les variables pertinentes sont obtenues à l'aide des méthodes de projection et de la théorie de la physique statistique hors équilibre [Ba86], [Rau96]. Les méthodes de projection et la théorie des ondelettes reposent sur des concepts communs tels que la décomposition en espaces orthogonaux ou le traitement de l'information pertinente grâce à un critère d'entropie.

4.2.2.1 Éléments sur l'analyse en ondelettes

Les ondelettes sont des fonctions oscillantes de moyenne nulle qui ne prennent des valeurs significatives que sur un intervalle de taille finie. A partir d'une fonction de référence $\phi(x)$ appelée ondelette mère, il est possible de générer une famille d'ondelettes par translation et dilatation. La famille obtenue sera alors composée des éléments $\phi_{a,b}(x)$ définis par:

$$\phi_{a,b}(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \phi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad (4.15)$$

La figure 4.4 représente un exemple d'ondelette ainsi que les ondelettes dilatée et contractée qu'elle engendre. Il s'agit du «chapeau mexicain» qui est une ondelette continue et analytique.

Dans le cadre de l'analyse multirésolution, il est possible de définir des bases discrètes où les coefficients a et b prennent des valeurs de la forme $a = a_0^j, b = kb_0 a_0^j$, les symboles j et k ayant des valeurs entières. L'ensemble des ondelettes $\phi_{j,k}, k \in \mathbb{N}$ constitue alors une base d'un espace V_j . On peut obtenir une approximation f_j d'une fonction f par projection sur cet espace:

$$f_j(x) = \sum_k \langle f, \phi_{j,k} \rangle \phi_{j,k}(x) = \sum_k C_{j,k} \phi_{j,k}(x) \quad (4.16)$$

Plus j est grand, plus les ondelettes de la base sont dilatées, plus l'approximation f_j est grossière.

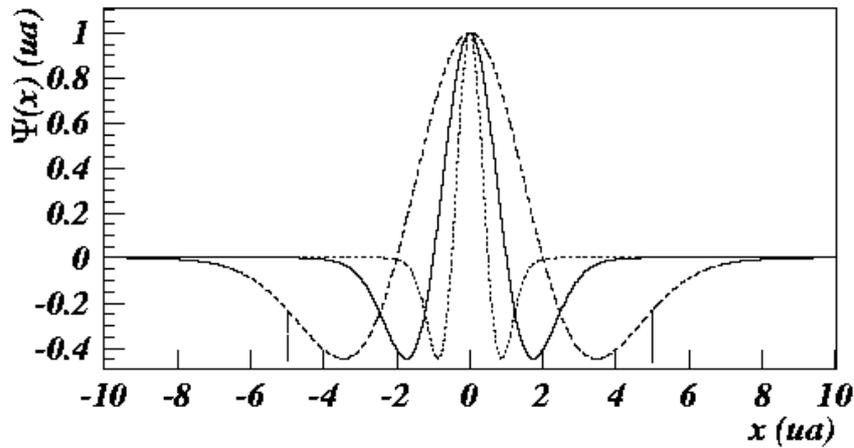


Fig. 4.4 Ondelette de référence (trait plein) et ses dilatée (tirets) et contractée (pointillés).

Il est ainsi possible de définir une hiérarchie d'approximations pour les fonctions analysées en structurant l'information sur des espaces orthogonaux. Cette séparation est effectuée en appliquant des filtres sélectifs hautes et basses fréquences lors des différentes étapes de la décomposition. L'intérêt de la théorie des ondelettes est de définir un cadre mathématique dans lequel une approximation optimale de référence peut être construite à partir d'un critère entropique, la fonction exacte étant retrouvée en rajoutant des «détails» à différentes échelles. Pour des fonctions régulières la convergence est extrêmement rapide. Une illustration est donnée ci-dessous dans le cas modèle d'une fonction d'onde dans un puits de potentiel harmonique, on constate que seules les cinq valeurs numériques des coefficients d'ondelette à l'échelle de référence suffisent à donner une très bonne représentation de la fonction d'onde exacte.

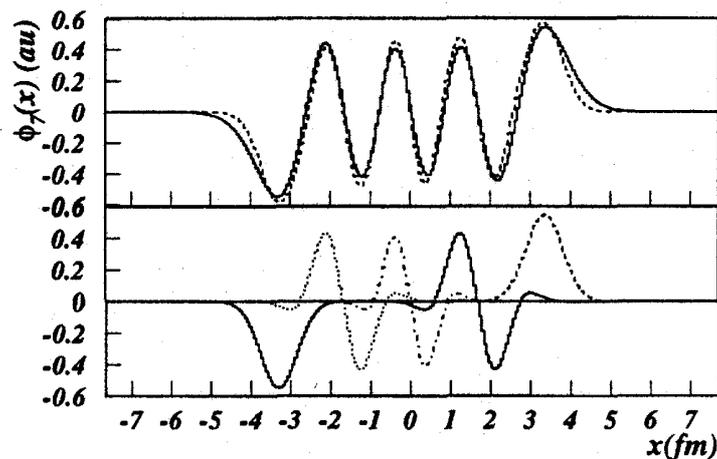


Fig. 4.5 Sur la partie supérieure une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (pointillés) est comparée avec sa représentation en ondelettes (traits pleins). La partie inférieure représente la disposition des fonctions des éléments de la base d'ondelettes utilisés.

4.2.2.2 Application des ondelettes aux collisions nucléaires

Le modèle DYWAN est basé sur les méthodes de projection selon lesquelles la description d'un système nucléaire est donnée par la projection de sa matrice densité totale sur l'espace associé à l'information disponible. En pratique, la projection est réalisée sur l'espace à un corps tout en préservant les corrélations à deux corps afin d'inclure des effets dissipatifs. Cette démarche permet d'aboutir à l'équation ETDHF qui régit l'évolution de la matrice densité à un corps ρ du système: $i\dot{\rho} = [h(\rho), \rho] + iI(\rho)$, où h est le Hamiltonien à un corps auto-cohérent caractérisant les effets de champ moyen et I est le terme de «collision» caractérisant les effets des corrélations essentiellement à deux corps. C'est dans le but de simuler cette équation que sont introduites les ondelettes: les fonctions d'onde à un corps, $|\varphi_\lambda\rangle$, sont décomposées sur une base d'ondelettes orthogonales $|\alpha_i^\lambda\rangle$, la matrice densité s'écrit alors:

$$\rho = \sum_{\lambda} n_{\lambda} |\varphi_{\lambda}\rangle\langle\varphi_{\lambda}| = \sum_{\lambda} \sum_{ij} \beta_{ij}^{\lambda} |\alpha_i^{\lambda}\rangle\langle\alpha_j^{\lambda}| \quad (4.17)$$

La décomposition en ondelettes du système nucléaire dans les conditions initiales est obtenue à l'issue d'un processus itératif de recherche auto-cohérente de l'état fondamental du noyau cible.

Le projectile est lui aussi décrit en terme d'ondelettes. La collision est alors régie par l'équation ETDHF. La première contribution (champ moyen) se traduit à l'aide d'un principe variationnel en un ensemble d'équations différentielles gouvernant l'évolution temporelle des premiers et seconds moments en position et impulsion des ondelettes. L'extension des ondelettes va donc varier au cours du temps, ce qui leur permet de reproduire l'étalement des paquets d'ondes. L'orthogonalité de la base de représentation définie dans les conditions initiales est conservée au cours du temps, si bien que l'anti-symétrisation, explicitement introduite initialement, sera préservée au cours de la réaction. La deuxième contribution à l'équation ETDHF, correspondant au terme de collision, va elle se traduire par une équation maîtresse régissant la transition entre ondelettes des différents niveaux d'énergie et donc leur taux d'occupation:

$$\dot{n}_{\mu} = \pi \sum_{\kappa\nu\lambda} W(\mu\kappa\nu\lambda) \delta(\varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{\kappa} - \varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\lambda}) [(1 - n_{\mu})(1 - n_{\kappa})n_{\nu}n_{\lambda} - n_{\mu}n_{\kappa}(1 - n_{\nu})(1 - n_{\lambda})] \quad (4.18)$$

où les n_{λ} sont les taux d'occupation des niveaux et $W(\mu\kappa\nu\lambda)$ les taux de transition. Dans une première approximation, ces derniers sont obtenus dans le cadre de l'approximation de Born en considérant les sections efficaces de diffusion nucléon-nucléon libres sans effet de milieu. Le respect du principe de Pauli est assuré grâce au dernier facteur.

L'étape suivante consiste à expliciter l'information à N-corps indispensable à la description de la dispersion des observables et l'émission des clusters. Pour cela, on recherche la fonction d'onde à N corps la moins biaisée compatible avec l'information contenue dans l'équation ETDHF. Cette fonction d'onde s'écrit comme une combinaison linéaire de déterminants de Slater de fonctions d'onde à un corps et donc, du fait de l'orthonormalité des ondelettes de décomposition, comme une combinaison linéaire de déterminants de Slater d'ondelettes. La matrice densité à N corps correspondante s'écrit alors, en utilisant l'approximation de la phase aléatoire:

$$D^N(t) = \sum_K |a_K(t)|^2 \sum_{M, M'} b_M b'_{M'} |\Theta_M\rangle\langle\Theta_{M'}| \quad (4.19)$$

Ici, les $|\Theta_M\rangle$ sont des déterminants de Slater d'ondelettes, $b_M = \det(c_\lambda^i)$ et les c_λ^i sont les coefficients de décomposition des fonctions d'onde à un corps sur la base d'ondelettes. L'évolution de l'opérateur $D^N(t)$ résulte à la fois de l'évolution de la base non stationnaire des ondelettes sous l'effet du champ moyen et des transitions entre les différents déterminants de Slater d'ondelettes accessibles imposées par l'équation maîtresse régissant l'évolution des taux d'occupation. Chaque déterminant de Slater représente alors une fluctuation (un évènement) autour du comportement moyen, décrit par la matrice densité à un corps.

4.2.2.3 Traitement des clusters

L'étude de la constitution de systèmes liés (fragments lourds ou clusters) est basée sur la topologie de l'espace des phase qui résulte elle-même des fluctuations du champ moyen générées par les corrélations à deux corps. La formation des fragments est en effet décidée selon des critères de recouvrement des paquets d'ondes, représentés par les ondelettes, dans l'espace des configurations et des impulsions. L'information pertinente est donc en grande partie contenue dans la phase des paquets d'ondes. Il faut remarquer que les corrélations irréductibles à plus de deux corps n'étant pas introduites dans le terme de collision, la formation directe de clusters (réaction de pick-up par exemple) n'est pas prise en compte. Afin de pouvoir comparer directement les résultats de la simulation aux résultats expérimentaux, les impulsions des particules émises sont échantillonnées conformément à leurs distributions structurées par les paquets d'ondelettes. Les conditions asymptotiques sont ensuite évaluées par un traitement coulombien classique permettant de suivre leur trajectoire.

La figure 4.6 résume les éléments essentiels de l'approche théorique et de la simulation. La première étape consiste à définir les propriétés statiques du projectile et de la cible (partie en haut à gauche de la figure).

- La description de la cible est obtenue à l'issue d'une recherche auto-cohérente de son état fondamental. Au cours du processus itératif les fonctions d'onde à un corps imposées par le champ moyen de la cible (correspondant chacune à un niveau d'énergie) sont décomposées en ondelettes. Ces fonctions à leur tour définissent un nouveau champ moyen, et le processus est itéré jusqu'à l'obtention de la convergence. L'état final obtenu ne dépend alors que des caractéristiques de l'interaction nucléaire.

- Le projectile est décrit par une onde incidente dont les caractéristiques sont définies en accord avec les contraintes expérimentales. L'onde incidente est décomposée en ondelettes, en utilisant le schéma de décomposition de la cible.

- A partir de ces décompositions, la fonction d'onde à N corps du système est donnée par une combinaison linéaire de déterminants de Slater d'ondelettes (symbolisés par D1, D2, D3 et D4 sur la figure).

Les propriétés statiques des partenaires de la collision définissent les conditions initiales de la dynamique de réaction. Conformément à la structure de l'équation ETDHF la dynamique de réaction est gouvernée par deux contributions essentielles.

- Le champ moyen instantané impose l'évolution des caractéristiques des ondelettes (position et impulsion moyenne ainsi que leurs extensions et corrélations), qui en retour, et conformément à l'auto-cohérence de l'équation TDHF, définissent le champ moyen aux instants ultérieurs.

- Les effets des corrélations, essentiellement à deux corps, sont pris en compte via l'équation maîtresse des taux d'occupation des niveaux d'énergie. Cette dernière se traduit par des transitions entre les niveaux d'énergie, conduisant ainsi au peuplement et dépeuplement de déterminants de Slater d'ondelettes. L'opérateur densité à N-corps associé contient donc explicitement les corrélations construites au cours de la réaction.

Dans la dernière étape, le processus dynamique de formation des noyaux composites est étudié au travers de la structure topologique de l'espace des phases induite par la dynamique de la réaction.

- Pour chaque déterminant de Slater d'ondelettes, l'appartenance d'un paquet d'onde nucléonique à une structure composite est définie à partir d'une condition de voisinage.

- Bien qu'encore très simplifiée, cette probabilité de formation de composites s'appuie sur le principe essentiel de recouvrement des paquets d'onde. Dans sa forme actuelle la condition d'appartenance d'un nucléon à un composite impose un taux de recouvrement des paquets d'onde supérieur à quatre vingt cinq pour cent. Le principe est illustré sur la figure en haut à droite, montrant un paquet d'onde en cours d'étalement correspondant à un nucléon seul et un paquet d'onde correspondant à un deuton et donc constitué par le recouvrement de deux paquets d'ondes de nucléon.

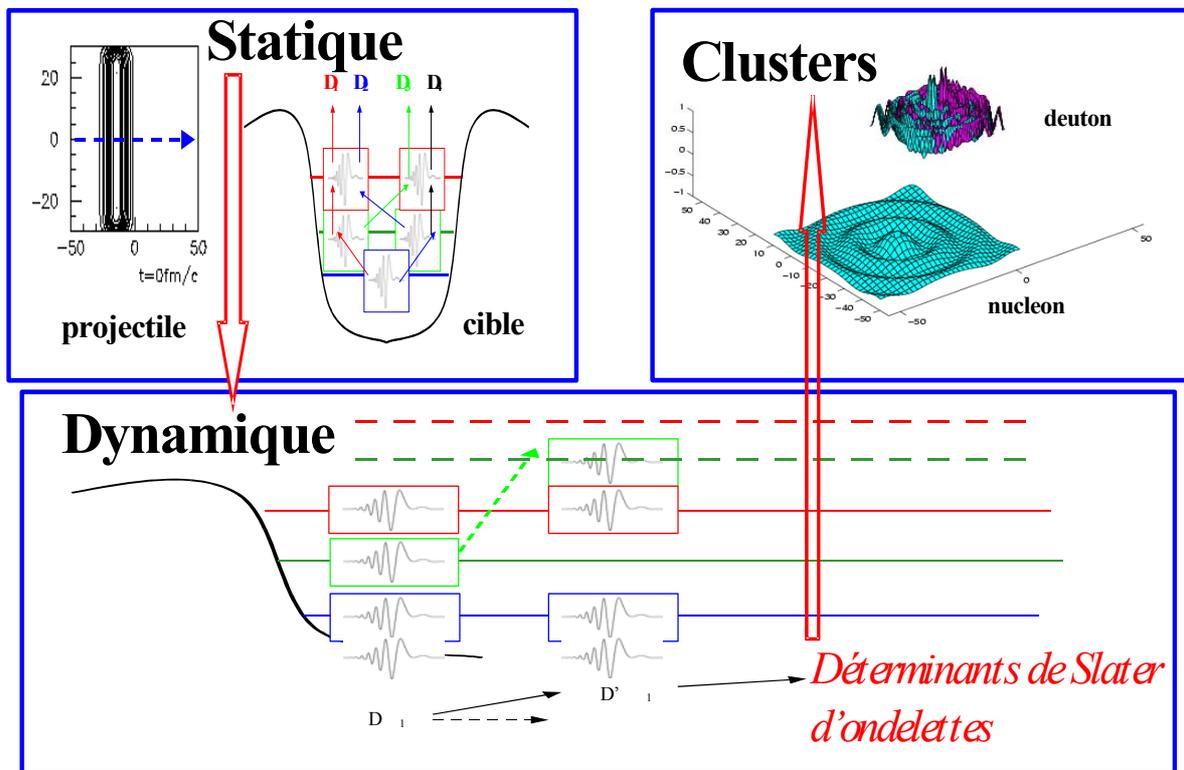


Fig. 4.6 Représentation des réactions nucléaires dans le modèle DYWAN.

4.2.2.4 Intérêt du modèle et ses capacités actuelles

Le modèle DYWAN inclut donc des effets quantiques essentiels nécessaires à une description microscopique des collisions nucléon-noyaux. Les constituants du noyau sont liés par un champ moyen auto-cohérent et dans les conditions initiales distribués selon un spectre en énergie discret. Les degrés de liberté de spin et d'isospin sont pris en compte. La possibilité d'implémenter différentes interactions effectives donne l'opportunité d'étudier des aspects physiques tels que la non localité de l'interaction nucléaire ou sa dépendance en isospin. On s'attend à ce que ces effets aient un impact sur les observables, en particulier sur la section efficace doublement différentielle d'émission de particules chargées. Insistons aussi sur le fait que, contrairement à nombre de modèles phénoménologiques, la section efficace

totale de réaction n'est pas une information d'entrée dans cette approche, pas plus que la distribution angulaire des particules émises. Dans le modèle DYWAN la distribution des particules émises, en angle et en énergie, résulte des effets de l'interaction nucléaire, tant au travers de ses effets collectifs par l'intermédiaire du champ moyen qu'au travers des diffusions à deux particules par l'intermédiaire des corrélations à deux corps.

L'intérêt de cette approche théorique, qui est aussi la raison de son élaboration, est qu'elle s'appuie sur des hiérarchies précises d'approximations tant au niveau de la description physique que de sa représentation mathématique. Elle contient donc un potentiel d'améliorations successives adapté aux processus physiques étudiés. Dans le cas des collisions nucléon-noyau aux énergies intermédiaires, il a été constaté que le centre de la cible est relativement peu perturbé. Ceci permet d'envisager une description plus grossière du cœur de la cible et par contre une représentation plus fine des fonctions d'ondes relatives aux niveaux d'énergie les plus élevés. Ces niveaux sont prépondérants en surface du noyau cible, et la précision de leur description influe sur la qualité des spectres d'émission calculés et leur pouvoir prédictif.

Les différences attendues entre résultats expérimentaux et résultats théoriques résultent principalement de l'implémentation actuelle de la phase de recherche des composites. Sa forme simplifiée a pour objectif, d'une part de vérifier que les fluctuations de champ moyen contribuent de façon substantielle au processus de formation des composites, et d'autre part de constituer une étape préliminaire chargée d'accélérer un traitement ultérieur plus sophistiqué. Seul le taux de recouvrement des paquets d'onde est pris en considération, les corrélations et caractéristiques de l'interaction nucléaire ne sont pas explicités. Il en résulte des sous évaluations ou surévaluation de populations de composites dont l'origine est aisément identifiable.

4.3 Comparaison avec les données expérimentales

Seuls, les résultats expérimentaux obtenus dans ce travail avec un projectile à une énergie et trois cibles dont deux voisines en masse, n'apportent pas suffisamment de contraintes permettant d'évaluer la qualité des modèles. Ainsi, nous avons élargi notre comparaison à d'autres données expérimentales disponibles afin de faire varier les paramètres de la voie d'entrée que sont le projectile, son énergie et la nature de la cible. L'ensemble des configurations étudiées est présenté dans le tableau 4.1.

Voie d'entrée	Système étudié	Spectre d'émission	Référence
protons 38.7 MeV	^{209}Bi	p, d, t, He4	[Ber73]
protons 62.9 MeV	^{208}Pb	p, d, t, He4	[Gue01]
neutrons 62.7 MeV	^{nat}Pb	p, d, t	[Ker02]
neutrons 96.0 MeV	^{nat}Pb	p, d, t, He4	ce travail
protons 61.5 MeV	^{120}Sn	p, d, t, He4	[Ber73]
protons 61.5 MeV	^{54}Fe	p, d, t, He3, He4	[Ber73]
neutrons 96.0 MeV	^{nat}Fe	p, d, t, He3, He4	ce travail

Tableau 4.1 Configurations étudiées dans le cadre des modèles théoriques abordés dans ce travail.

Comme il peut être remarqué dans ce tableau, nous disposons de résultats expérimentaux pour des cibles localisés dans trois régions suffisamment éloignées en masse : $A=54$, $A=120$ et $A=208$, bombardées par des protons et des neutrons dans trois domaines d'énergie 39, 62, 96 MeV. Ces contraintes peuvent être considérées suffisantes pour conclure sur le pouvoir de prédiction des modèles.

Nous avons restreint la comparaison aux distributions en énergie des sections efficaces. Expérimentalement ces distributions ont été obtenues à partir des distributions doublement différentielles mesurées en utilisant la paramétrisation de Kalbach (chapitre 3). La bonne reproduction par les modèles des ordres de grandeurs et de la dépendance en énergie de ces observables est la condition minimum que l'on peut exiger puisqu'elles conditionnent directement la section efficace totale de production des particules chargées.

Dans une première étape, nous avons limité les comparaisons aux processus hors équilibres. Ce choix est justifié par le fait que le modèle PREEQ dans sa version standard et que le modèle DYWAN dans sa version actuelle, ne prennent pas en compte le processus d'évaporation à l'équilibre. Ces comparaisons sont présentées dans les sections suivantes pour les modèles PREEQ, PRECO-2000 et dans la section 4.3.5 pour le modèle DYWAN.

4.3.1 Calculs avec le modèle d'exciton dans l'approche Ribanský-Obložinský

Les grandeurs intervenant dans le programme PREEQ sont évaluées de la façon suivante:

- Les sections efficaces de formation du système composé projectile-noyau cible σ_c sont calculées en utilisant les paramètres de modèle optique donnés dans les références [Bec69], [Kon03], [Ca03]. Les valeurs utilisées sont présentées dans le tableau 4.2.

Réaction	p+Fe à 61.5 MeV	n+Fe à 96.0 MeV	p+Sn à 61.5 MeV
σ_c (mb)	913.84	960.0	1473.3

Réaction	p+Bi à 38.7 MeV	p+Pb à 62.9 MeV	n+Pb à 62.7	n+Pb à 96.0 MeV
σ_c (mb)	2066.5	2005.4	2150.4	1943.8

Tableau 4.2 Sections efficaces de formation de système composé projectile–noyau cible pour chaque réaction étudiée.

- Pour les sections efficaces $\sigma_{inv}(e_\beta)$ nous avons utilisé les valeurs calculées dans le programme avec les expressions empiriques établies dans la référence [Dos59].

- Les énergies de liaison B_β des particules dans le noyau ont été obtenues en utilisant les tableaux des masses de la référence [Aud95].

- La formule la plus souvent employée pour le paramètre de densité de niveaux est $a=A/8$, ce qui donne pour la densité de niveaux à une particule dans le modèle de gaz de Fermi $g \cong A/13$, avec A le nombre de nucléons du noyau. Avec cette prescription, $K=200 \text{ MeV}^3$ dans l'expression du carré de l'élément de matrice $|M|^2 = K \cdot E^{-1} \cdot A^{-3}$ [Cli73]. Il a été démontré dans la référence [Kal95] qu'une modification du coefficient K de 200 à 400 MeV^3 nécessite la modification du paramètre g de $A/13$ à $A/15$ afin de préserver l'émission de pré-équilibre. Nous avons testé les deux possibilités et les valeurs finalement utilisées sont $A/15$ pour le paramètre g et $K=400 \text{ MeV}^3$. Il faut préciser tout de même que dans le cas de la cible de plomb, la valeur du paramètre g a été diminuée de 5–6% afin d'améliorer l'accord avec les

résultats expérimentaux. Cette correction peut être expliquée par des effets de corrections de couches qui doivent être pris en compte au voisinage des noyaux magiques et de la variation de cet effet avec l'énergie d'excitation [Ig75]. Cette modification du paramètre g est considérée comme acceptable lorsqu'elle reste dans des limites inférieures à 10% [Kal77].

- L'énergie d'excitation est corrigée des effets de «pairing». L'énergie d'excitation disponible pour le système sera alors $E' = E - \delta$, avec $\delta = 0$ pour les noyaux impair-impair, $12 \cdot A^{-1/2}$ pour les noyaux pair-impair et $24 \cdot A^{-1/2}$ pour les noyaux pair-pair [Mas93].

- Les probabilités de formation des particules complexes associées aux paramètres de coalescence P_0 sont déterminées par ajustement aux données expérimentales en ne considérant que la partie haute des spectres en énergie correspondant à des énergies supérieures à 40 MeV où la contribution de processus d'évaporation peut être considérée comme négligeable.

Nous avons procédé de la façon suivante:

- les paramètres ont été ajustés pour chaque type de particules légères (deuton, triton, He3 et He4) sur les distributions en énergie mesurées dans les réactions induites par des neutrons de 96 MeV avec les cibles de fer ($A=56$) et de plomb ($A=208$). Les valeurs obtenues pour le paramètre libre P_0 du modèle, ainsi que la probabilité de formation des particules complexes γ_β qui en était déduite, sont regroupées dans le tableau 4.3. Les résultats du calcul avec ces paramètres sont présentés sur les figures 4.7 et 4.8.

- les jeux de paramètres P_0 obtenus pour chaque cible ont été utilisés pour les autres configurations: $^{54}\text{Fe}(p, Xpcl)$ à 61.5 MeV sur la figure 4.9, $^{209}\text{Bi}(p, Xpcl)$ à 38.8 MeV et $^{208}\text{Pb}(p, Xpcl)$ à 62.9 MeV sur la figure 4.10.

- pour la réaction $^{120}\text{Sn}(p, Xpcl)$ à 61.5 MeV, les paramètres P_0 et γ_β ont été ajustés. Les résultats sont présentés sur la figure 4.11. Enfin la figure 4.12 illustre la dépendance de ces paramètres en fonction du nombre de masse du noyau cible.

Réaction	Probabilité de formation γ_β		P_0 (MeV/c)
$n + ^{56}\text{Fe}$ à 96.0 MeV	deuton	0.0278	175
	triton	0.0065	250
	He3	0.0060	246
	He4	0.0052	322
$n + ^{208}\text{Pb}$ à 96.0 MeV	deuton	0.0186	153
	triton	0.0035	225
	He4	0.0018	286

Tableau 4.3 Probabilités de formation des particules complexes et les rayons de la sphère de coalescence dans les réactions induites par neutrons de 96 MeV sur les noyaux de ^{56}Fe et ^{208}Pb .

Pour la cible de fer, la description de la partie haute énergie par le processus de pré-équilibre ne suffit pas, bien entendu, à décrire l'ensemble de la dépendance en énergie, la composante équilibrée conduisant à un processus d'évaporation est dominante à basse énergie. Ce n'est pas le cas pour la cible de plomb, où le pré-équilibre apparaît comme le mécanisme dominant excepté pour la production de particules He4 où apparaît nettement la nécessité d'introduire une composante d'évaporation.

Les valeurs P_0 extraites des ajustements sont dépendantes de la nature de la particule émise ainsi que de celle de la cible. Il est difficile de tirer des conclusions sur l'évolution de

ces valeurs dans la mesure où nous avons considéré que la partie haute énergie des spectres était dominée par le pré-équilibre. Cependant, ces valeurs sont comparables à celles obtenues dans des analyses du même type dans les collisions entre ions lourds à basse énergie [Awe81] et aux énergies relativistes [Gut76], [Lem79]. Ceci est une indication de la faible influence de la voie d'entrée sur les valeurs des paramètres de coalescence.

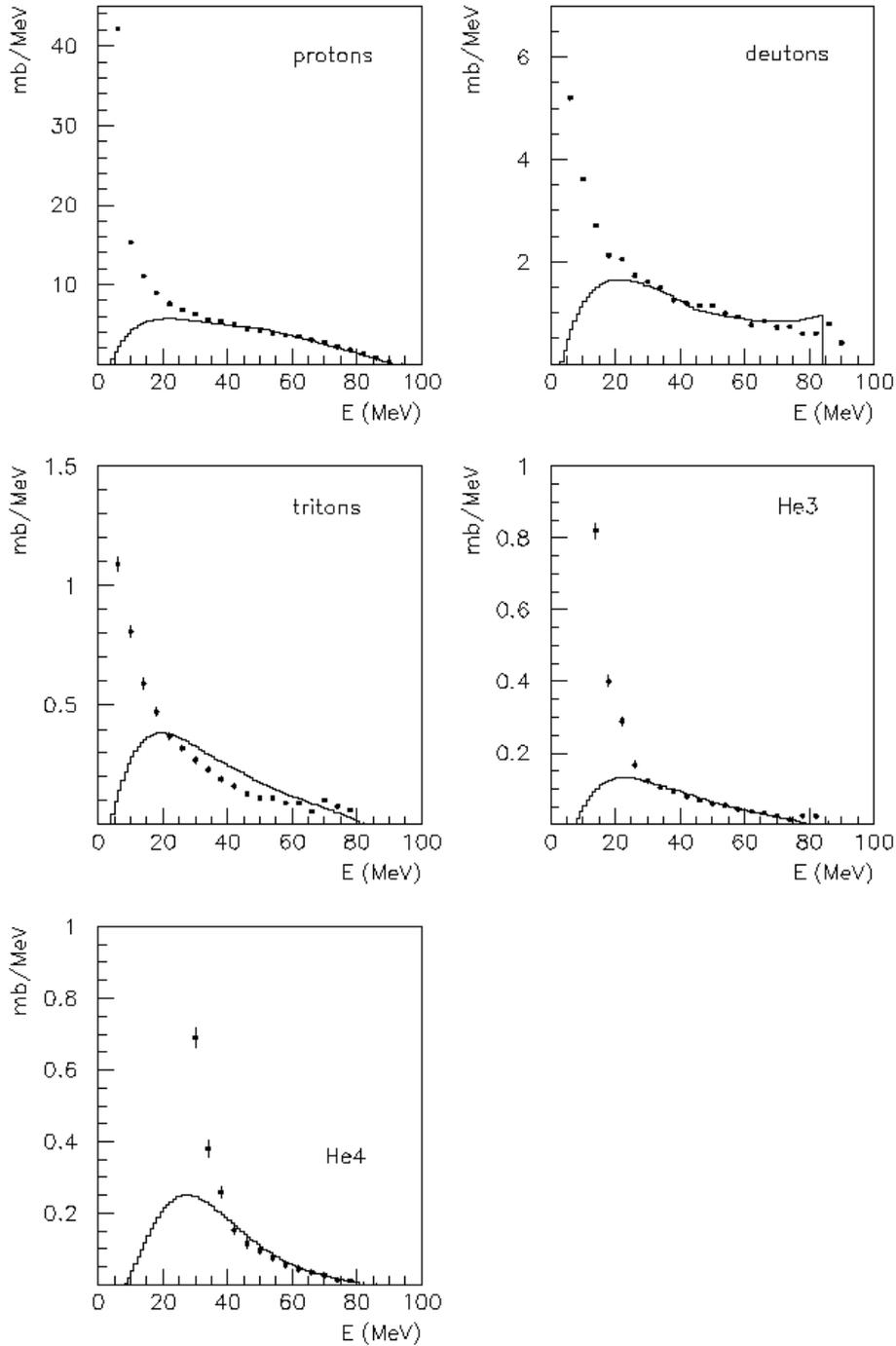


Fig. 4.7 Sections efficaces différentielles en énergie pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xp\text{cl})$ à 96 MeV calculées avec le code PREEQ (histogramme) comparées avec les résultats expérimentaux (points). Le spectre dans le cas des particules alpha a été volontairement coupé à 1.0 mb/MeV afin de faciliter la comparaison.

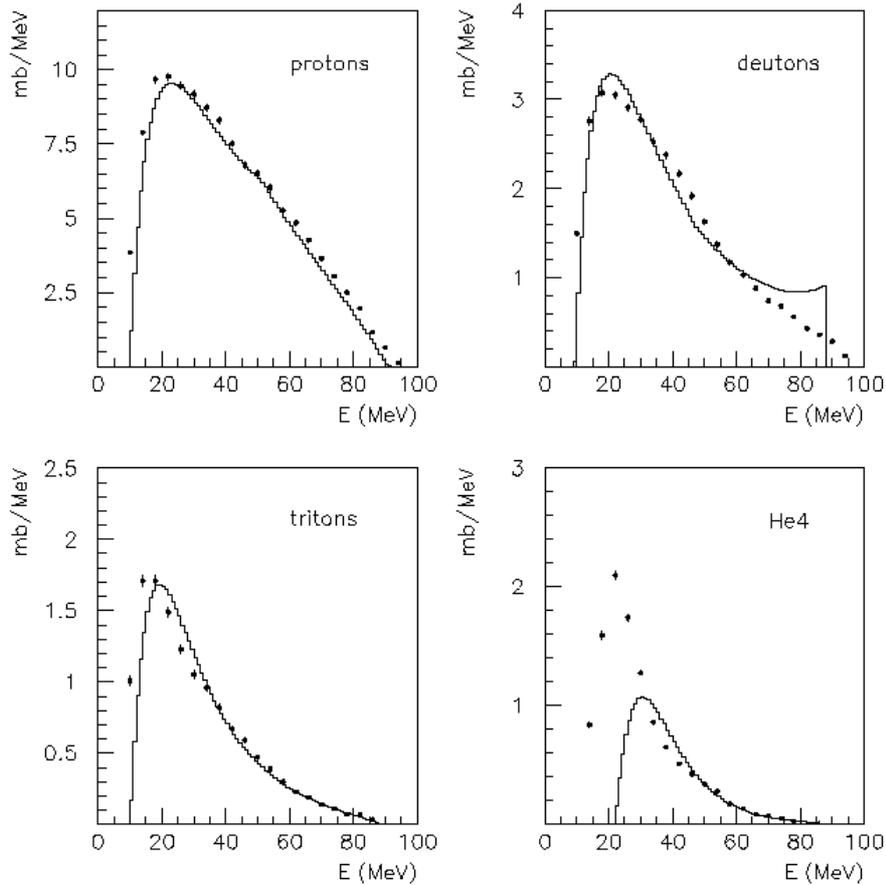


Fig. 4.8 Môme chose que dans la figure 4.7 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xpnl)$ à 96 MeV.

Pour les calculs réalisés avec ces jeux de paramètres avec des protons incidents à diverses énergies, la contribution du processus de pré-équilibre peut être considérée comme bien décrite et ce, pour toutes les particules émises. Pour les particules complexes, les écarts observés dans les parties basses et hautes des spectres (fig. 4.9 et 4.10) sont attribués à l'évaporation et aux processus directs qui ne sont pas pris en compte dans ce modèle.

L'ajustement des paramètres de coalescence pour la cible d'étain donne des valeurs intermédiaires entre celles obtenues avec les cibles de fer et de plomb. Les résultats des calculs sont comparés aux données sur la figure 4.11 et la dépendance de la probabilité de formation γ_β en fonction de la masse de noyau cible sur la figure 4.12. Cette évolution permet d'envisager une paramétrisation de γ_β en fonction de la masse de la cible et de la nature de la particule émise, c'est ce qui est réalisé dans GEANT4.

Nous avons étudié dans cette première étape les prédictions du modèle PREEQ pour différents systèmes. Nous avons constaté que le paramètre libre du modèle, la probabilité de formation γ_β des particules complexes dans la phase de pré-équilibre, ne dépend pas de la voie d'entrée de la réaction, c'est-à-dire du type de nucléon incident et de son énergie. Ce paramètre dépend uniquement du noyau cible et nous avons déterminé ses valeurs pour trois systèmes très éloignés en nombre de masse, situés dans les régions $A=56$, $A=120$ et $A=208$. L'effet constaté est la diminution de la probabilité γ_β pour chaque type de particule émise avec le nombre de masse du noyau cible. L'évolution cohérente de paramètre γ_β et donc de P_0 avec le nombre de masse du noyau relativise la qualification de paramètre libre attribuée à ces paramètres.

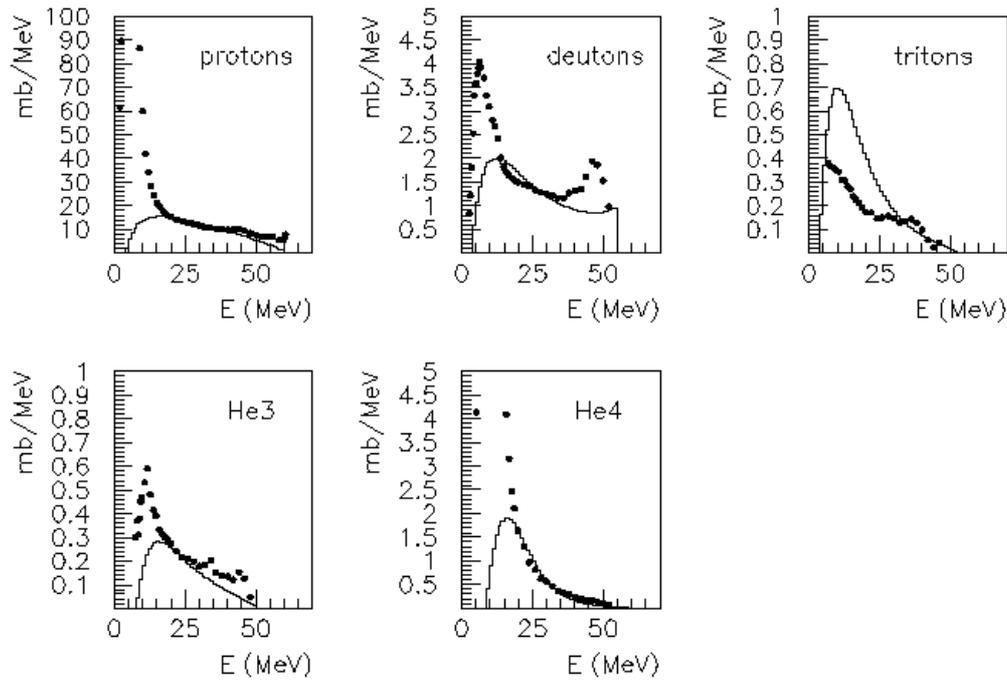


Fig. 4.9 Prédiction obtenues avec le code PREEQ (histogramme) pour la production des protons et des particules complexes dans les réactions $^{54}\text{Fe}(p, Xpcl)$ à 61.5 MeV en comparaison avec les distributions expérimentales de la référence [Ber73] (points). Les distributions pour les protons et les particules alpha ont été coupées respectivement à 100 mb/MeV et 5 mb/MeV afin de faciliter la comparaison.

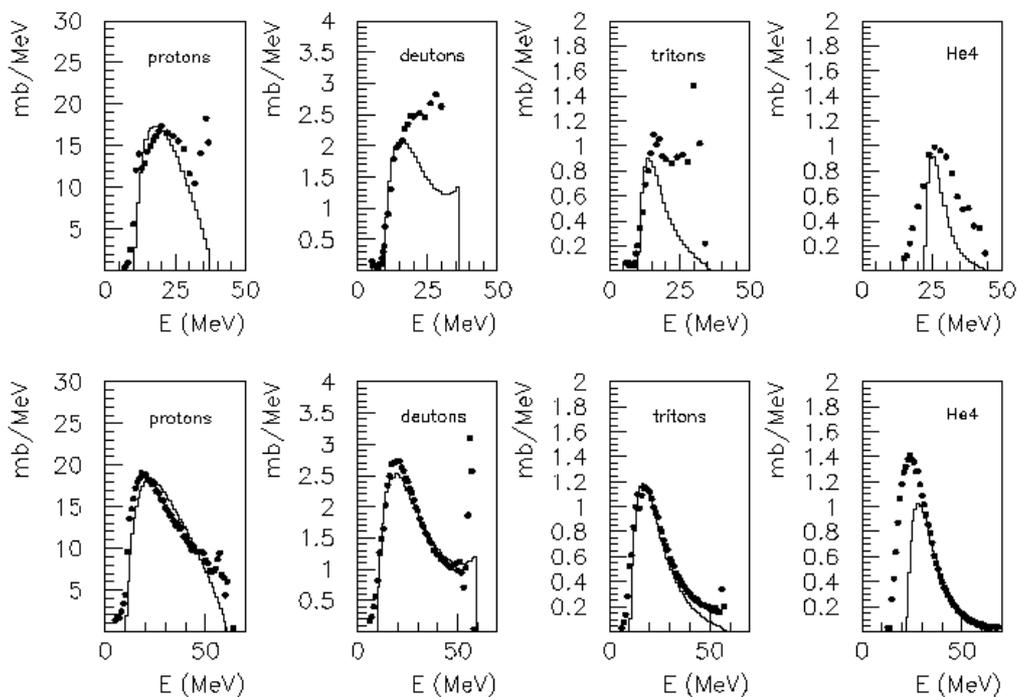


Fig. 4.10 Prédiction obtenues avec le code PREEQ (histogramme) pour la production des protons et des particules complexes dans les réactions $^{209}\text{Bi}(p, Xpcl)$ à 38.7 MeV (en haut) et $^{208}\text{Pb}(p, Xpcl)$ à 62.9 MeV (en bas) en comparaison avec les distributions expérimentales des références [Ber73] et [Gue01] (points).

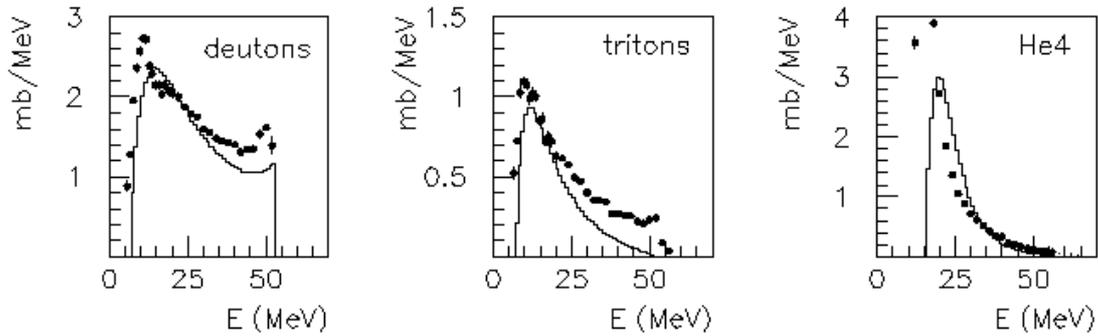


Fig. 4.11 Prédiction obtenues avec le code PREEQ (histogramme) pour la production des particules complexes dans les réactions $^{120}\text{Sn}(p, Xp\alpha)$ à 61.5 MeV en comparaison avec les distributions expérimentales de la référence [Ber73] (points). La distribution pour les particules alpha a été coupée à 4 mb/MeV afin de faciliter la comparaison.

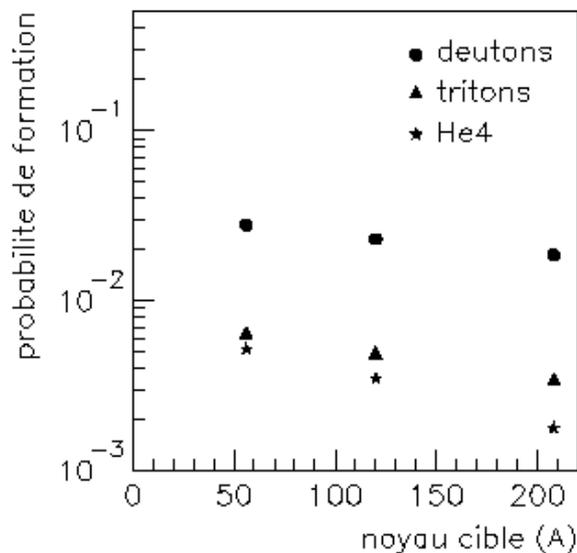


Fig. 4.12 Probabilité de formation γ_B en fonction de nombre de nucléons du noyau cible pour trois types de particules.

Des études similaires ont été menées par d'autres groupes [Wu77], [Wu79], [Mac79], les résultats obtenus sont du même type que ceux présentés dans ce travail. L'introduction de la probabilité de formation dans le modèle d'exciton permet une description satisfaisante de processus d'émission des protons et des particules chargées légères de pré-équilibre pour un grand nombre des résultats expérimentaux.

4.3.2 Calculs avec le modèle d'exciton dans l'approche de Kalbach

Le programme PRECO-2000 [Kal01] prend en compte le processus de pré-équilibre et les processus directs pour décrire l'émission des particules. Le processus de pré-équilibre est décrit en utilisant l'équation (4.4) modifiée dans le cadre du modèle d'exciton à deux composantes. Les spectres d'émission de «non-équilibre» calculés dans le cadre du modèle comportent donc deux contributions: la contribution du processus de pré-équilibre calculée

avec le modèle d'exciton et la contribution des réactions directes. Afin de pouvoir comparer les prédictions de ce modèle avec celles présentées dans le paragraphe précédent, les émissions secondaires de pré-équilibre ne sont pas prises en compte. Nous avons utilisé la même prescription pour les valeurs des paramètres spécifiques au modèle d'exciton que celle utilisée dans le paragraphe précédent pour le programme PREEQ [Bet75], à l'exception bien sûr du paramètre γ_β qui n'est pas pris en compte dans cette approche. Les mêmes configurations de réaction, présentées dans le tableau 4.1, ont été étudiées dans le cadre de ce modèle.

Nous présentons dans la figure 4.13 un exemple de calcul du spectre d'émission des particules He4 dans les réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur une cible de ^{56}Fe , avec les contributions des différents mécanismes. La somme de toutes ces contributions (pré-équilibre + réactions directes) donne l'émission des particules hors équilibre.

On peut observer dans la figure 4.13 que la contribution de pré-équilibre calculée dans le cadre du modèle d'exciton est cette fois très faible. C'est le résultat direct de l'utilisation du taux de production des particules calculé avec l'équation (4.4) sans facteur multiplicatif. Le faible taux de production dans la phase de pré-équilibre doit être compensé par la contribution de la réaction de pick-up de trois nucléons du noyau afin de former une particule alpha et de la réaction de knock-out d'une particule alpha préformée dans le noyau.

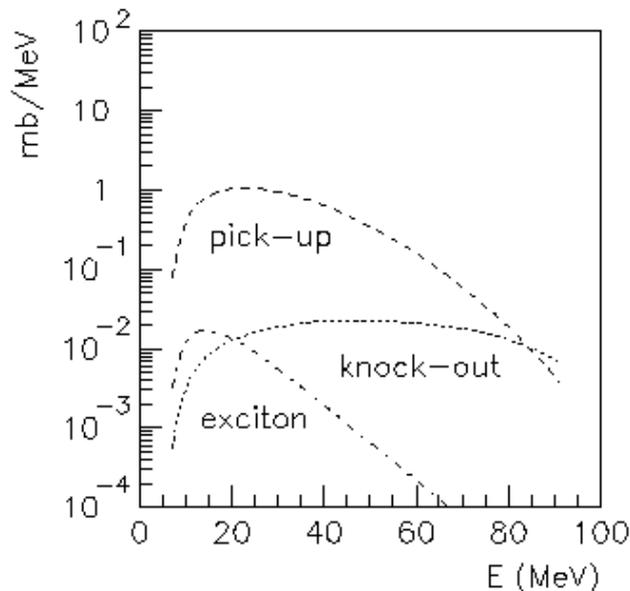


Fig. 4.13 Contributions d'émission de non-équilibre calculées dans le cadre du code PRECO-2000 pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, X\text{He4})$ à 96 MeV.

Les résultats obtenus pour les réactions avec des neutrons de 96 MeV sur les systèmes $A=56$ et $A=208$ sont présentés et comparés avec les résultats expérimentaux de ce travail dans les figures 4.14 et 4.15.

Nous observons un désaccord important même pour l'émission des protons dans la région des énergies intermédiaires pour les deux réactions. Concernant l'émission des particules complexes, le comportement est différent suivant le système. Ainsi, la production de ces particules aux énergies intermédiaires est surestimée de façon systématique pour la réaction sur la cible de ^{56}Fe et apparemment cet effet croît avec la masse de la particule émise. Dans le cas du ^{208}Pb l'effet est inverse, la production est sous-estimée avec un

désaccord croissant avec la masse des particules. La contribution des mécanismes directs telle qu'elle est calculée par le modèle ne permet pas de reproduire de façon satisfaisante les taux de production des particules complexes. La seule région où l'accord semble s'améliorer est la région des très hautes énergies.

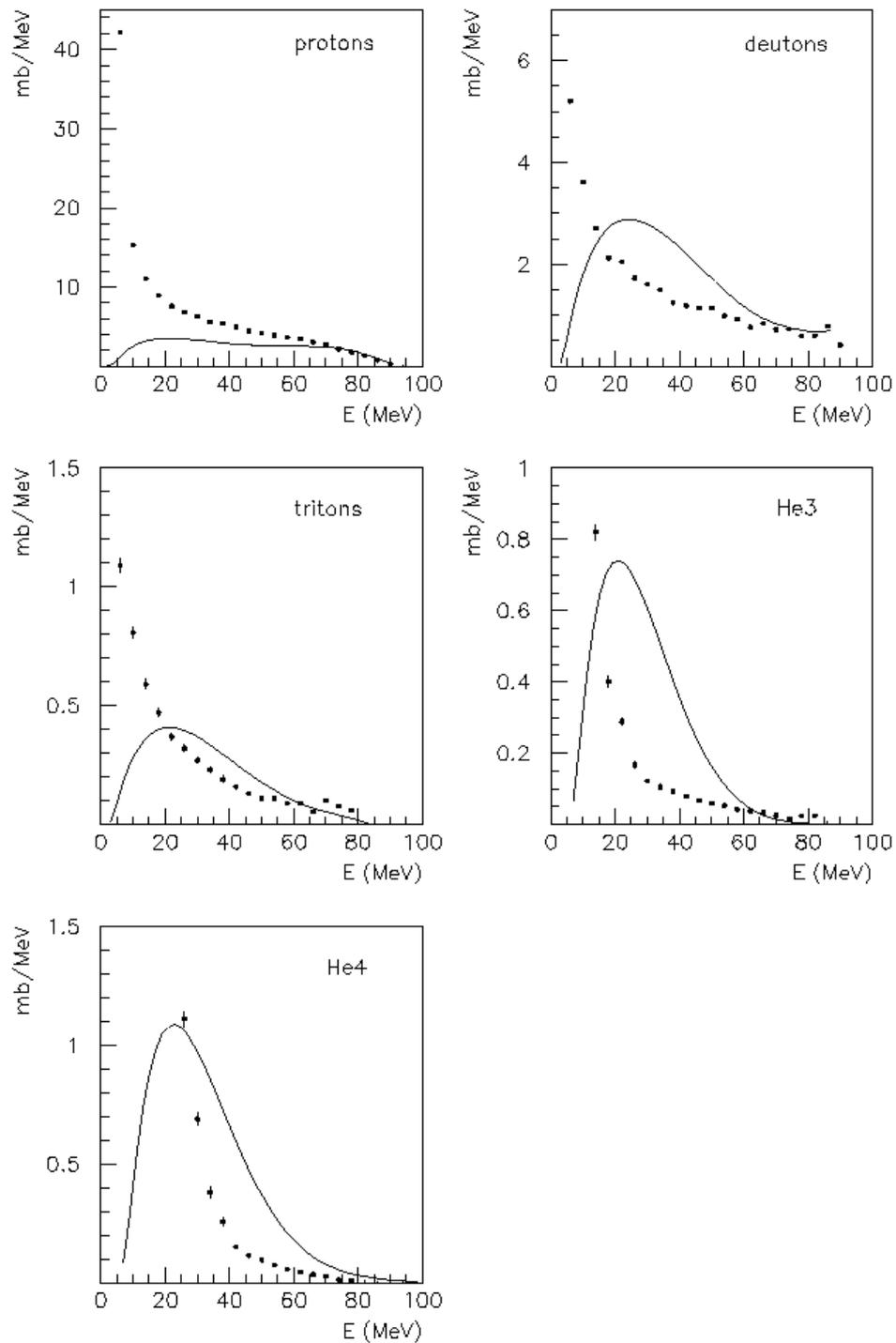


Fig. 4.14 Sections efficaces différentielles en énergie pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xp\alpha)$ à 96 MeV calculées avec le code PRECO-2000 (trait continu) comparées avec les résultats expérimentaux (points). Le spectre dans le cas des particules alpha a été volontairement coupé à 1.5 mb/MeV afin de faciliter la comparaison.

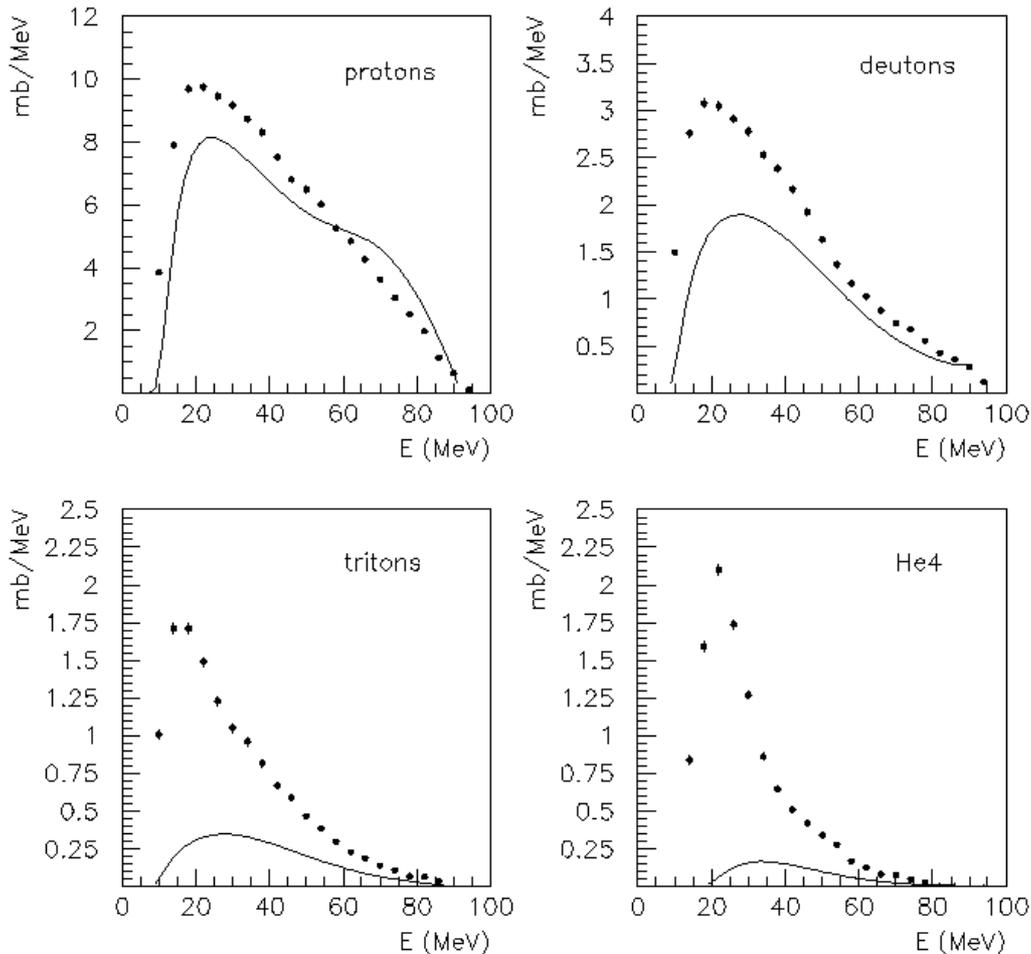


Fig. 4.15 Môme chose que dans la figure 4.14 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, XpCl)$ à 96 MeV.

Nous allons poursuivre cette étude systématique de façon similaire à celle du paragraphe précédent en abordant les réactions induites par des protons de 61.5 MeV et de 38.7 et 62.9 MeV respectivement sur des cibles de masse $A=56$ et $A=208$. Les résultats des calculs sont comparés avec les résultats expérimentaux dans les figures 4.16 et 4.17.

Le même type de comportement est retrouvé pour toutes les configurations étudiées. Môme si l'accord semble s'améliorer au niveau du taux de production des particules pour de plus faibles énergies incidentes, on trouve des différences majeures dans la forme des distributions. On peut remarquer aussi la sous-estimation systématique de production des particules alpha pour les énergies intermédiaires dans le cas des systèmes lourds.

Les distributions expérimentales obtenues pour les réactions $^{208}\text{Pb}(n, XpCl)$ à 96.0 MeV et $^{208}\text{Pb}(p, XpCl)$ à 62.9 MeV (figures 4.15 et 4.17) ont des formes similaires bien que les projectiles soient différents. Ce n'est pas le cas pour le spectre de deutons qui présente une structure piquée vers les hautes énergies lorsque le projectile est un proton. La contribution du processus direct correspondant au pick-up d'un neutron est ici fortement surévaluée.

Nous avons pu regarder plus en détail cet aspect grâce aux résultats expérimentaux des références [Ker02] et [Gue01]. Les deux résultats concernent l'émission des particules chargées dans les réactions sur des systèmes autour de $A=208$ à l'énergie d'environ 62 MeV. Seul le type de projectile diffère entre les deux cas, les réactions étant induites par des neutrons dans la référence [Ker02] et par des protons dans [Gue01].

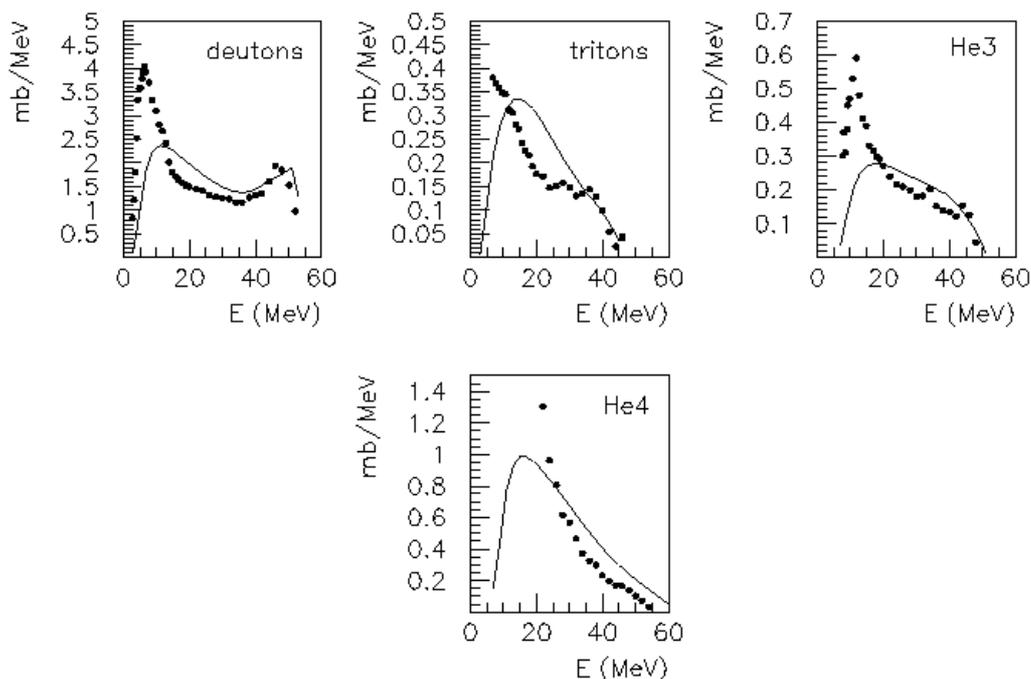


Fig. 4.16 Prédiction obtenues avec le code PRECO-2000 (trait continu) pour la production des particules complexes dans les réactions $^{54}\text{Fe}(p, Xpcl)$ à 61.5 MeV en comparaison avec les distributions expérimentales de la référence [Ber73] (points).

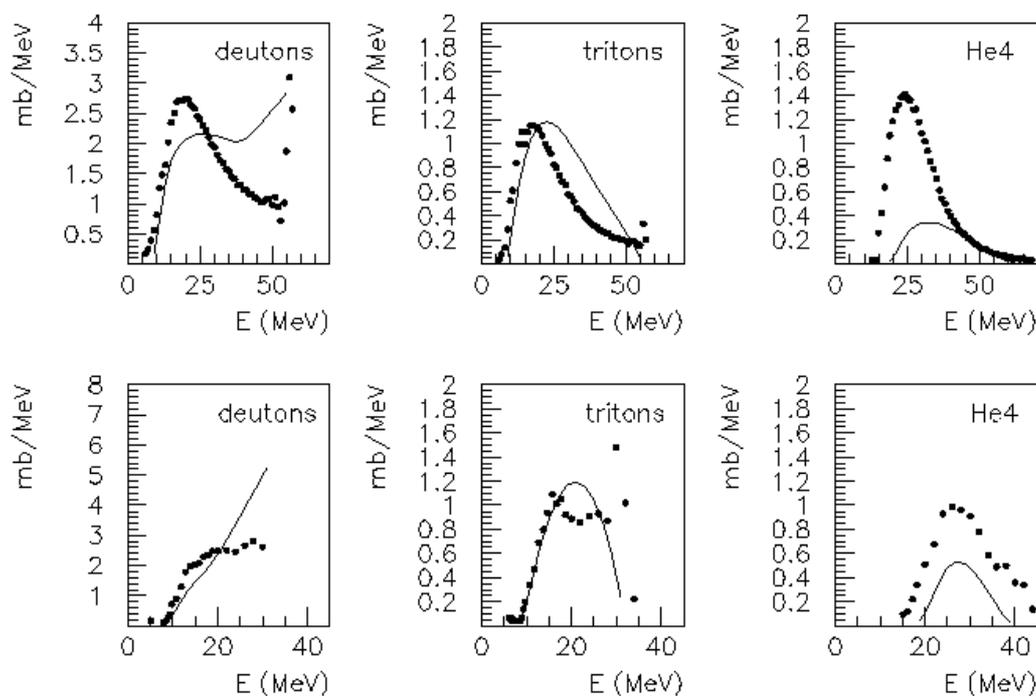


Fig. 4.17 Prédiction obtenues avec le code PRECO-2000 (trait continu) pour la production des particules complexes dans les réactions $^{208}\text{Pb}(p, Xpcl)$ à 62.9 MeV (en haut) et $^{209}\text{Bi}(p, Xpcl)$ à 38.7 MeV (en bas) en comparaison avec les distributions expérimentales des références [Gue01] et [Ber73] (points).

Nous avons comparé les distributions expérimentales d'émission de deutons obtenues pour ces deux réactions. On peut remarquer qu'elles sont très semblables dans la région des énergies intermédiaires, en forme et en amplitude (fig. 4.18, en haut à gauche). Nous avons regardé ensuite les prédictions du modèle pour les deux systèmes (figure 4.18 en haut, à droite). Le désaccord avec les résultats expérimentaux est flagrant. Le modèle est donc très dépendant du type de projectile. Afin d'identifier la cause de cet effet, il suffit de regarder individuellement les deux contributions calculées par le modèle pour l'émission hors équilibre (fig. 4.18, en bas). Il est évident que la contribution de pré-équilibre calculée avec le modèle d'exciton suit la tendance des distributions expérimentales: les résultats dans les cas des protons et neutrons incidents sont très semblables. Les contributions des réactions directes sont, au contraire, très différentes et ce sont ces contributions qui influencent la forme et l'amplitude des distributions calculées car elles sont beaucoup plus importantes que les contributions de pré-équilibre.

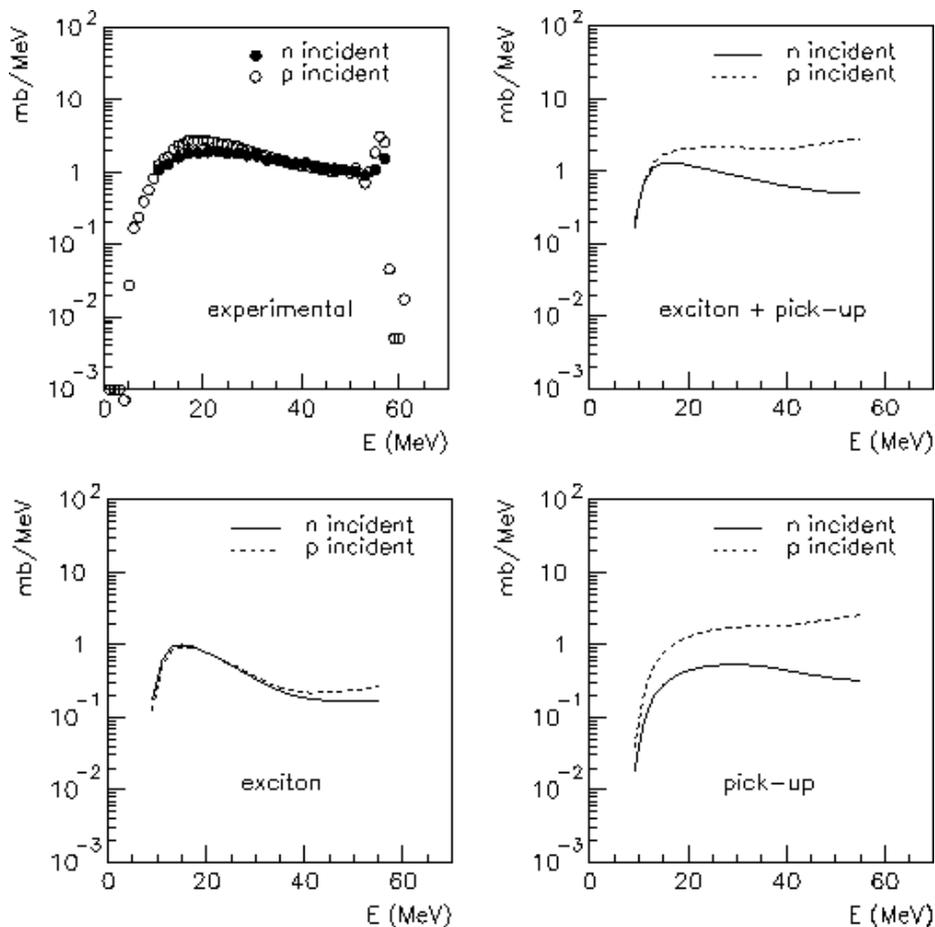


Fig. 4.18 Distributions expérimentales et calculées avec le code PRECO-2000 pour l'émission des deutons dans les réactions $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 62.7 MeV et $^{208}\text{Pb}(p, Xpcl)$ à 62.9 MeV.

La prise en compte de la contribution des réactions directes dans l'émission des particules complexes qui se trouve à la base de l'approche proposée dans ce modèle pour remplacer le modèle de coalescence utilisé dans PREEQ ne permet pas, telle qu'elle est calculée, de reproduire l'ensemble des résultats expérimentaux.

Le programme PREEQ apparaît donc avoir un caractère prédictif de bien meilleur qualité pour les particules produites hors équilibre. Pour compléter les distributions, il faut

ajouter à cette description les processus à l'équilibre qui sont susceptibles d'être à l'origine de l'émission des particules de très basse énergie.

4.3.3 Le processus d'évaporation

Afin d'ajouter la contribution liée au processus d'évaporation à celle de pré-équilibre nous allons suivre la procédure décrite dans la référence [Wu79].

L'émission à l'équilibre est supposée avoir deux composantes. La première, l'évaporation dite «pure» concerne le noyau composé initial formé par l'absorption du projectile dans le noyau cible. L'énergie d'excitation du noyau E est maximale. La deuxième composante concerne la désexcitation par évaporation du noyau résiduel obtenu après l'émission d'une particule dans la phase de pré-équilibre. L'énergie d'excitation de ce noyau se calcule avec la formule:

$$U = E - B_\beta - e_\beta \quad (4.20)$$

où E est l'énergie d'excitation du noyau composé, B_β l'énergie de liaison de la particule β dans le noyau et e_β l'énergie d'émission de la particule. La probabilité d'obtenir le noyau résiduel dans un état excité U après l'émission à pré-équilibre d'une particule β est donnée par la probabilité d'émission de cette particule dans la phase de pré-équilibre.

La seule composante qui ne sera pas prise en compte d'une manière directe provient des émissions multiples dans la phase de pré-équilibre. Ce processus, possible seulement pour des énergies incidentes élevées, entraîne l'émission des particules de faible énergie. Sa contribution dans le spectre d'émission a été estimé comme étant très faible [Bla76]. C'est la raison pour laquelle cette contribution est traitée dans la phase d'évaporation suivant l'émission de pré-équilibre.

Nous allons estimer par la suite les contributions de ces deux processus d'évaporation. Pour cela on définit d'abord à partir de l'équation (4.7) la probabilité totale d'émission de pré-équilibre:

$$I_{PE} = \sum_{\beta} \int_0^{E-B_\beta} I_{\beta}(e_{\beta}) \cdot de_{\beta} \quad (4.21)$$

en sommant la probabilité d'émission de pré-équilibre intégrée en énergie sur tous les types de particule β ($\beta=n, p, d, t, He3, He4$). Nous précisons que le spectre en énergie d'émission des neutrons est aussi calculé par le modèle, même si cet aspect n'a pas été abordé dans le paragraphe 4.3.1 car nous ne disposons pas des résultats expérimentaux pour l'émission de ces particules.

La fraction d'émission de pré-équilibre est calculée comme étant $F_{PE}=I_{PE}/\sigma_C$ et la probabilité pour le processus d'évaporation «pure» est donc $(1-F_{PE})$. La probabilité I_{PE} se calcule facilement dans le cadre du modèle en utilisant les valeurs des sections efficaces de réaction données dans le tableau 4.2 ce qui donne pour les réactions $^{56}Fe(n, Xpcl)$ et $^{208}Pb(n, Xpcl)$ à 96 MeV respectivement les valeurs:

$$F_{PE}=953.0/960.0=0.993 \text{ et } F_{PE}=1925.0/1943.8=0.990$$

La presque totalité de la section efficace de réaction est donc disponible pour le processus de pré-équilibre, une très faible fraction étant responsable de l'évaporation «pure».

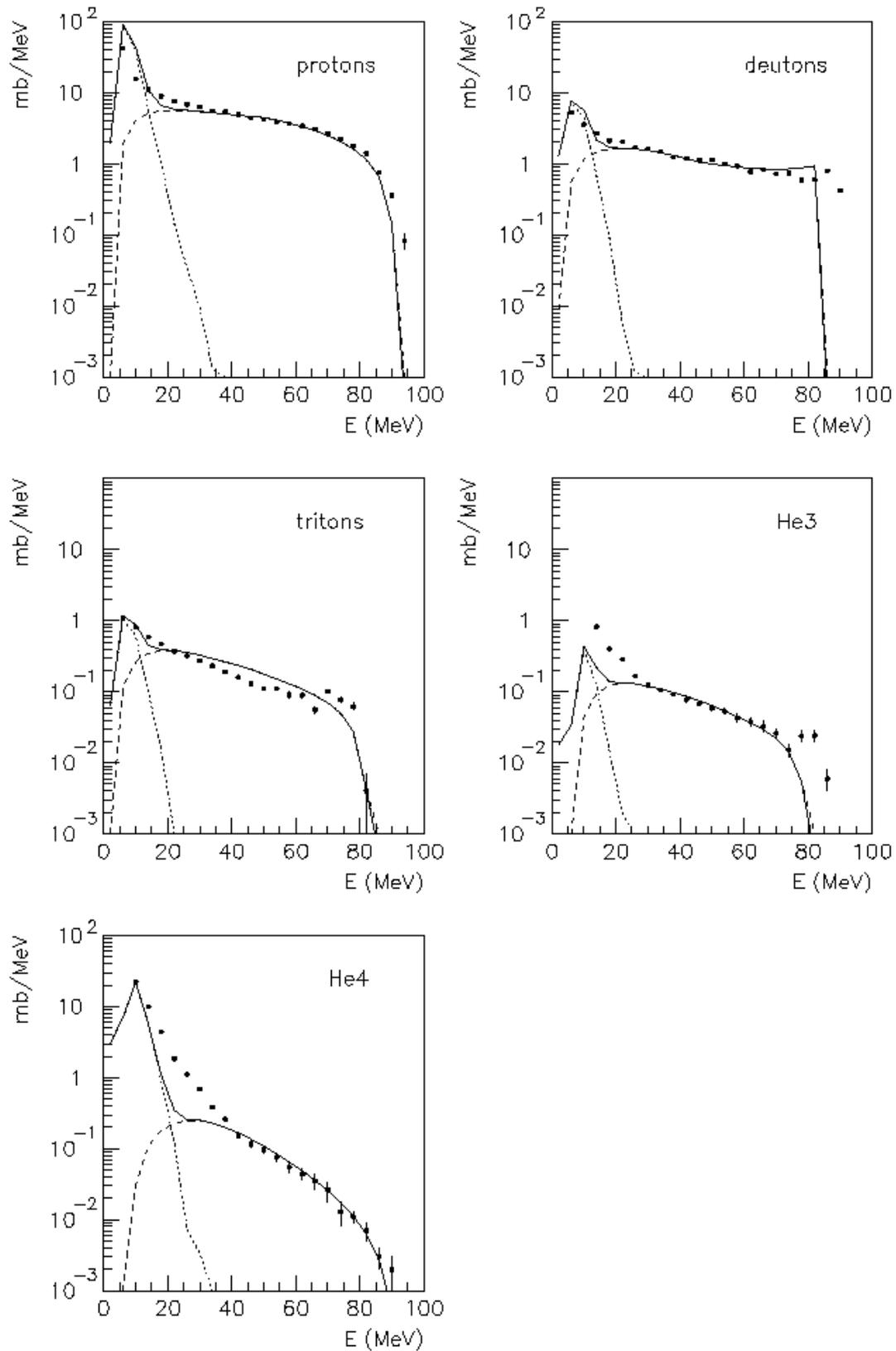


Fig. 4.19 Contributions des deux mécanismes de réaction dans le spectre d'émission des particules chargées pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xp)$ à 96 MeV: émission de pré-équilibre (trait tiret) et évaporation des noyaux résiduels (trait pointille). La distribution totale calculée est symbolisée par le trait continu. Les points symbolisent les distributions expérimentales.

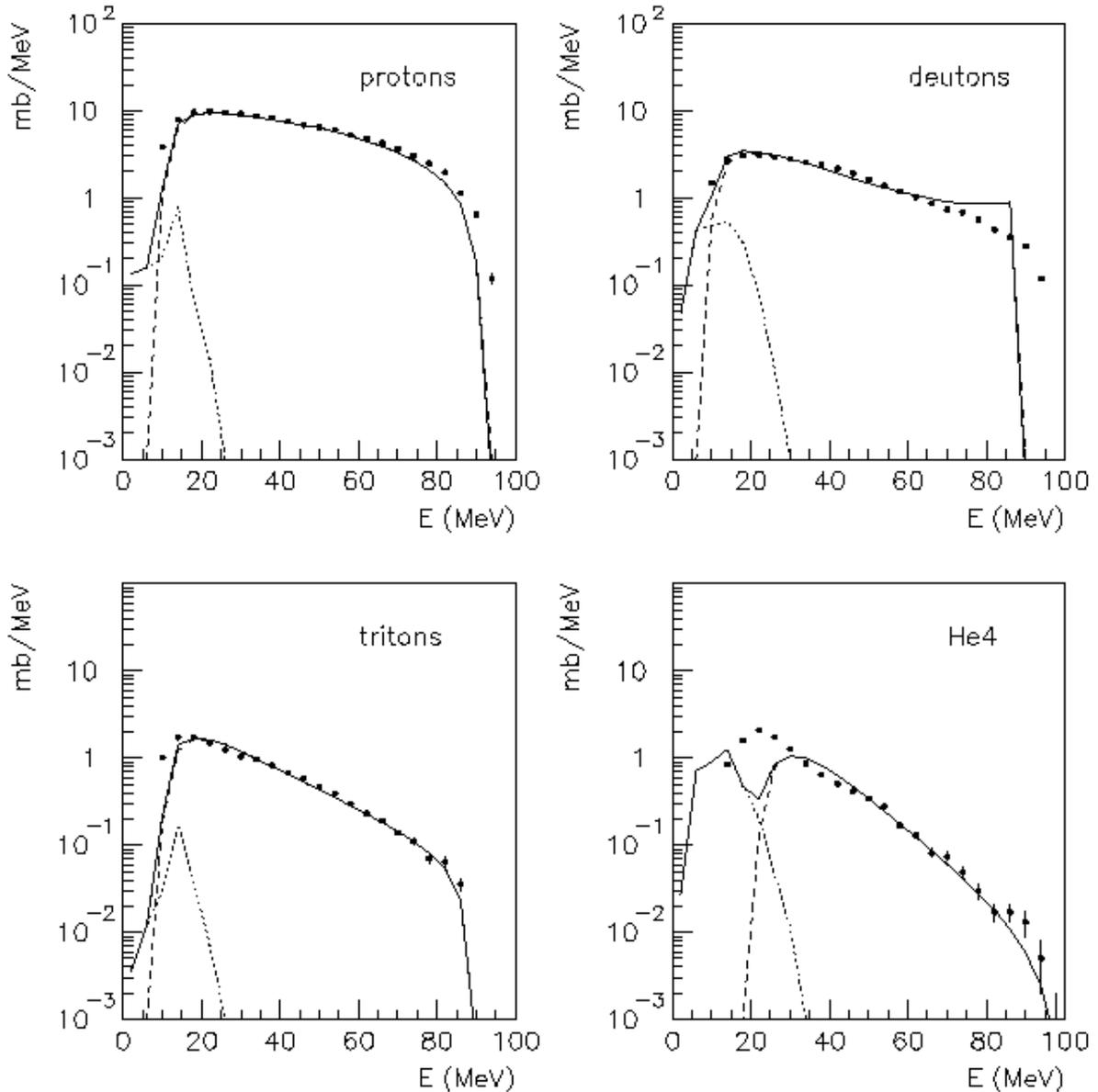


Fig. 4.20 Môme chose que dans la figure 4.19 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

La contribution du processus d'évaporation est liée presque en totalité aux émissions à l'équilibre des noyaux résiduels obtenus après l'émission d'une particule de pré-équilibre.

La contribution de ce processus est calculée en utilisant un modèle basé sur la théorie de Hauser-Feshbach. Pour chaque noyau résiduel, obtenu après l'émission à pré-équilibre de chaque type de particule β , on calcule son énergie d'excitation pour chaque énergie e_β d'émission de la particule. A partir de son énergie d'excitation et de son nombre de nucléons on calcule ensuite les spectres d'évaporation correspondants. L'émission des particules continue jusqu'à l'épuisement de l'énergie d'excitation. En attribuant à chaque contribution ainsi obtenue la probabilité de formation du noyau résiduel dans l'état caractérisé par l'énergie d'excitation U , égale à la probabilité d'émission au pré-équilibre calculée pour chaque particule β conformément au paragraphe 4.3.1, nous obtenons six spectres individuels d'évaporation, correspondant à chaque type de noyau résiduel. Le spectre total d'évaporation est calculé comme étant la somme de toutes ces contributions individuelles.

Les résultats obtenus pour les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ et $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 96 MeV sont présentés dans les figures 4.19 et 4.20. Afin de visualiser le recouvrement des contributions, nous présentons sur les mêmes figures la contribution de processus du pré-équilibre pour chaque réaction, telles qu'elle a été calculée avec le programme PREEQ. Les distributions en énergie sont présentées en échelle logarithmique afin de permettre la visualisation de la composante d'évaporation, très faible dans certains cas. La distribution en énergie totale calculée, obtenu comme étant la somme de ces deux contributions (pré-équilibre et évaporation) est aussi présentée sur les figures.

Un bon accord général peut être observé pour les deux réactions. Le processus d'évaporation des noyaux résiduels est responsable de l'émission des particules de très basse énergie, les particules plus énergétiques étant émises pendant la phase de pré-équilibre. Dans la réaction sur la cible de ^{208}Pb presque toutes les particules proviennent de la contribution de pré-équilibre, l'évaporation étant bloquée par la barrière coulombienne.

Nous pouvons identifier une sous-estimation importante pour l'émission des particules He3 dans la région des faibles énergies allant jusqu'à 20 MeV. Le même effet est observé pour les particules alpha dans les deux réactions pour les énergies autour de 20 MeV (les trous identifiées dans la distribution en énergie totale calculée dans les figures 4.19 et 4.20). Dans ces deux cas, aucun des processus ne prévoit un taux de production suffisante pour décrire correctement les distributions expérimentales, donc les deux contributions calculées ou seulement une d'entre elles sont sous-estimées. Nous pouvons obtenir plus d'information sur cet aspect en étudiant la probabilité en fonction de l'angle d'émission.

4.3.4 Les distributions angulaires

Afin de mieux identifier les contributions des différents processus dans l'émission des particules nous devons étudier la forme des distributions angulaires. Nous disposons maintenant des distributions en énergie calculées pour le processus de pré-équilibre et d'évaporation des noyaux résiduels. Nous pouvons donc calculer la probabilité totale d'émission en fonction de l'énergie pour chaque type de particule β comme étant la somme de ces deux contributions:

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta} = \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSC} \quad (4.22)$$

et la fraction d'émission de pré-équilibre:

$$f_{MSD}(e) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSD}}{\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)_{\beta}^{MSC}} \quad (4.23)$$

En disposant de ces deux éléments nous pouvons utiliser la systématique de la référence [Kal88] décrite par l'équation (4.13) pour calculer les distributions angulaires théoriques. Le paramètre de forme a se calcule avec la formule donnée dans la même référence.

Nous présentons dans les figures 4.21 et 4.22 les distributions angulaires calculées pour trois domaines éloignés d'énergie d'émission, un dans la partie des énergies basses, un dans la région intermédiaire et le troisième dans la partie des hautes énergies du spectre, en comparaison avec les distributions expérimentales. Pour chaque distribution calculée nous indiquons la contribution du processus de pré-équilibre, en l'occurrence le facteur f_{MSD} évalué par la relation 4.23. Les résultats concernent l'émission des isotopes d'hydrogène dans les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ et $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 96 MeV. L'émission des particules He3 et alpha sera discutée séparément.

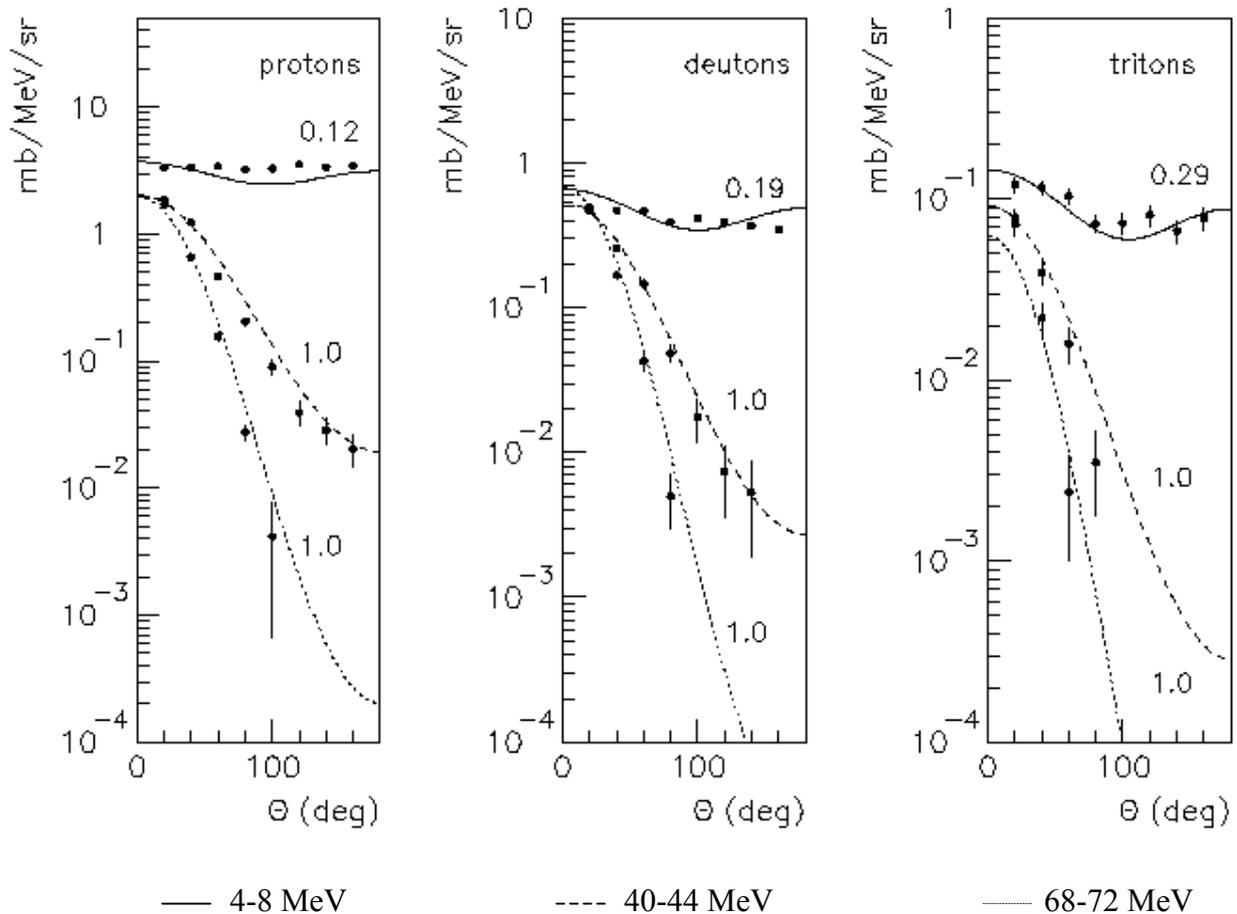


Fig. 4.21 Distributions angulaires expérimentales (points) et calculées (traits) pour l'émission des isotopes d'hydrogène dans la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ à 96 MeV.

On peut remarquer un bon accord général entre les distributions calculées et expérimentales. Des situations particulières peuvent être signalées par exemple pour l'émission des deutons dans la réaction sur la cible de ^{208}Pb , où la distribution calculée dans le domaine 80–84 MeV se situe plus haut que la distribution expérimentale. La cause de cet effet est la surestimation par le modèle de la distribution en énergie dans ce domaine, fait déjà signalé dans le paragraphe 4.3.1, figure 4.8. L'accord dans la forme des distributions angulaires n'est pas altéré.

L'étude de la forme des distributions angulaires permet de mieux identifier les mécanismes de réaction et leur contribution dans l'émission des particules. Le processus d'évaporation contribue à très basse énergie et quand il est dominant les distributions angulaires sont isotropes ou symétriques par rapport à 90 degrés: les particules sont émises

presque avec la même probabilité dans l'espace. Dans la mesure où l'on s'éloigne de la région de basse énergie, le processus d'évaporation devient fortement improbable et l'émission des particules est favorisée aux angles vers l'avant. Ce comportement caractérise le processus de pré-équilibre, qui devient dominant dès qu'on atteint des énergies d'émission dans la région intermédiaire.

Comme il a été déjà mis en évidence dans l'étude des distributions en énergie, dans la réaction sur la cible de ^{208}Pb les particules sont émises presque exclusivement suite au processus de pré-équilibre, la composante d'évaporation étant très faible même aux plus basses énergies d'émission. C'est la raison pour laquelle les distributions angulaires dans la figure 4.22 sont plus fortes en amplitude pour les angles avant dans tous les domaines en énergie d'émission.

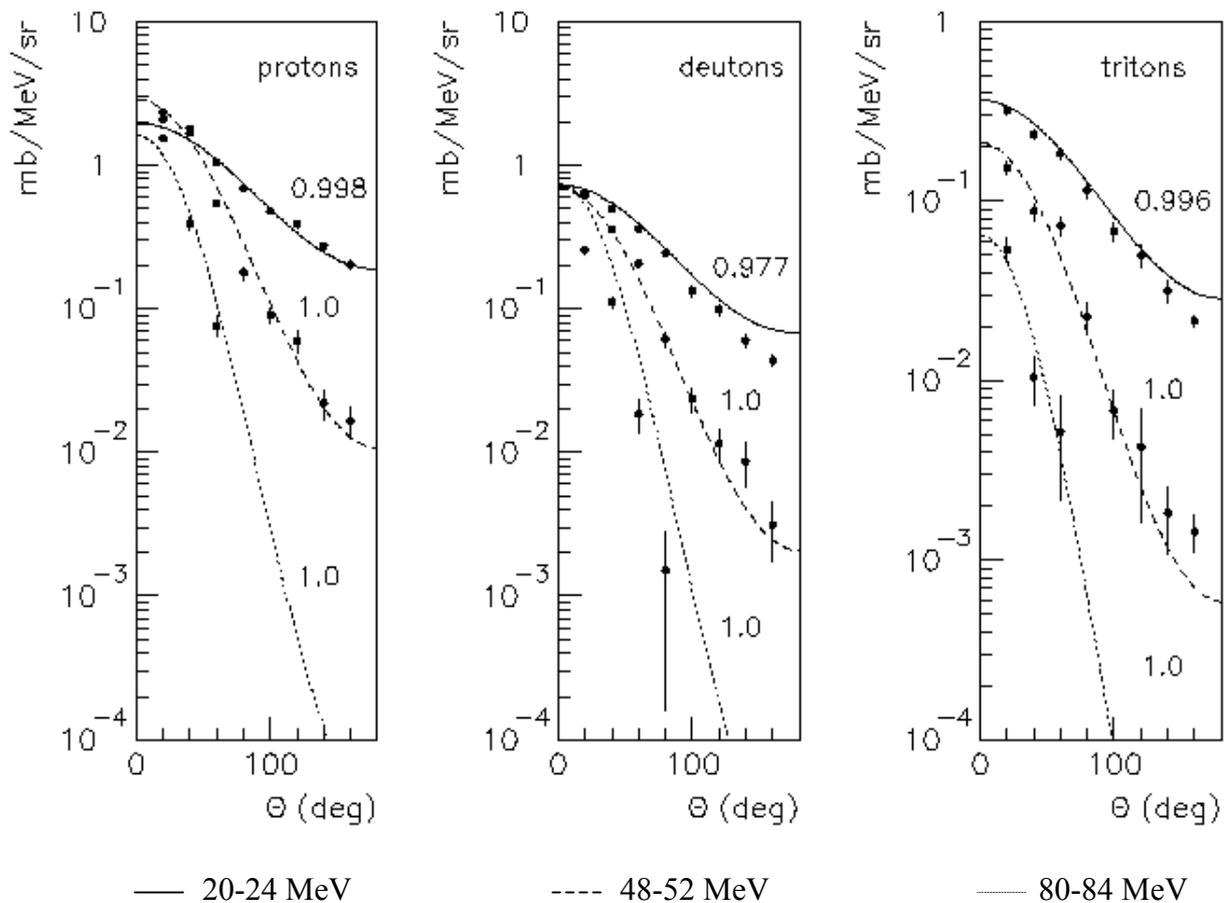


Fig. 4.22 Même chose que dans la figure 4.21 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xp\alpha)$ à 96 MeV.

Nous allons maintenant étudier les distributions angulaires pour l'émission des isotopes d'hélium dans les deux réactions. Nous avons constaté un effet de sous-estimation dans la région autour de 20 MeV pour la production de ces particules dans les distributions en énergie présentées dans le paragraphe précédent. Nous vérifions d'abord l'accord entre les distributions angulaires pour les autres domaines, où les distributions en énergie sont correctement décrites par le modèle. Les résultats sont présentés pour les deux réactions dans les figures 4.23 et 4.24.

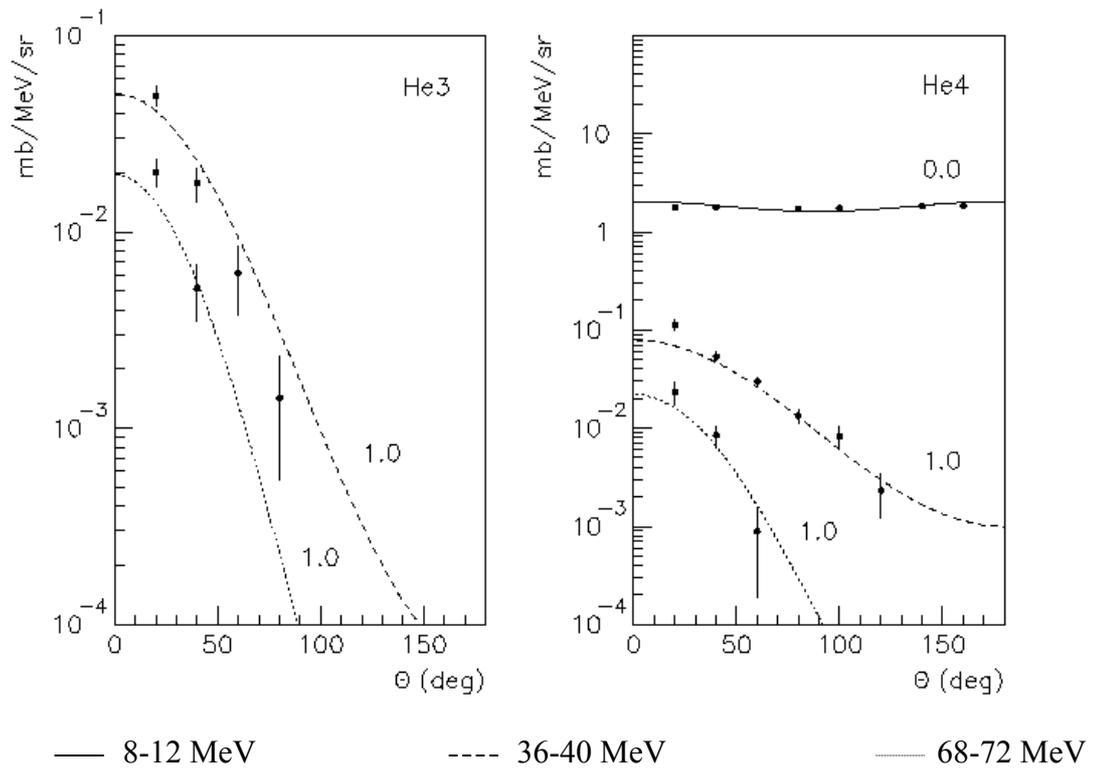


Fig. 4.23 Distributions angulaires expérimentales (points) et calculées (traits) pour l'émission des isotopes d'hélium dans la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xp\alpha)$ à 96 MeV.

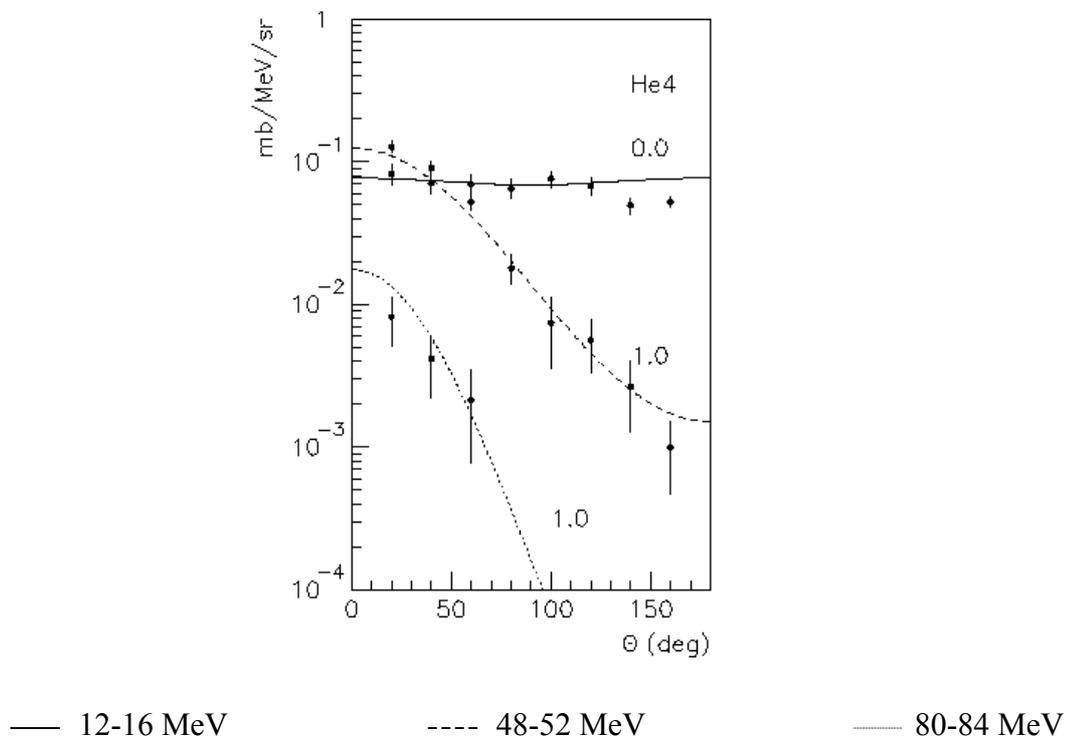


Fig. 4.24 Distributions angulaires expérimentales (points) et calculées (traits) pour l'émission des particules alpha dans la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xp\alpha)$ à 96 MeV.

Pour ces domaines en énergie d'émission on retrouve le même genre d'accord pour les isotopes d'hélium que pour les isotopes d'hydrogène. Les distributions angulaires expérimentales sont en général correctement décrites par les calculs. Les particules alpha émises avec une énergie très basse proviennent de l'évaporation des noyaux résiduels ($f_{MSD}=0$) tandis que les particules plus énergétiques sont émises dans la phase de pré-équilibre.

Nous allons traiter maintenant le domaine en énergie d'émission autour de 20 MeV. Dans cette région l'accord devient moins bon, comme on le peut constater dans la figure 4.25. Les distributions calculées en utilisant les valeurs des paramètres données par le modèle (trait continu) sont en total désaccord avec les résultats expérimentaux, tant dans la forme que dans l'amplitude. Ceci montre que les contributions des processus de réaction sont incorrectement estimées dans ce cas.

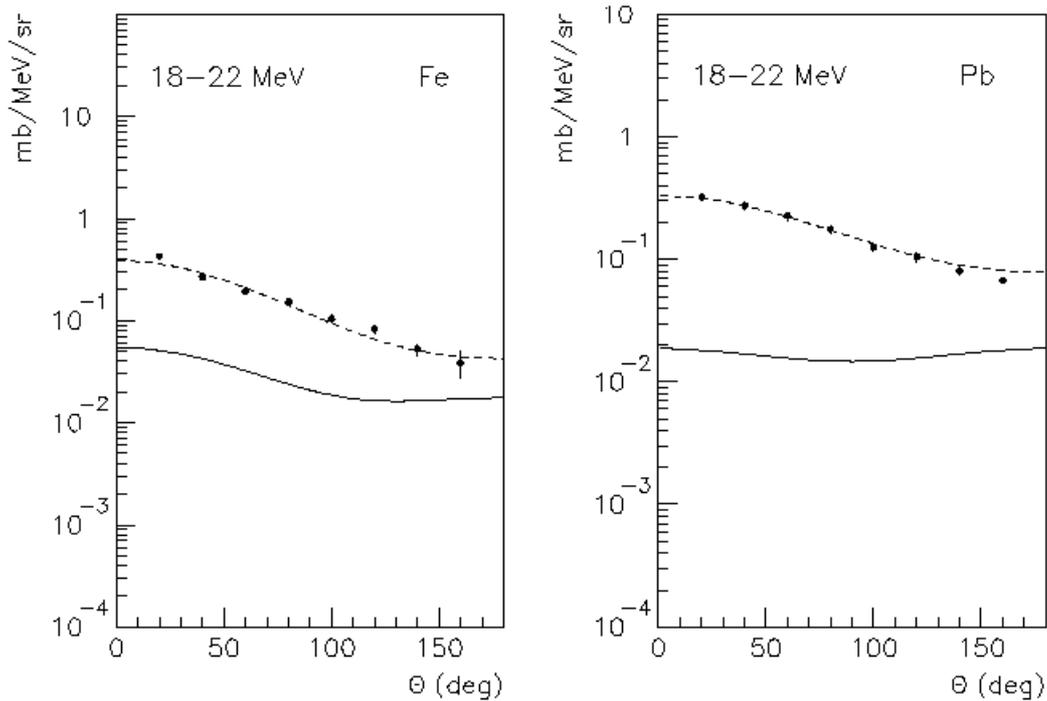


Fig. 4.25 Distributions angulaires pour l'émission des particules alpha dans les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ (à gauche) et $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ (à droite) à 96 MeV pour les énergies d'émission autour de 20 MeV.

Les courbes représentées par le trait continu ont été obtenues en utilisant les valeurs suivantes pour les paramètres dans l'équation (4.13):

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right) = \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSC} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSD} = 0.322 \text{ mb / MeV} = 0.12 \text{ mb / MeV} + 0.202 \text{ mb / MeV}$$

et $f_{MSD} = 0.63$

pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ et

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right) = \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSC} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSD} = 0.22 \text{ mb / MeV} = 0.22 \text{ mb / MeV} + 0.0057 \text{ mb / MeV}$$

et $f_{MSD} = 0.025$

pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$, conformément aux distributions calculées présentées dans les paragraphes 4.3.1 et 4.3.4.

Nous avons modifié ces paramètres afin d'obtenir le meilleur accord possible avec les distributions expérimentales (trait discontinu dans la figure 4.25) et les valeurs trouvées sont:

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right) = \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSC} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSD} = 1.84\text{mb} / \text{MeV} = 0.11\text{mb} / \text{MeV} + 1.73\text{mb} / \text{MeV}$$

et $f_{MSD} = 0.94$

pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ et

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right) = \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSC} + \left(\frac{d\sigma}{de}\right)^{MSD} = 2.12\text{mb} / \text{MeV} = 0.20\text{mb} / \text{MeV} + 1.92\text{mb} / \text{MeV}$$

et $f_{MSD} = 0.91$

pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$.

En comparant les valeurs des paramètres dans les deux cas on peut facilement remarquer qu'à l'origine du désaccord se trouve la forte sous-estimation de la contribution de pré-équilibre calculée par le modèle dans cette région d'énergies et ceci pour les deux réactions. La contribution du processus d'évaporation est correctement calculée, dans la mesure où les valeurs pour la probabilité d'émission correspondantes sont presque inchangées d'un calcul à l'autre.

Un comportement identique a été identifié pour l'émission des particules He3 dans la réaction sur la cible de ^{56}Fe . Là aussi, la probabilité d'émission de pré-équilibre dans la région 18–22 MeV est sous-estimée par les calculs. En outre, dans ce cas, la contribution du processus d'évaporation est elle aussi sous-estimée, d'environ 40% aux énergies d'émission autour de 14 MeV.

4.3.5 Les prédictions du modèle DYWAN pour l'émission des particules hors équilibre

Les résultats des calculs pour les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ et $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ à 96 MeV sont présentés et comparés avec les distributions expérimentales dans les figures 4.26 et 4.27. On peut en particulier souligner la sous estimation constatée dans les sections efficaces simplement différentielles des deutons émis lors de collisions entre un neutron incident et un noyau cible. Son origine est mise en évidence sur les spectres doublement différentiels: au cours du processus d'émission aux angles avant les paquets d'onde des nucléons s'étalent fortement suivant la direction du faisceau incident, des structures non liées et spatialement allongées se forment ainsi au début du processus d'émission. Ceci est illustré sur la figure 4.28 où sont représentées les populations identifiées respectivement comme des deutons, des $Z=3$, des $Z=4$ au début du processus d'émission en comparaison avec le spectre expérimental. A noter que les oscillations apparaissant dans la forme du spectre portent probablement la signature du processus dynamique de formation.

Un autre aspect caractéristique apparaît dans les sections efficaces simplement différentielles pour les cibles les plus lourdes, il s'agit d'une surestimation systématique à basse énergie. L'origine se trouve dans le passage du calcul de la dynamique au code de recherche des composites. Bien que les informations soient disponibles, le calcul des énergies

potentielles n'est pas effectué, conduisant à une surévaluation du nombre de composites émis à basse énergie et aux angles arrière.

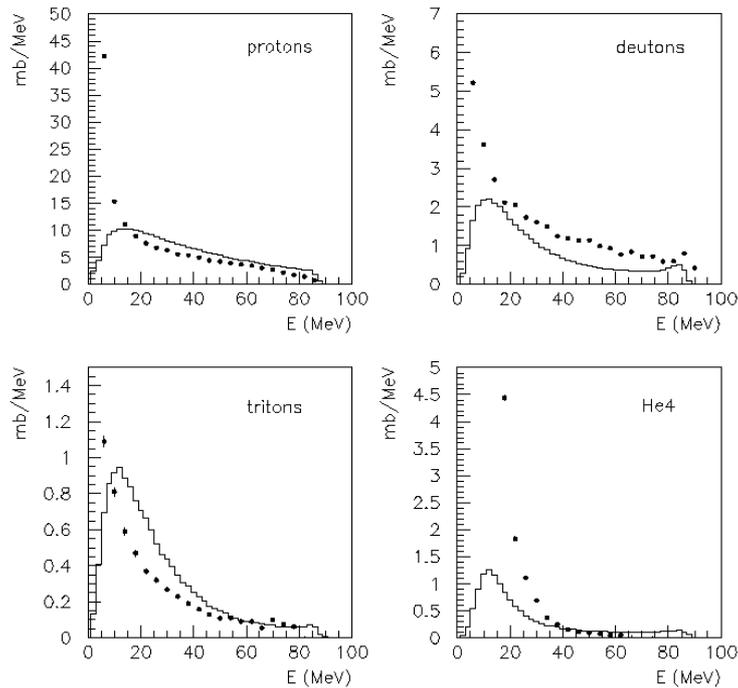


Fig. 4.26 Sections efficaces différentielles en énergie pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xp)$ à 96 MeV calculées par le modèle DYWAN (histogramme) comparées avec les résultats expérimentaux (points).

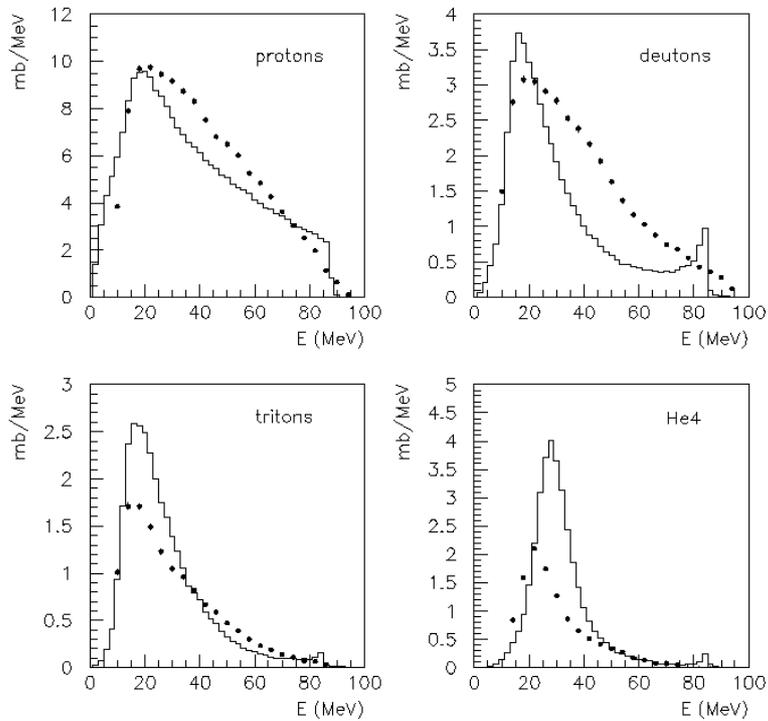


Fig. 4.27 Même chose que dans la figure 4.26 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xp)$ à 96 MeV.

Ceci peut être aisément constaté pour les spectres doublement différentiels d'émission de tritons dans la figure 4.29.

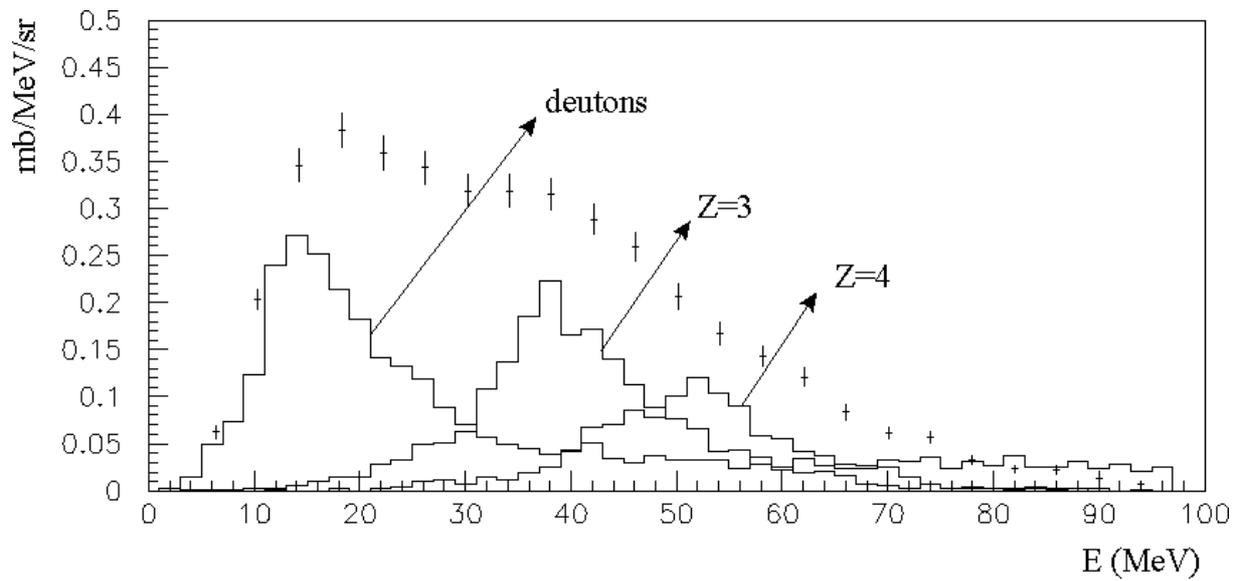


Fig. 4.28 Distribution doublement différentielle expérimentale (points) pour l'émission de deutons à 60 degrés dans la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xd)$ à 96 MeV, comparée avec les résultats du modèle DYWAN (histogramme).

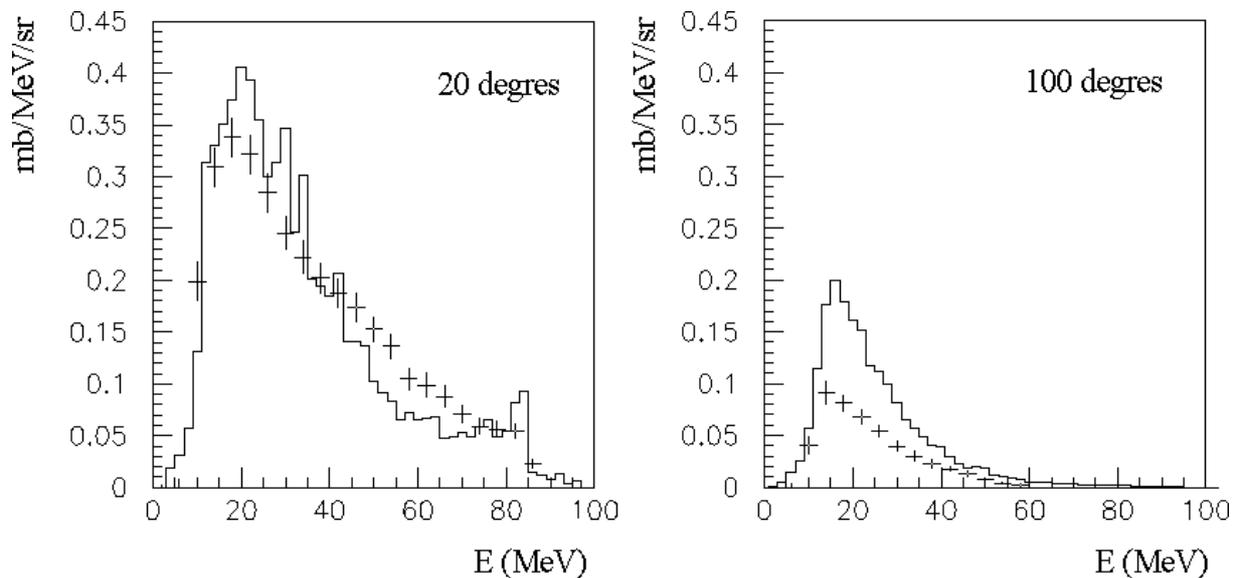


Fig. 4.29 Distributions doublement différentielles expérimentales (points) pour l'émission de tritons à un angle vers l'avant (à gauche) et vers arrière (à droite) dans la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xt)$ à 96 MeV, comparées avec les résultats du modèle DYWAN (histogramme).

Une étude systématique sur plusieurs systèmes (plusieurs énergies incidentes, plusieurs cibles et projectiles), étude équivalente à celle menée dans les sections 4.3.1 et 4.3.2, a été menée. Elle conduit à des conclusions identiques que celles obtenues à partir des seules comparaisons entre les prédictions du modèle DYWAN et les données à 96 MeV propres à ce travail et c'est pourquoi nous n'avons pas jugé indispensable de les présenter en détail dans ce rapport.

4.3.6 Les conclusions de l'analyse

Nous avons étudié dans cette section les prédictions des trois modèles pour l'émission des particules chargées dans des réactions aux énergies allant de 40 à 96 MeV. Dans cette région, le processus de pré-équilibre est très important et il se trouve à l'origine d'émission de particules dont les énergies couvrent la plupart du domaine d'émission.

Notre étude à eu comme but de tester le pouvoir prédictif des modèles dans cette zone d'énergies pour plusieurs noyaux cible éloignés en nombre de masse et pour différents types de projectile. Les prédictions de deux des modèles étudiés montre une certaine cohérence. Premièrement, les prédictions du modèle d'exciton avec l'implémentation de la probabilité de formation pour les particules complexes montrent un niveau satisfaisant de reproduction des distributions expérimentales en énergie pour un nombre important des configurations étudiées. Le modèle DYWAN permet lui aussi une description du processus d'émission avant l'équilibre et même si ses prédictions ne sont pas toujours dans le meilleur accord avec les résultats expérimentaux elles semblent être cohérentes. Enfin, l'introduction de la contribution des réactions directes afin de compléter la production des particules fournie par le modèle d'exciton ne semble pas donner les résultats escomptés. L'idée proposée par cette approche est digne d'être prise en considération, la preuve étant l'accord satisfaisant trouvé dans certains situations particulières. Néanmoins, ces situations sont très rares et concernent un nombre restreint des cas parmi les réactions étudiées. La façon dont la contribution des réactions directes est calculée dans le cadre de ce modèle se trouve souvent à l'origine du désaccord avec les résultats expérimentaux.

La description suffisamment correcte du processus de pré-équilibre par le modèle d'exciton en considérant une probabilité de formation des particules complexes dans cette étape de la réaction (paragraphe 4.3.1) nous à permis de poursuivre l'interprétation de nos résultats expérimentaux en calculant la contribution du processus d'évaporation dans le spectre d'émission. Nous avons trouvé que la presque totalité de cette contribution est liée au processus de désexcitation des noyaux résiduels obtenus après l'émission d'une particule dans la phase de pré-équilibre. Bien visible pour la réaction sur le système léger de ^{56}Fe , la contribution du processus d'évaporation est très faible pour le système plus lourd de ^{208}Pb . Dans ce cas, presque toutes les particules sont émises dans la phase de pré-équilibre. Quoiqu'il en soit, la prise en compte de ce processus permet une bonne description des distributions expérimentales dans la région des très faibles énergies d'émission.

L'analyse des distributions angulaires montre un accord généralement bon entre les résultats expérimentaux et les prédictions des modèles pour l'émission des isotopes d'hydrogène dans les deux réactions étudiées et ceci sur le domaine complet d'énergie d'émission. Nous avons pu identifier ainsi les contributions des deux mécanismes de réaction dans l'émission des particules. Un accord similaire a été trouvé pour l'émission des isotopes d'hélium dans les domaines 10–15 MeV et 30–90 MeV. Pour les énergies d'émission entre 15 et 30 MeV nous avons observé une sous-estimation importante de la contribution de pré-équilibre par le modèle dans les deux réactions étudiées, alors que la contribution de processus d'évaporation est correctement estimée.

4.4 Les codes de simulation pour les applications ADS

Il existe un nombre important de codes de calcul destinés à simuler les conditions expérimentales spécifiques aux applications basées sur le processus de spallation. Ces outils de calcul font aujourd'hui l'objet de développements continus, directement lié à l'évolution des modèles de réaction et leur niveau de reproduction des résultats expérimentaux. Pourtant,

les codes de calculs dans leurs versions les plus récentes sont déjà utilisées dans des applications spécifiques, comme par exemple l'investigation des différentes configurations proposées pour la cible de spallation d'un système ADS [Cea02]. Pour cette raison, nous avons considéré utile une analyse du niveau de reproduction des résultats expérimentaux présentés dans ce travail avec ce genre de calculs. Nous avons choisi comme exemple deux codes très utilisés, les codes de transport FLUKA et MCNPX.

4.4.1 L'émission des protons simulée avec le code FLUKA

Ce code a été développé principalement pour le transport des nucléons. Il ne calcule pas les spectres d'émission des particules complexes, ce qui constitue son grand désavantage.

Les distributions d'émission des nucléons dans les réactions nucléaires sont calculées en utilisant trois modèles: un modèle de cascades intranucléaires pour décrire l'étape des hautes énergies de la réaction, un modèle d'exciton pour la phase de pré-équilibre et enfin le processus d'évaporation est décrit dans le cadre de la théorie de Weisskopf. Plus de détails concernant ce outil de calcul peuvent être trouvés dans la référence [Fo02].

Nous présentons dans la figure 4.30 les distributions en énergie d'émission des protons dans les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xp)$ et $^{208}\text{Pb}(n, Xp)$ à 96 MeV calculées avec le code FLUKA en comparaison avec les résultats expérimentaux.

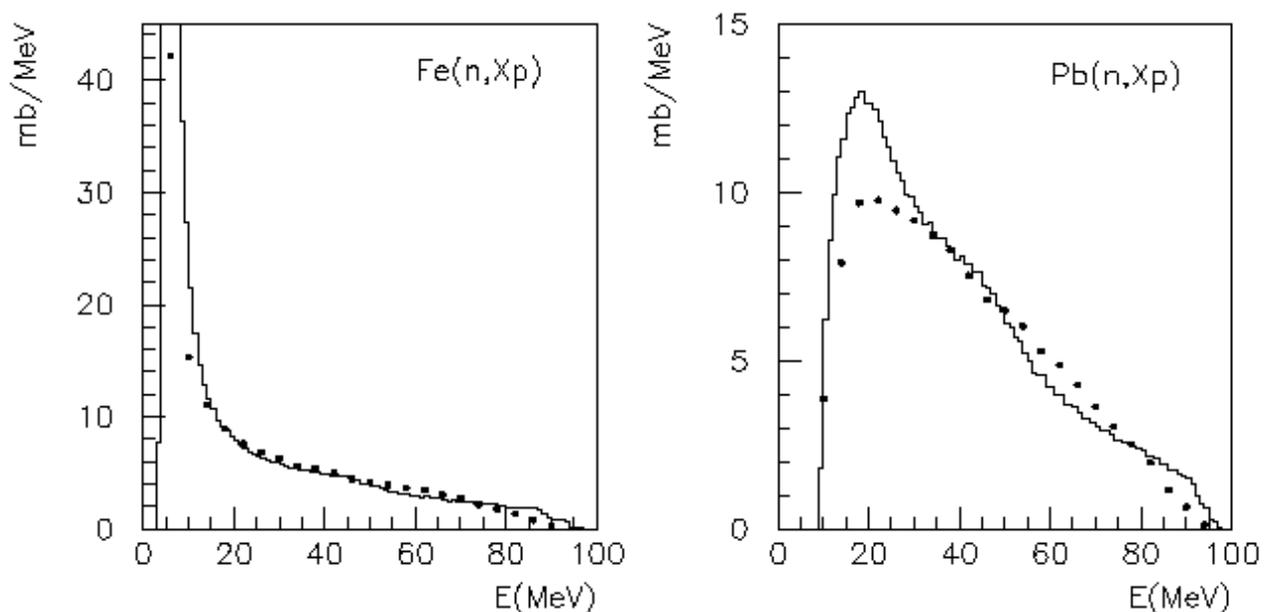


Fig. 4.30 Distributions en énergie pour l'émission des protons dans les réactions $^{56}\text{Fe}(n, Xp)$ et $^{208}\text{Pb}(n, Xp)$ à 96 MeV calculées avec le code FLUKA (histogramme) en comparaison avec les résultats expérimentaux (points).

Les distributions calculées sont en bon accord général avec les résultats expérimentaux pour les deux réactions. Une surestimation de la production des protons de basse énergie est tout de même mise en évidence. Cet effet est lié à une surestimation de la contribution du processus d'évaporation dans les calculs. En revanche, le code sous-estime légèrement la production des protons dans la région d'énergies autour de 60 MeV.

Le même genre d'accord a été trouvé pour l'émission des protons et des neutrons dans les réactions à des énergies plus basses de 63 MeV [Ker02], [Gue03]. Ces études

systematiques montrent un niveau satisfaisant de reproduction des résultats expérimentaux dans le cadre de ce code.

4.4.2 Le code MCNPX

Largement utilisé aujourd'hui dans des applications, ce code est le seul à être capable de calculer les probabilités d'émission pour toutes les particules et à toutes les énergies, suite à un processus de développement intense, surtout dans les dernières années.

Le code MCNPX dispose de deux méthodes pour calculer la probabilité d'émission des particules dans les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires. La première fait appel aux modèles des réactions implémentés dans le code, dont quatre modèles de cascades intranucléaires (BERTINI, ISABEL, CEM et très récemment INCL4), un modèle pour l'émission de pré-équilibre (MPM, Multistage Pre-equilibrium Model) et deux modèles pour la description du processus d'évaporation, le modèle de Dresner et le modèle ABLA [Mcn03]. La deuxième méthode de calcul utilise les valeurs des sections efficaces évaluées, une combinaison des sections efficaces mesurées ou calculées avec le code GNASH qui utilise une version du modèle d'excitons pour calculer la partie hors-équilibre et le formalisme de Hauser-Feshbach pour la contribution du processus d'évaporation [Cha99]. Ces sections efficaces sont groupées dans les libraires LA150N, LA150H et LA150U qui sont appelées par le programme pendant les calculs. Généralement c'est cette méthode qui est employée, l'appel aux modèles étant recommandée pour les cas où les sections efficaces évaluées ne sont pas disponibles.

Nous avons dans un premier temps mené des calculs avec ce code pour les réactions étudiées dans ce travail en utilisant l'option de calculs faisant appel aux sections efficaces évaluées avec le code GNASH. Les résultats sont présentés dans les figures 4.31 et 4.32 pour les réactions sur les cibles de fer et de plomb avec des neutrons incidents de 96 MeV. A cause de la forte sous-estimation de la production des particules complexes, les résultats pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, Xpcl)$ sont présentés en échelle logarithmique. Si dans le cas des protons les résultats des calculs donnent à peu près le même ordre de grandeur que les distributions expérimentales, la production des particules complexes est fortement sous-estimée. Cet effet est encore plus important pour le système plus lourd de ^{208}Pb où le désaccord global avec les résultats expérimentaux atteint parfois plus d'un facteur dix.

Finalement, nous avons testé les capacités de calcul du code MCNPX implémenté dans sa dernière version (2.5.d) en utilisant le modèle de cascade intranucléaire INCL4 couplé avec le modèle ABLA pour la description du processus d'évaporation. Cette option de calcul est disponible pour le moment uniquement pour l'émission des nucléons. Le test a été réalisé pour l'émission des protons dans quatre réactions, avec des protons de 62 MeV et des neutrons de 96 MeV sur des cibles de fer et plomb. Les résultats des simulations sont comparés dans la figure 4.33 avec les distributions expérimentales des références [Ber73] et [Gue01] pour les réactions à 62 MeV et avec celles obtenues dans ce travail pour les réactions à 96 MeV. L'accord trouvé est satisfaisant.

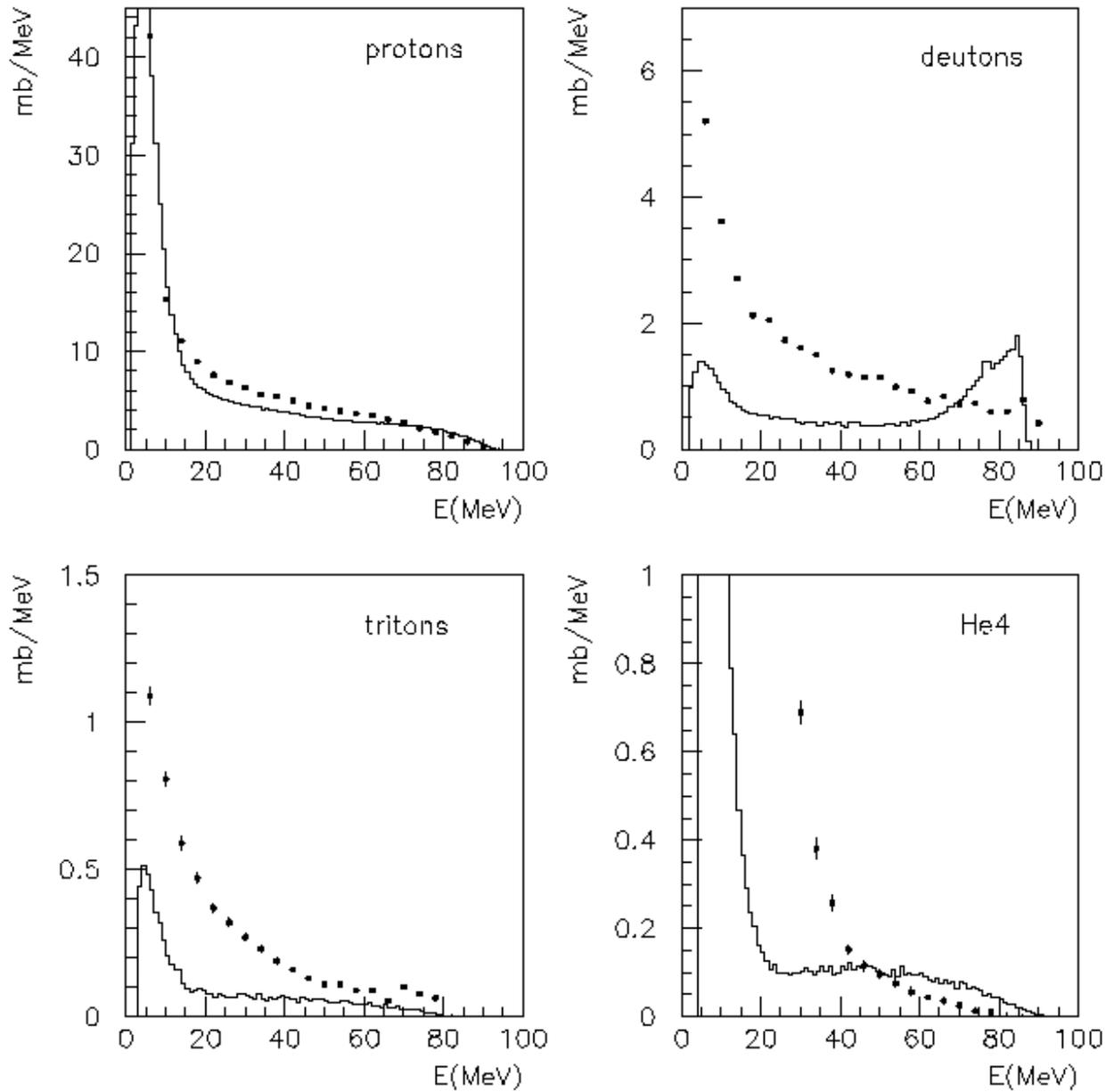


Fig. 4.31 Distributions en énergie pour l'émission des particules chargées dans la réaction $^{56}\text{Fe}(n, Xpcl)$ à 96 MeV calculées avec le code MCNPX en utilisant les sections efficaces évaluées avec GNASH (histogramme) en comparaison avec les résultats expérimentaux (points).

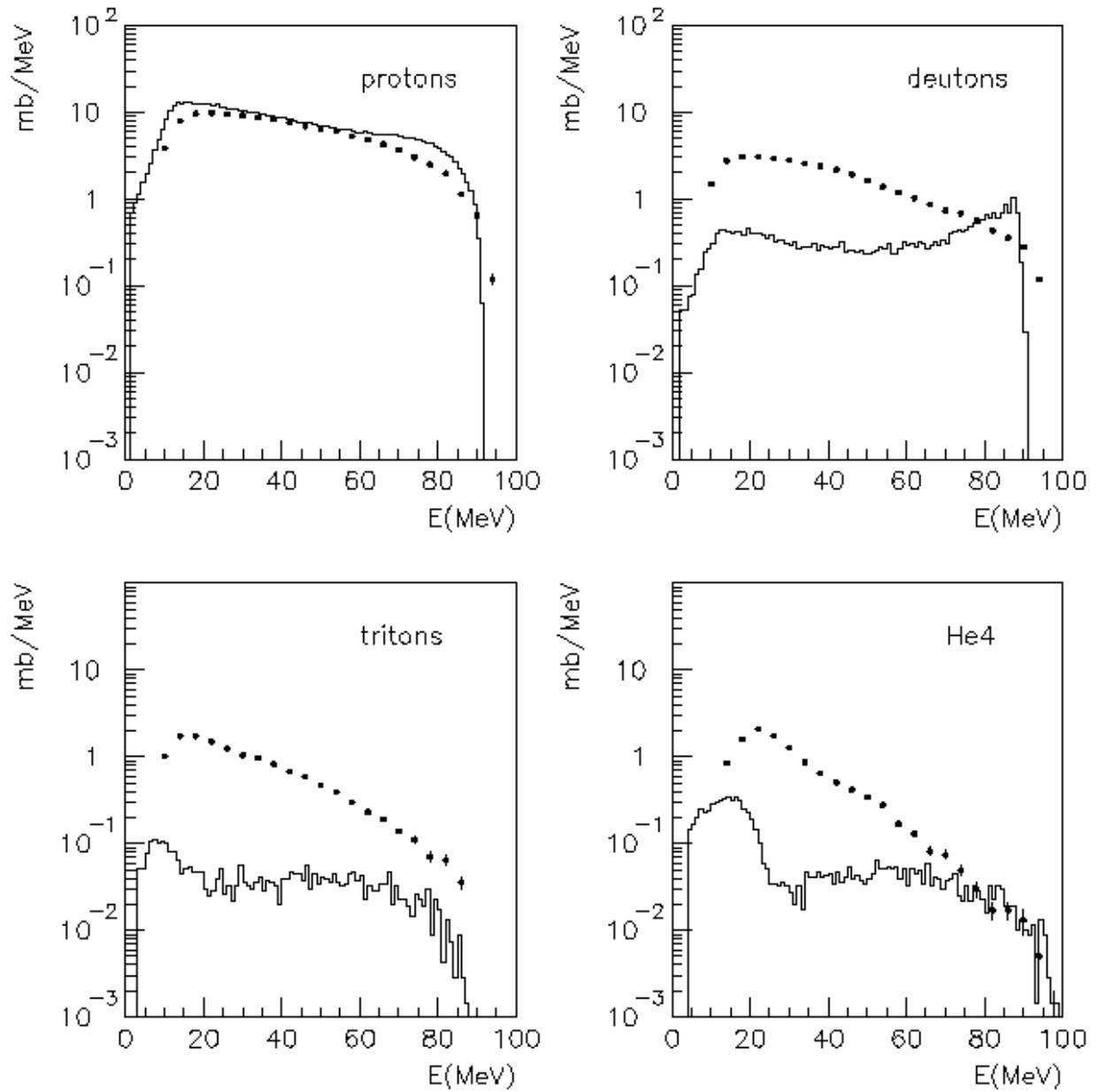


Fig. 4.32 Môme chose que dans la figure 4.31 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(n, XpCl)$ à 96 MeV.

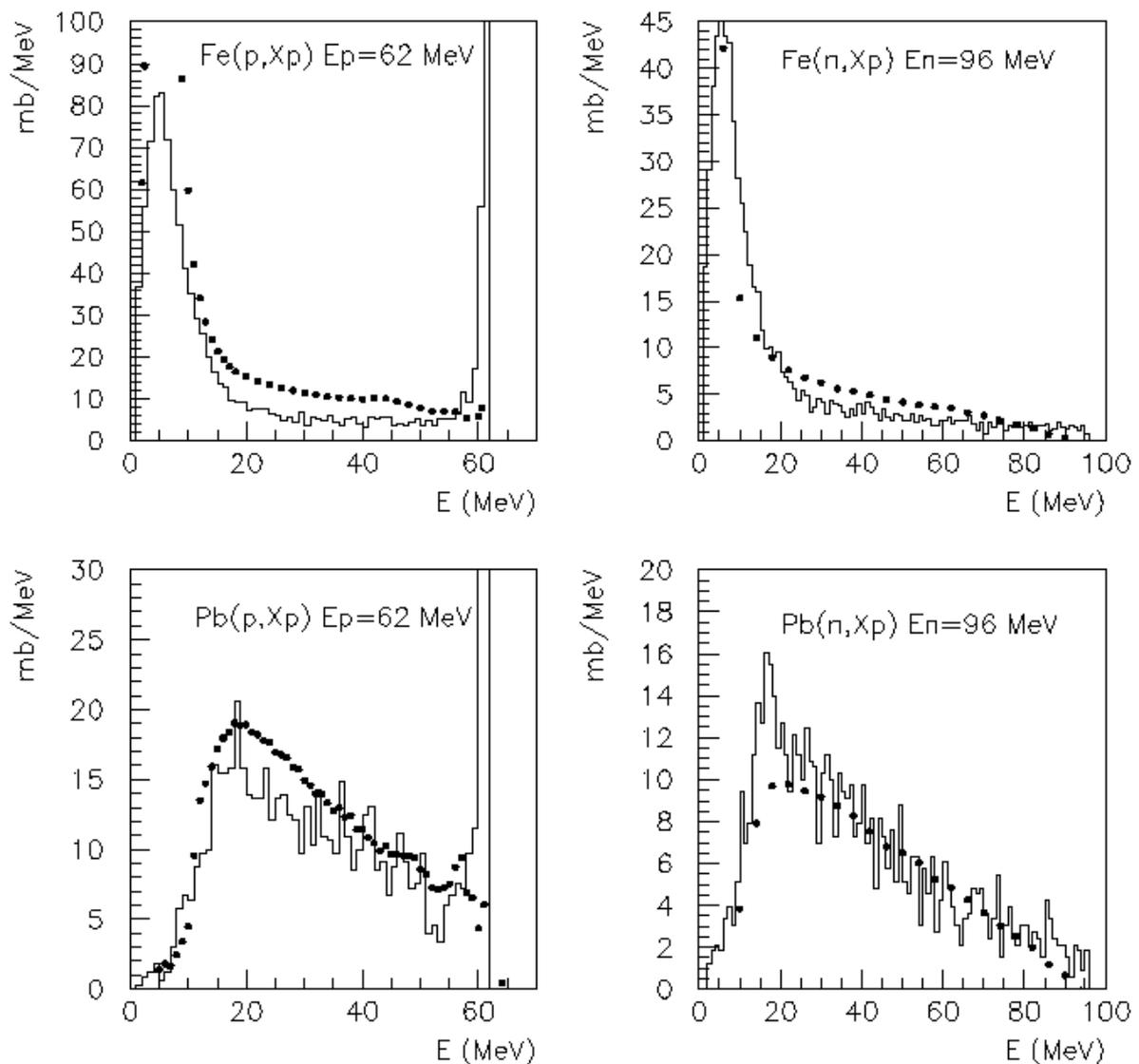


Fig. 4.33 Distributions en énergie pour l'émission des protons dans quatre réactions obtenues avec le code MCNPX en utilisant l'option de calcul INCL4/ABLA en comparaison avec les résultats expérimentaux (points).

4.4.3 Conclusions

Les simulations menées avec FLUKA et MCNPX démontrent un pouvoir prédictif satisfaisant pour l'émission des nucléons dans des réactions aux énergies intermédiaires, le code FLUKA permettant une meilleure description des distributions expérimentales. L'accord avec les résultats obtenus avec les deux options disponibles dans le code MCNPX, GNASH et INCL4/ABLA, est satisfaisant.

L'émission des particules complexes peut être simulée uniquement dans MCNPX. Les résultats obtenus en utilisant les sections efficaces évaluées avec le code GNASH sont en total désaccord avec les résultats expérimentaux, les taux de production étant fortement sous-estimés.

A ce stade de leur développement, aucun de ces codes ne permet une description correcte de l'émission des particules chargées complexes. Ce fait est important à signaler, car la contribution de ces particules dans la section efficace totale de production des particules

chargées déterminée expérimentalement (chapitre 3) est de l'ordre de 30% et n'est donc pas négligeable.

Conclusions

Nous avons mesuré les sections efficaces doublement différentielles des particules chargées produites dans les réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur des cibles de fer, plomb et uranium. Nous en avons extrait les distributions angulaires, les distributions en énergie ainsi que les sections efficaces totales de production.

La production des particules chargées complexes contribue de façon importante (30-35%) à la section efficace totale. Cette contribution ne peut donc pas être négligée dans les simulations destinées à évaluer les dépôts d'énergie et les dégâts occasionnés dans les matériaux irradiés.

D'une façon générale, quelque soit le type de particules chargées, les taux de production varient doucement avec la masse de la cible. Les différences qui apparaissent entre cibles légères et lourdes sont liées à la hauteur de la barrière coulombienne qui autorise ou non le processus d'évaporation, le processus de pré-équilibre étant dominant pour les énergies d'émission supérieures à 20 MeV.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce travail ont permis une étude systématique sur les prédictions des modèles théoriques actuellement disponibles pour la description de ce genre de réactions. Malgré l'aspect phénoménologique de la description des spectres de particules légères, le modèle PREEQ, basé sur une approche théorique implantée dans le code de simulation GEANT4 est actuellement le modèle qui a le meilleur caractère prédictif pour la production de toutes les particules chargées. Le modèle PRECO-2000 en introduisant un calcul des processus directs n'apporte pas de réponse satisfaisante au problème.

Les codes FLUKA et MCNPX dans l'option qui utilise les sections efficaces évaluées avec GNASH décrivent correctement la production de nucléons. Il en est de même de INCL4 implanté dernièrement dans MCNPX. Ce code de cascade développé initialement pour traiter la production de particules dans des réactions à hautes énergies (>200 MeV) donne des résultats satisfaisants dans le domaine d'énergie 50-200 MeV. Ceci en fait un bon outil pour l'étude des systèmes hybrides utilisant des faisceaux de hautes énergies (0.8-1 GeV). De plus, ce code fournit une bonne estimation des résidus radioactifs. La production des particules composites calculée avec MCNPX dans l'option GNASH est fortement sous-estimée.

Le modèle DYWAN dans sa version actuelle donne des résultats prometteurs aussi bien pour la production des nucléons que pour les particules légères. Il peut améliorer ses qualités prédictives.

De façon générale, la compréhension des mécanismes induits dans les interactions nucléon-noyau est loin d'être complète. Des efforts doivent être réalisés si l'on veut décrire de façon correcte la production des particules chargées.

Bibliographie

- [Ali95] S. T. Ali et al., Rev. Math. Phys 7 (1995) 1013
- [Aud95] G. Audi and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A595 (1995) 409
- [Awe81] T. C. Awes et al., Phys. Rev. C24 (1981) 89
- [Ba86] R. Balian et al., Phys. Rep. 1 (1986) 131
- [Bec69] F. D. Becchetti, Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- [Ber73] F. E. Bertrand and R. W. Peele, Phys. Rev. C8 (1973) 1045
- [Bet75] E. Běták, Computer Physics Communications 10 (1975) 71
- [Bin74] J. Binstock, Phys. Rev. C10 (1974) 19
- [Bla76] M. Blann et al., Nucl. Phys. A257 (1976) 15
- [Bo36] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- [Bou02] A. Boudard et al., Phys. Rev. C66 (2002) 044615
- [Ca03] F. Carstoiu, Communication privée (2003)
- [Cea02] CEA Direction de l'énergie nucléaire, Rapport DM2S
SERMA/LCA/RT/02-3149/A
- [Cha99] M. B. Chadwick et al., Cross Section Evaluations to 150 MeV for Accelerator-Driven Systems and Implementation in MCNPX
- [Cli71] C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A172 (1971) 225
- [Cli72] C. K. Cline, Nucl. Phys. A193 (1972) 417
- [Cli73] C. K. Cline, Nucl. Phys. A210 (1973) 590
- [Co90] H. Condé et al., Nucl. Instr. Meth. A292 (1990) 121
- [Da00] S. Dangtip et al, Nucl. Instr. Meth. A452 (2000) 484
- [Dau92] I. Daubechies, Ten lectures on Wavelets, Ams providence (1992)
- [Dos59] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and G. Friedlander, Phys. Rev. 116 (1959) 683
- [Fe80] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, Annals of Physics 125 (1980) 429
- [Fo02] Y. Foucher, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes (2002)
- [Gad92] E. Gadioli and P. E. Hodgson, Pre-equilibrium Nuclear Reactions, Oxford Science Publications, 1992
- [Gea03] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [Gue01] A. Guertin, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes (2001)
- [Gue03] A. Guertin et al., publié prochainement

- [Gri66] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478
- [Gut76] H. H. Gutbrod et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 667
- [Ha52] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366
- [Ho03] P. E. Hodgson and E. Běták, Phys. Rep. 374 (2003) 1
- [Ig75] A. V. Ignatyuk, et al., Sov. J. Nucl. Phys. 21 (1975) 255
- [Jo98] B. Jouault, F. Sebillie and V. de la Mota, Nucl. Phys. A628 (1998) 119
- [Kal77] C. Kalbach, Z. Physik A283 (1977) 401
- [Kal78] C. Kalbach, Z. Physik A287 (1978) 319
- [Kal79] C. Kalbach, Phys. Rev. C19 (1979) 1547
- [Kal81] C. Kalbach, Phys. Rev. C23 (1981) 112
- [Kal86] C. Kalbach, Phys. Rev. C33 (1986) 818
- [Kal88] C. Kalbach, Phys. Rev. C37 (1988) 2350
- [Kal95] C. Kalbach, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 21 (1995) 1499
- [Kal01] C. Kalbach-Walker, Users Manual for PRECO-2000, 2001
- [Ker02] M. Kerveno et al., Phys. Rev. C66 (2002) 014601
- [Klu02] J. Klug et al., Nucl. Instr. Meth. A489 (2002) 282
- [Ko84] M. Kozłowski, H. H. Müller and R. Wagner, Nucl. Phys. A420 (1984) 1
- [Kon03] A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A713 (2003) 231
- [Lem79] M.-C. Lemaire et al., Phys. Lett. 85B (1979) 1
- [Ma92] T. Maruyama et al., Phys. Rev. Lett., 68 2898 (1992)
- [Mac79] H. Machner, Phys. Lett. 86B (1979) 129
- [Mac82] H. Machner et al., Phys. Rev. C26 (1982) 411
- [Mas93] S. G. Mashnik, Acta. Phys. Slov. 43 (1993) 86
- [Mcn03] LA-UR-03-5916 MCNPX, version 2.5.d (2003)
- [Mo01] V. de la Mota and F. Sébillie, Eur. Phys. J. A12 (2001) 479
- [Op35] J. R. Oppenheimer and M. Phillips, Phys. Rev. 48 (1935) 500
- [Rah01] J. Rahm et al., Phys. Rev. C63 (2001) 044001-1
- [Rau96] J. Rau and B. Müller, Phys. Rep. 1 (1996) 272
- [Rib73] I. Ribanský and P. Obložinský, Phys. Lett. 45B (1973) 318
- [Rin97] A. Ringbom et al., Nucl. Phys. A617 (1997) 316
- [Sly95] I. Slypen et al., Phys. Rev. C51 (1995) 1303
- [Str90] D. W. Stracener et al., Nucl. Instr. Meth. A294 (1990) 485
- [Ta82] T. Tamura, T. Udagawa, H. Lenske, Phys. Rev. C26 (1982) 379
- [Twe90] C. J. W. Twenhöfel et al., Nucl. Instr. Meth. B51, 58 (1990)

- [Zie03] <http://www.srim.org> J. F. Ziegler, SRIM-The stopping and Range of Ions in Matter
- [We40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. 57 (1940) 472
- [Wu77] J. R. Wu and C. C. Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812
- [Wu78] J. R. Wu and C. C. Chang, Phys. Rev. C17 (1978) 1540
- [Wu79] J. R. Wu, C. C. Chang and H. D. Holmgren, Phys. Rev. C19 (1979) 698

Annexe

Tables des sections efficaces expérimentales doublement différentielles

Les valeurs des sections efficaces doublement différentielles pour l'émission des protons et particules chargées légères dans les réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur trois cibles (^{nat}Fe , ^{nat}Pb et ^{nat}U) sont présentées sous la forme de tableaux.

Le domaine en énergie couvert par l'expérience est de 4-96 MeV pour les isotopes d'hydrogène, 12-96 MeV pour les particules He3 et 8-96 MeV pour les particules alpha, avec un pas $\Delta E = 4$ MeV.

Le domaine angulaire est de 20-160 degrés avec un pas de 20 degrés, à l'exception des réactions $^{nat}U(n, Xd)$ et $^{nat}U(n, Xt)$ où le domaine angulaire est de 20-120 degrés et 20-140 degrés respectivement.

Les erreurs statistiques affectant les valeurs expérimentales dépendent fortement du type de la particule émise et de son énergie. Elles sont répertoriées dans les tableaux en dessous des valeurs expérimentales.

L'erreur systématique commise sur l'ensemble des données est de 5.1%.

Al: ^{nat}Fe(n, Xp) à 96 MeV

E (MeV)	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	3.3592	3.3460	3.4106	3.2158	3.2943	3.5198	3.3460	3.4497
	0.0525	0.0524	0.0529	0.0514	0.0619	0.0640	0.0624	0.0634
10.0	1.8740	1.7035	1.4893	1.3321	1.1694	0.8813	0.7224	0.5964
	0.0392	0.0371	0.0348	0.0332	0.0384	0.0366	0.0336	0.0307
14.0	1.7283	1.4717	1.1440	0.8296	0.7463	0.6407	0.4071	0.3494
	0.0376	0.0343	0.0330	0.0290	0.0328	0.0312	0.0281	0.0260
18.0	1.6288	1.4241	0.8654	0.6412	0.5738	0.4254	0.2845	0.2339
	0.0365	0.0324	0.0300	0.0255	0.0288	0.0254	0.0235	0.0213
22.0	1.5986	1.3935	0.7453	0.5119	0.4095	0.2854	0.1990	0.1693
	0.0362	0.0315	0.0279	0.0228	0.0243	0.0208	0.0197	0.0181
26.0	1.8113	1.3876	0.6810	0.4255	0.2542	0.1688	0.1389	0.1164
	0.0385	0.0308	0.0266	0.0208	0.0213	0.0187	0.0164	0.0150
30.0	1.7221	1.3630	0.6439	0.3692	0.2168	0.1344	0.1001	0.0821
	0.0376	0.0312	0.0259	0.0194	0.0193	0.0162	0.0139	0.0126
34.0	1.7227	1.3040	0.5301	0.3128	0.1541	0.0872	0.0702	0.0575
	0.0376	0.0305	0.0235	0.0178	0.0163	0.0138	0.0117	0.0100
38.0	1.8732	1.2879	0.5334	0.2443	0.1120	0.0579	0.0444	0.0346
	0.0392	0.0303	0.0236	0.0158	0.0150	0.0107	0.0084	0.0075
42.0	1.8436	1.2282	0.4662	0.2059	0.0893	0.0393	0.0286	0.0205
	0.0389	0.0296	0.0220	0.0145	0.0128	0.0089	0.0067	0.0055
46.0	1.7850	1.1054	0.4134	0.1658	0.0620	0.0273	0.0202	0.0150
	0.0383	0.0297	0.0208	0.0130	0.0107	0.0076	0.0063	0.0044
50.0	2.0282	1.0357	0.3698	0.1190	0.0313	0.0132	0.0072	0.0058
	0.0408	0.0300	0.0196	0.0110	0.0092	0.0062	0.0051	0.0032
54.0	1.9285	0.9689	0.3436	0.0806	0.0255	0.0075	0.0042	0.0000
	0.0398	0.0279	0.0189	0.0091	0.0080	0.0056	0.0038	0.0000
58.0	2.0133	0.8964	0.2791	0.0761	0.0138	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0406	0.0287	0.0171	0.0088	0.0056	0.0000	0.0000	0.0000
62.0	2.0727	0.8238	0.2549	0.0461	0.0078	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0412	0.0275	0.0169	0.0084	0.0051	0.0000	0.0000	0.0000
66.0	1.8668	0.7518	0.1792	0.0351	0.0058	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0391	0.0262	0.0142	0.0065	0.0043	0.0000	0.0000	0.0000
70.0	1.7052	0.6556	0.1560	0.0273	0.0041	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0374	0.0245	0.0132	0.0040	0.0035	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	1.4610	0.5069	0.1241	0.0135	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0380	0.0233	0.0118	0.0037	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	1.2786	0.3816	0.0721	0.0083	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0356	0.0224	0.0110	0.0037	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	1.0225	0.3041	0.0559	0.0064	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0318	0.0202	0.0094	0.0032	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.6267	0.1279	0.0139	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0286	0.0185	0.0078	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.3252	0.0462	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0257	0.0172	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0718	0.0127	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0159	0.0108	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A2: $^{nat}Fe(n, Xd)$ à 96 MeV

E (MeV)	20 ⁰	40 ⁰	60 ⁰	80 ⁰	100 ⁰	120 ⁰	140 ⁰	160 ⁰
2.0	0.0000 0.0000							
6.0	0.4775 0.0198	0.4707 0.0210	0.4671 0.0196	0.3905 0.0179	0.4131 0.0219	0.3936 0.0214	0.3678 0.0207	0.3447 0.0200
10.0	0.4651 0.0156	0.4172 0.0148	0.3734 0.0141	0.2498 0.0114	0.2516 0.0137	0.2328 0.0131	0.1946 0.0120	0.1681 0.0112
14.0	0.4403 0.0165	0.3315 0.0143	0.3013 0.0138	0.2084 0.0114	0.1863 0.0129	0.1376 0.0109	0.1022 0.0095	0.0733 0.0080
18.0	0.4687 0.0196	0.3033 0.0158	0.2420 0.0141	0.1651 0.0116	0.1121 0.0127	0.0747 0.0093	0.0623 0.0085	0.0489 0.0064
22.0	0.4579 0.0194	0.3448 0.0148	0.2345 0.0139	0.1465 0.0110	0.1016 0.0109	0.0644 0.0087	0.0420 0.0075	0.0305 0.0052
26.0	0.5108 0.0220	0.3257 0.0149	0.1919 0.0125	0.1126 0.0096	0.0559 0.0100	0.0375 0.0075	0.0282 0.0066	0.0202 0.0045
30.0	0.5312 0.0209	0.2891 0.0154	0.2092 0.0131	0.0956 0.0089	0.0445 0.0080	0.0259 0.0061	0.0155 0.0053	0.0107 0.0026
34.0	0.5207 0.0226	0.2999 0.0157	0.1987 0.0128	0.0751 0.0078	0.0375 0.0080	0.0191 0.0047	0.0101 0.0044	0.0000 0.0000
38.0	0.5051 0.0204	0.2797 0.0151	0.1379 0.0106	0.0645 0.0073	0.0206 0.0062	0.0091 0.0041	0.0064 0.0038	0.0000 0.0000
42.0	0.4987 0.0202	0.2581 0.0145	0.1471 0.0110	0.0483 0.0063	0.0174 0.0059	0.0074 0.0038	0.0053 0.0034	0.0000 0.0000
46.0	0.5206 0.0224	0.2695 0.0149	0.1150 0.0097	0.0442 0.0060	0.0135 0.0049	0.0058 0.0031	0.0032 0.0029	0.0000 0.0000
50.0	0.5086 0.0222	0.2762 0.0151	0.1223 0.0100	0.0278 0.0048	0.0106 0.0035	0.0041 0.0022	0.0024 0.0021	0.0000 0.0000
54.0	0.5011 0.0203	0.2417 0.0141	0.0937 0.0088	0.0193 0.0040	0.0059 0.0034	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
58.0	0.4882 0.0200	0.2255 0.0136	0.0869 0.0084	0.0164 0.0037	0.0053 0.0025	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
62.0	0.4741 0.0197	0.1812 0.0122	0.0541 0.0067	0.0086 0.0037	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
66.0	0.5187 0.0214	0.2099 0.0131	0.0426 0.0059	0.0056 0.0021	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
70.0	0.4668 0.0196	0.1671 0.0117	0.0426 0.0059	0.0050 0.0020	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
74.0	0.5000 0.0202	0.1670 0.0117	0.0306 0.0050	0.0037 0.0007	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
78.0	0.4743 0.0161	0.1094 0.0095	0.0236 0.0044	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
82.0	0.4449 0.0191	0.1275 0.0102	0.0150 0.0035	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
86.0	0.6904 0.0238	0.1176 0.0098	0.0128 0.0032	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
90.0	0.3854 0.0178	0.0524 0.0066	0.0037 0.0017	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
94.0	0.0000 0.0000							

A3: $^{nat}Fe(n, Xf)$ à 96 MeV

E (MeV)	20 ⁰	40 ⁰	60 ⁰	80 ⁰	100 ⁰	120 ⁰	140 ⁰	160 ⁰
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.1199	0.1160	0.1032	0.0729	0.0734	0.0811	0.0664	0.0780
	0.0108	0.0098	0.0092	0.0077	0.0101	0.0107	0.0097	0.0105
10.0	0.1414	0.1066	0.0906	0.0676	0.0669	0.0538	0.0410	0.0335
	0.0115	0.0093	0.0086	0.0074	0.0088	0.0079	0.0069	0.0062
14.0	0.1453	0.0978	0.0683	0.0432	0.0267	0.0189	0.0133	0.0055
	0.0119	0.0090	0.0075	0.0060	0.0075	0.0060	0.0039	0.0025
18.0	0.1330	0.0889	0.0587	0.0303	0.0212	0.0171	0.0095	0.0044
	0.0104	0.0085	0.0078	0.0050	0.0050	0.0045	0.0033	0.0023
22.0	0.1192	0.0744	0.0434	0.0214	0.0131	0.0054	0.0035	0.0000
	0.0082	0.0067	0.0059	0.0042	0.0039	0.0025	0.0020	0.0000
26.0	0.1048	0.0598	0.0349	0.0206	0.0112	0.0032	0.0000	0.0000
	0.0093	0.0070	0.0053	0.0041	0.0043	0.0019	0.0000	0.0000
30.0	0.0928	0.0519	0.0327	0.0144	0.0097	0.0018	0.0000	0.0000
	0.0087	0.0065	0.0052	0.0034	0.0045	0.0014	0.0000	0.0000
34.0	0.0880	0.0543	0.0301	0.0144	0.0074	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0085	0.0073	0.0059	0.0034	0.0029	0.0000	0.0000	0.0000
38.0	0.0817	0.0412	0.0277	0.0091	0.0052	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0098	0.0068	0.0048	0.0027	0.0025	0.0000	0.0000	0.0000
42.0	0.0729	0.0392	0.0160	0.0035	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0099	0.0057	0.0036	0.0017	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
46.0	0.0657	0.0318	0.0130	0.0039	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0073	0.0051	0.0033	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
50.0	0.0767	0.0220	0.0075	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0079	0.0042	0.0025	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
54.0	0.0571	0.0285	0.0072	0.0026	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0068	0.0048	0.0024	0.0020	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
58.0	0.0691	0.0178	0.0035	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0075	0.0038	0.0028	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
62.0	0.0548	0.0223	0.0042	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0067	0.0043	0.0019	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
66.0	0.0399	0.0121	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0057	0.0031	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
70.0	0.0793	0.0220	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0081	0.0042	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	0.0649	0.0125	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0073	0.0032	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	0.0582	0.0070	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0069	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	0.0398	0.0068	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0018	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.0000	0.0033	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0016	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A4: $^{nat}Fe(n, XHe3)$ à 96 MeV

E (MeV)	20 ⁰	40 ⁰	60 ⁰	80 ⁰	100 ⁰	120 ⁰	140 ⁰	160 ⁰
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14.0	0.1137	0.1153	0.0893	0.0592	0.0471	0.0428	0.0373	0.0380
	0.0097	0.0097	0.0086	0.0070	0.0074	0.0071	0.0066	0.0078
18.0	0.0869	0.0725	0.0532	0.0225	0.0171	0.0192	0.0118	0.0102
	0.0083	0.0078	0.0058	0.0044	0.0045	0.0047	0.0037	0.0034
22.0	0.0806	0.0562	0.0382	0.0162	0.0089	0.0064	0.0045	0.0036
	0.0067	0.0056	0.0046	0.0025	0.0024	0.0022	0.0022	0.0017
26.0	0.0684	0.0412	0.0159	0.0081	0.0052	0.0039	0.0000	0.0000
	0.0053	0.0051	0.0032	0.0023	0.0029	0.0017	0.0000	0.0000
30.0	0.0634	0.0290	0.0109	0.0059	0.0028	0.0012	0.0000	0.0000
	0.0052	0.0040	0.0025	0.0018	0.0021	0.0010	0.0000	0.0000
34.0	0.0654	0.0241	0.0101	0.0025	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0058	0.0033	0.0028	0.0011	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
38.0	0.0567	0.0208	0.0080	0.0019	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0051	0.0032	0.0026	0.0010	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
42.0	0.0493	0.0176	0.0061	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0055	0.0036	0.0024	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
46.0	0.0447	0.0132	0.0034	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0037	0.0027	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
50.0	0.0415	0.0146	0.0036	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0046	0.0027	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
54.0	0.0404	0.0116	0.0020	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0046	0.0025	0.0010	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
58.0	0.0357	0.0058	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0045	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
62.0	0.0316	0.0095	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0053	0.0023	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
66.0	0.0279	0.0056	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0055	0.0018	0.0007	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
70.0	0.0202	0.0051	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0033	0.0016	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	0.0068	0.0039	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0019	0.0015	0.0008	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	0.0178	0.0050	0.0006	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0031	0.0016	0.0006	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	0.0214	0.0037	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0034	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.0043	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0015	0.0008	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A5: $^{nat}Fe(n, XHe4)$ à 96 MeV

E (MeV)	20 ⁰	40 ⁰	60 ⁰	80 ⁰	100 ⁰	120 ⁰	140 ⁰	160 ⁰
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	1.7600	1.7650	0.0000	1.7300	1.7500	0.0000	1.8000	1.8400
	0.0660	0.0380	0.0000	0.0303	0.0250	0.0000	0.0260	0.0580
14.0	1.2665	1.0128	0.9248	0.6868	0.6428	0.7019	0.6644	0.6805
	0.0456	0.0242	0.0232	0.0162	0.0187	0.0195	0.0167	0.0262
18.0	0.6860	0.5428	0.4332	0.3490	0.3332	0.2590	0.1651	0.1355
	0.0381	0.0201	0.0180	0.0132	0.0153	0.0135	0.0108	0.0135
22.0	0.4274	0.2681	0.1961	0.1521	0.1037	0.0826	0.0522	0.0384
	0.0281	0.0148	0.0127	0.0091	0.0090	0.0080	0.0064	0.0113
26.0	0.2728	0.1861	0.1237	0.0827	0.0501	0.0319	0.0276	0.0198
	0.0253	0.0124	0.0101	0.0067	0.0062	0.0050	0.0046	0.0066
30.0	0.2244	0.1355	0.0805	0.0445	0.0347	0.0142	0.0062	0.0000
	0.0219	0.0101	0.0081	0.0049	0.0052	0.0033	0.0022	0.0000
34.0	0.1317	0.0753	0.0433	0.0225	0.0157	0.0093	0.0055	0.0000
	0.0188	0.0073	0.0060	0.0040	0.0023	0.0027	0.0020	0.0000
38.0	0.1122	0.0540	0.0299	0.0133	0.0082	0.0023	0.0000	0.0000
	0.0145	0.0053	0.0032	0.0022	0.0021	0.0011	0.0000	0.0000
42.0	0.0908	0.0350	0.0134	0.0045	0.0011	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0093	0.0043	0.0027	0.0013	0.0007	0.0000	0.0000	0.0000
46.0	0.0650	0.0284	0.0092	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0100	0.0045	0.0022	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
50.0	0.0526	0.0231	0.0090	0.0023	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0089	0.0043	0.0022	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
54.0	0.0416	0.0192	0.0067	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0079	0.0032	0.0019	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
58.0	0.0469	0.0158	0.0025	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0087	0.0030	0.0003	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
62.0	0.0327	0.0089	0.0023	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0071	0.0022	0.0011	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
66.0	0.0234	0.0084	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0061	0.0021	0.0007	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
70.0	0.0343	0.0049	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0073	0.0016	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	0.0104	0.0028	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0040	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	0.0290	0.0062	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0067	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	0.0157	0.0050	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0049	0.0016	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.0000	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0008	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.0029	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A6: $^{nat}Pb(n, Xp)$ à 96 MeV

E (MeV)	20 ⁰	40 ⁰	60 ⁰	80 ⁰	100 ⁰	120 ⁰	140 ⁰	160 ⁰
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	0.5219	0.5029	0.3729	0.2985	0.2736	0.2166	0.1826	0.1562
	0.0444	0.0326	0.0225	0.0209	0.0181	0.0140	0.0150	0.0146
14.0	1.3531	1.1760	0.7654	0.6219	0.4932	0.3689	0.2975	0.2269
	0.0563	0.0453	0.0365	0.0335	0.0305	0.0263	0.0193	0.0150
18.0	1.7823	1.5145	0.9616	0.7678	0.5612	0.4235	0.3078	0.2363
	0.0646	0.0514	0.0429	0.0381	0.0326	0.0282	0.0194	0.0149
22.0	2.1012	1.6663	1.0363	0.6846	0.4762	0.3877	0.2756	0.2023
	0.0702	0.0539	0.0446	0.0360	0.0300	0.0270	0.0190	0.0145
26.0	2.1762	1.7151	1.0498	0.6184	0.4422	0.3218	0.2117	0.1439
	0.0714	0.0547	0.0448	0.0342	0.0289	0.0246	0.0160	0.0123
30.0	2.2958	1.8320	1.0114	0.5225	0.3231	0.2560	0.1764	0.1304
	0.0734	0.0565	0.0440	0.0332	0.0247	0.0219	0.0146	0.0117
34.0	2.3263	1.8390	0.9770	0.4363	0.2762	0.2108	0.1314	0.0970
	0.0739	0.0566	0.0433	0.0291	0.0211	0.0199	0.0126	0.0101
38.0	2.3000	1.8790	0.9214	0.3631	0.2324	0.1703	0.0949	0.0668
	0.0647	0.0796	0.0420	0.0286	0.0210	0.0142	0.0107	0.0083
42.0	2.3175	1.8106	0.7682	0.2861	0.1833	0.1299	0.0742	0.0469
	0.0638	0.0792	0.0384	0.0256	0.0186	0.0156	0.0095	0.0070
46.0	2.3740	1.7582	0.6379	0.2250	0.1220	0.0960	0.0486	0.0318
	0.0655	0.0773	0.0350	0.0206	0.0139	0.0134	0.0062	0.0047
50.0	2.3550	1.8007	0.5479	0.1778	0.0912	0.0602	0.0219	0.0167
	0.0675	0.0775	0.0324	0.0183	0.0110	0.0106	0.0052	0.0042
54.0	2.3395	1.6952	0.4885	0.1267	0.0605	0.0320	0.0122	0.0104
	0.0649	0.0759	0.0306	0.0155	0.0107	0.0078	0.0038	0.0033
58.0	2.3111	1.4279	0.4138	0.1021	0.0435	0.0207	0.0073	0.0042
	0.0656	0.0686	0.0282	0.0139	0.0076	0.0090	0.0030	0.0021
62.0	2.3316	1.3092	0.3515	0.0700	0.0265	0.0094	0.0036	0.0000
	0.0659	0.0669	0.0234	0.0115	0.0071	0.0042	0.0021	0.0000
66.0	2.2403	1.1239	0.2893	0.0378	0.0113	0.0056	0.0000	0.0000
	0.0625	0.0623	0.0235	0.0085	0.0046	0.0025	0.0000	0.0000
70.0	2.0839	0.9252	0.2280	0.0265	0.0076	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0623	0.0554	0.0209	0.0071	0.0038	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	2.0094	0.7242	0.1303	0.0170	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0612	0.0534	0.0158	0.0057	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	1.6984	0.5902	0.0881	0.0076	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0562	0.0509	0.0130	0.0038	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	1.5159	0.3934	0.0766	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0531	0.0390	0.0121	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.8483	0.2445	0.0476	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0464	0.0333	0.0098	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.4906	0.1340	0.0261	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0329	0.0299	0.0079	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.1114	0.0107	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0165	0.0063	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A7: $^{nat}Pb(n, Xd)$ à 96 MeV

E (MeV)	20⁰	40⁰	60⁰	80⁰	100⁰	120⁰	140⁰	160⁰
2.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
6.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
10.0	0.2751 0.0167	0.2148 0.0116	0.1470 0.0107	0.1109 0.0098	0.0857 0.0128	0.0718 0.0111	0.0647 0.0093	0.0597 0.0056
14.0	0.5171 0.0246	0.4232 0.0192	0.3358 0.0182	0.2206 0.0154	0.1423 0.0125	0.1005 0.0096	0.0687 0.0083	0.0515 0.0049
18.0	0.6176 0.0272	0.4642 0.0201	0.3731 0.0192	0.2600 0.0157	0.1458 0.0128	0.1045 0.0095	0.0733 0.0075	0.0436 0.0045
22.0	0.6506 0.0269	0.4991 0.0209	0.3592 0.0185	0.2466 0.0159	0.1332 0.0112	0.0991 0.0087	0.0602 0.0068	0.0436 0.0045
26.0	0.6472 0.0275	0.4790 0.0204	0.3429 0.0181	0.2023 0.0138	0.1058 0.0100	0.0812 0.0084	0.0594 0.0068	0.0354 0.0040
30.0	0.6718 0.0281	0.5392 0.0217	0.3289 0.0175	0.1910 0.0134	0.0926 0.0094	0.0669 0.0081	0.0494 0.0062	0.0291 0.0042
34.0	0.6648 0.0279	0.4738 0.0203	0.3135 0.0175	0.1768 0.0129	0.0774 0.0086	0.0484 0.0065	0.0417 0.0057	0.0230 0.0042
38.0	0.6320 0.0272	0.4956 0.0208	0.3031 0.0174	0.1352 0.0113	0.0576 0.0074	0.0389 0.0058	0.0363 0.0053	0.0195 0.0034
42.0	0.6554 0.0277	0.4397 0.0196	0.2883 0.0166	0.1154 0.0104	0.0453 0.0065	0.0302 0.0051	0.0216 0.0041	0.0109 0.0014
46.0	0.6472 0.0275	0.4048 0.0188	0.2586 0.0157	0.0813 0.0088	0.0302 0.0053	0.0160 0.0043	0.0136 0.0035	0.0066 0.0011
50.0	0.6153 0.0256	0.3586 0.0177	0.2069 0.0141	0.0615 0.0076	0.0236 0.0047	0.0115 0.0030	0.0087 0.0030	0.0031 0.0014
54.0	0.5863 0.0262	0.3041 0.0166	0.1667 0.0126	0.0463 0.0066	0.0179 0.0047	0.0069 0.0031	0.0038 0.0023	0.0022 0.0010
58.0	0.5452 0.0253	0.2803 0.0170	0.1146 0.0117	0.0388 0.0061	0.0122 0.0040	0.0026 0.0017	0.0000 0.0000	0.0011 0.0008
62.0	0.4936 0.0241	0.2524 0.0161	0.0969 0.0108	0.0303 0.0053	0.0041 0.0023	0.0013 0.0012	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
66.0	0.4350 0.0226	0.2296 0.0146	0.0669 0.0089	0.0190 0.0028	0.0020 0.0016	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
70.0	0.3963 0.0216	0.1957 0.0147	0.0492 0.0077	0.0075 0.0030	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
74.0	0.3775 0.0210	0.1731 0.0129	0.0454 0.0074	0.0045 0.0023	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
78.0	0.3400 0.0200	0.1401 0.0116	0.0261 0.0056	0.0035 0.0023	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
82.0	0.2556 0.0173	0.1110 0.0104	0.0185 0.0047	0.0015 0.0013	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
86.0	0.2333 0.0165	0.0850 0.0091	0.0177 0.0046	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
90.0	0.1982 0.0152	0.0614 0.0077	0.0108 0.0036	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
94.0	0.0434 0.0071	0.0425 0.0064	0.0062 0.0027	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000

A8: $^{nat}Pb(n, X)t$ à 96 MeV

E (MeV)	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	0.1989	0.1759	0.1097	0.0750	0.0406	0.0357	0.0323	0.0282
	0.0199	0.0160	0.0122	0.0102	0.0089	0.0089	0.0059	0.0044
14.0	0.3089	0.2402	0.2137	0.1354	0.0912	0.0658	0.0504	0.0361
	0.0193	0.0166	0.0155	0.0118	0.0113	0.0088	0.0053	0.0038
18.0	0.3380	0.2559	0.2184	0.1371	0.0812	0.0602	0.0353	0.0252
	0.0195	0.0145	0.0145	0.0114	0.0088	0.0075	0.0046	0.0018
22.0	0.3214	0.2356	0.1839	0.1144	0.0680	0.0499	0.0316	0.0214
	0.0187	0.0143	0.0133	0.0104	0.0080	0.0069	0.0044	0.0016
26.0	0.2843	0.2151	0.1523	0.0879	0.0538	0.0401	0.0158	0.0087
	0.0188	0.0131	0.0121	0.0091	0.0063	0.0053	0.0031	0.0014
30.0	0.2454	0.1882	0.1350	0.0728	0.0397	0.0311	0.0102	0.0071
	0.0167	0.0135	0.0114	0.0083	0.0061	0.0054	0.0014	0.0012
34.0	0.2219	0.1797	0.1261	0.0633	0.0302	0.0245	0.0088	0.0033
	0.0166	0.0125	0.0113	0.0077	0.0053	0.0038	0.0014	0.0005
38.0	0.2017	0.1544	0.1111	0.0586	0.0227	0.0151	0.0056	0.0029
	0.0154	0.0116	0.0103	0.0074	0.0046	0.0048	0.0011	0.0005
42.0	0.1876	0.1299	0.0967	0.0350	0.0175	0.0122	0.0031	0.0021
	0.0148	0.0098	0.0096	0.0058	0.0028	0.0034	0.0008	0.0004
46.0	0.1735	0.1148	0.0852	0.0321	0.0132	0.0104	0.0026	0.0017
	0.0146	0.0104	0.0090	0.0055	0.0035	0.0031	0.0011	0.0004
50.0	0.1528	0.0875	0.0728	0.0227	0.0069	0.0043	0.0018	0.0014
	0.0121	0.0091	0.0083	0.0046	0.0021	0.0027	0.0007	0.0003
54.0	0.1360	0.0819	0.0556	0.0132	0.0038	0.0031	0.0013	0.0006
	0.0126	0.0088	0.0073	0.0035	0.0014	0.0013	0.0007	0.0002
58.0	0.1044	0.0698	0.0412	0.0086	0.0020	0.0015	0.0008	0.0005
	0.0111	0.0081	0.0063	0.0016	0.0015	0.0013	0.0005	0.0002
62.0	0.0990	0.0506	0.0297	0.0042	0.0000	0.0000	0.0004	0.0002
	0.0121	0.0069	0.0053	0.0016	0.0000	0.0000	0.0003	0.0001
66.0	0.0880	0.0466	0.0228	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0004
	0.0112	0.0066	0.0051	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0002
70.0	0.0703	0.0313	0.0164	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0002
	0.0091	0.0054	0.0039	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001
74.0	0.0586	0.0265	0.0120	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0083	0.0050	0.0039	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	0.0563	0.0120	0.0085	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0081	0.0034	0.0037	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	0.0539	0.0104	0.0052	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0080	0.0031	0.0030	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.0223	0.0088	0.0020	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0051	0.0029	0.0017	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A9: $^{nat}Pb(n, XHe4)$ à 96 MeV

E (MeV)	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14.0	0.0828	0.0707	0.0699	0.0651	0.0763	0.0676	0.0496	0.0525
	0.0135	0.0118	0.0115	0.0097	0.0101	0.0092	0.0067	0.0042
18.0	0.1758	0.1638	0.1448	0.1318	0.1058	0.1106	0.0938	0.1058
	0.0187	0.0171	0.0158	0.0128	0.0109	0.0104	0.0062	0.0045
22.0	0.3222	0.2748	0.2256	0.1769	0.1255	0.1054	0.0799	0.0676
	0.0207	0.0177	0.0165	0.0134	0.0104	0.0093	0.0052	0.0029
26.0	0.3201	0.2502	0.2042	0.1444	0.0865	0.0729	0.0478	0.0444
	0.0182	0.0135	0.0140	0.0121	0.0102	0.0064	0.0029	0.0019
30.0	0.2767	0.1968	0.1563	0.0970	0.0552	0.0378	0.0318	0.0259
	0.0153	0.0118	0.0085	0.0095	0.0062	0.0051	0.0023	0.0015
34.0	0.2244	0.1691	0.1094	0.0570	0.0330	0.0203	0.0199	0.0162
	0.0150	0.0112	0.0095	0.0066	0.0042	0.0040	0.0016	0.0020
38.0	0.1805	0.1313	0.0871	0.0343	0.0217	0.0139	0.0094	0.0076
	0.0142	0.0099	0.0082	0.0061	0.0047	0.0033	0.0017	0.0014
42.0	0.1493	0.1037	0.0659	0.0254	0.0114	0.0075	0.0039	0.0030
	0.0134	0.0096	0.0075	0.0056	0.0033	0.0027	0.0014	0.0007
46.0	0.1276	0.0906	0.0521	0.0180	0.0074	0.0056	0.0026	0.0010
	0.0120	0.0096	0.0067	0.0041	0.0039	0.0023	0.0014	0.0005
50.0	0.1099	0.0769	0.0404	0.0123	0.0038	0.0028	0.0016	0.0000
	0.0106	0.0082	0.0059	0.0034	0.0019	0.0016	0.0009	0.0000
54.0	0.0921	0.0628	0.0361	0.0104	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0095	0.0071	0.0056	0.0031	0.0009	0.0000	0.0000	0.0000
58.0	0.0730	0.0412	0.0181	0.0076	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0087	0.0061	0.0039	0.0027	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
62.0	0.0537	0.0356	0.0128	0.0028	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0083	0.0057	0.0033	0.0016	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
66.0	0.0442	0.0174	0.0106	0.0019	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0066	0.0040	0.0030	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
70.0	0.0305	0.0207	0.0074	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0060	0.0044	0.0025	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
74.0	0.0223	0.0128	0.0053	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0051	0.0023	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
78.0	0.0176	0.0075	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0045	0.0026	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
82.0	0.0082	0.0041	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0031	0.0020	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
86.0	0.0117	0.0033	0.0021	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0037	0.0017	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.0092	0.0000	0.0011	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0039	0.0000	0.0010	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0047	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0023	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A10: $^{nat}U(n, Xp)$ à 96 MeV

E (MeV)	20⁰	40⁰	60⁰	80⁰	100⁰	120⁰	140⁰	160⁰
2.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
6.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
10.0	0.9569 0.0415	0.7630 0.0237	0.6938 0.0289	0.4811 0.0240	0.4737 0.0258	0.3712 0.0237	0.2685 0.0151	0.2438 0.0116
14.0	1.5754 0.0533	1.2283 0.0309	1.0095 0.0348	0.7446 0.0299	0.7588 0.0326	0.6131 0.0282	0.4688 0.0200	0.4112 0.0121
18.0	2.0507 0.0608	1.4631 0.0375	1.3200 0.0398	0.9735 0.0342	0.8863 0.0352	0.6458 0.0290	0.4771 0.0201	0.3789 0.0116
22.0	2.2531 0.0609	1.6150 0.0392	1.3551 0.0403	0.8379 0.0317	0.7990 0.0334	0.5616 0.0270	0.4010 0.0185	0.3063 0.0105
26.0	2.4381 0.0648	1.7869 0.0412	1.4125 0.0412	0.7950 0.0309	0.7120 0.0316	0.4462 0.0241	0.3690 0.0177	0.2665 0.0098
30.0	2.5913 0.0673	1.9009 0.0425	1.3069 0.0396	0.6827 0.0286	0.5755 0.0284	0.3499 0.0213	0.2737 0.0153	0.2071 0.0086
34.0	2.6588 0.0692	1.9247 0.0428	1.2572 0.0388	0.5985 0.0268	0.4800 0.0259	0.2516 0.0181	0.2269 0.0139	0.1652 0.0077
38.0	2.6391 0.0689	2.0131 0.0437	1.1814 0.0377	0.4783 0.0240	0.3726 0.0228	0.1908 0.0158	0.1561 0.0115	0.1098 0.0063
42.0	2.6614 0.0692	1.9009 0.0425	0.9731 0.0342	0.3881 0.0216	0.2904 0.0202	0.1247 0.0127	0.1129 0.0098	0.0685 0.0049
46.0	2.6825 0.0695	1.8515 0.0419	0.9265 0.0333	0.2965 0.0189	0.1931 0.0164	0.0985 0.0113	0.0714 0.0078	0.0358 0.0036
50.0	2.6408 0.0689	1.7575 0.0409	0.7372 0.0297	0.2289 0.0166	0.1306 0.0135	0.0647 0.0092	0.0405 0.0059	0.0223 0.0031
54.0	2.6514 0.0691	1.7632 0.0409	0.6983 0.0289	0.1806 0.0147	0.1074 0.0123	0.0349 0.0067	0.0146 0.0035	0.0109 0.0025
58.0	2.5210 0.0674	1.6549 0.0397	0.5488 0.0257	0.1094 0.0115	0.0660 0.0096	0.0211 0.0052	0.0092 0.0028	0.0000 0.0000
62.0	2.4220 0.0660	1.4906 0.0376	0.4562 0.0234	0.0849 0.0101	0.0473 0.0081	0.0199 0.0051	0.0027 0.0015	0.0000 0.0000
66.0	2.2978 0.0620	1.3034 0.0352	0.3505 0.0205	0.0546 0.0081	0.0232 0.0057	0.0108 0.0037	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
70.0	2.1074 0.0616	1.1580 0.0332	0.2781 0.0183	0.0289 0.0059	0.0133 0.0043	0.0022 0.0017	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
74.0	1.9148 0.0587	0.9272 0.0297	0.2149 0.0161	0.0172 0.0045	0.0088 0.0035	0.0035 0.0021	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
78.0	1.7466 0.0561	0.8027 0.0276	0.1205 0.0120	0.0111 0.0036	0.0065 0.0030	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
82.0	1.3210 0.0488	0.5538 0.0229	0.0738 0.0094	0.0022 0.0016	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
86.0	0.9986 0.0424	0.3886 0.0192	0.0432 0.0072	0.0045 0.0023	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
90.0	0.6460 0.0341	0.2223 0.0145	0.0033 0.0020	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
94.0	0.2317 0.0204	0.0798 0.0087	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000

All: $^{nat}U(n, Xd)$ à 96 MeV

E (MeV)	20°	40°	60°	80°	100°	120°
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.0	0.3431	0.1949	0.2216	0.1335	0.1336	0.1225
	0.0338	0.0195	0.0209	0.0181	0.0186	0.0170
14.0	0.5080	0.3135	0.3903	0.2139	0.2231	0.1899
	0.0302	0.0173	0.0216	0.0160	0.0177	0.0157
18.0	0.6109	0.3857	0.3789	0.2352	0.2197	0.1826
	0.0332	0.0191	0.0213	0.0168	0.0175	0.0154
22.0	0.6996	0.4408	0.4027	0.2504	0.1936	0.1585
	0.0355	0.0205	0.0220	0.0173	0.0165	0.0144
26.0	0.7335	0.4760	0.3793	0.2520	0.1587	0.1053
	0.0363	0.0213	0.0213	0.0174	0.0149	0.0117
30.0	0.7897	0.5092	0.3402	0.2279	0.1521	0.0874
	0.0377	0.0220	0.0202	0.0165	0.0146	0.0107
34.0	0.7803	0.5102	0.2983	0.2113	0.1062	0.0835
	0.0375	0.0220	0.0189	0.0159	0.0122	0.0104
38.0	0.7804	0.4627	0.3119	0.1656	0.0834	0.0586
	0.0375	0.0210	0.0193	0.0141	0.0108	0.0087
42.0	0.7947	0.4731	0.2719	0.1496	0.0800	0.0359
	0.0378	0.0212	0.0181	0.0134	0.0106	0.0068
46.0	0.7931	0.4493	0.2288	0.1032	0.0532	0.0219
	0.0378	0.0207	0.0166	0.0111	0.0086	0.0053
50.0	0.7174	0.4161	0.1671	0.0739	0.0276	0.0168
	0.0359	0.0199	0.0142	0.0094	0.0062	0.0047
54.0	0.7655	0.3866	0.1598	0.0535	0.0246	0.0097
	0.0371	0.0192	0.0138	0.0080	0.0059	0.0035
58.0	0.7593	0.3848	0.1406	0.0404	0.0185	0.0029
	0.0370	0.0191	0.0130	0.0070	0.0051	0.0019
62.0	0.7434	0.3164	0.1015	0.0320	0.0032	0.0000
	0.0366	0.0173	0.0110	0.0062	0.0021	0.0000
66.0	0.6484	0.2765	0.0774	0.0245	0.0099	0.0000
	0.0342	0.0162	0.0096	0.0054	0.0037	0.0000
70.0	0.6506	0.2480	0.0543	0.0138	0.0069	0.0000
	0.0342	0.0153	0.0081	0.0041	0.0031	0.0000
74.0	0.5892	0.2356	0.0455	0.0162	0.0025	0.0000
	0.0326	0.0150	0.0074	0.0044	0.0019	0.0000
78.0	0.5911	0.2261	0.0221	0.0044	0.0000	0.0000
	0.0326	0.0147	0.0052	0.0023	0.0000	0.0000
82.0	0.5002	0.1567	0.0208	0.0035	0.0000	0.0000
	0.0300	0.0122	0.0050	0.0020	0.0000	0.0000
86.0	0.4072	0.1111	0.0094	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0271	0.0103	0.0034	0.0000	0.0000	0.0000
90.0	0.6408	0.0846	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0340	0.0090	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
94.0	0.0684	0.0247	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
	0.0111	0.0048	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

A12: $^{nat}U(n, Xt)$ à 96 MeV

E (MeV)	20⁰	40⁰	60⁰	80⁰	100⁰	120⁰	140⁰
2.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
6.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
10.0	0.1765 0.0227	0.1197 0.0107	0.0745 0.0095	0.0750 0.0095	0.0514 0.0085	0.0486 0.0080	0.0450 0.0074
14.0	0.2159 0.0231	0.1651 0.0164	0.1425 0.0202	0.1026 0.0148	0.0805 0.0163	0.0658 0.0147	0.0538 0.0077
18.0	0.2601 0.0216	0.2138 0.0143	0.2058 0.0157	0.1279 0.0124	0.1107 0.0125	0.0874 0.0107	0.0427 0.0060
22.0	0.2929 0.0230	0.2166 0.0143	0.2034 0.0156	0.1245 0.0122	0.0750 0.0102	0.0690 0.0095	0.0367 0.0060
26.0	0.2769 0.0223	0.2090 0.0141	0.1657 0.0141	0.1057 0.0113	0.0700 0.0099	0.0415 0.0073	0.0284 0.0053
30.0	0.3173 0.0239	0.2138 0.0143	0.1635 0.0140	0.0932 0.0106	0.0593 0.0091	0.0445 0.0076	0.0203 0.0053
34.0	0.3157 0.0238	0.1966 0.0137	0.1435 0.0131	0.0840 0.0100	0.0477 0.0082	0.0379 0.0070	0.0147 0.0048
38.0	0.2740 0.0222	0.1681 0.0126	0.1015 0.0110	0.0426 0.0072	0.0213 0.0055	0.0249 0.0057	0.0082 0.0046
42.0	0.2202 0.0199	0.1320 0.0112	0.0904 0.0104	0.0467 0.0075	0.0268 0.0061	0.0177 0.0048	0.0000 0.0000
46.0	0.2344 0.0205	0.1283 0.0110	0.0785 0.0097	0.0344 0.0064	0.0172 0.0049	0.0124 0.0040	0.0000 0.0000
50.0	0.1848 0.0182	0.1007 0.0098	0.0624 0.0087	0.0264 0.0056	0.0075 0.0032	0.0061 0.0028	0.0000 0.0000
54.0	0.1686 0.0174	0.0789 0.0087	0.0503 0.0078	0.0174 0.0046	0.0043 0.0024	0.0040 0.0023	0.0000 0.0000
58.0	0.1270 0.0151	0.0542 0.0072	0.0299 0.0060	0.0103 0.0035	0.0020 0.0017	0.0019 0.0016	0.0000 0.0000
62.0	0.1046 0.0137	0.0617 0.0077	0.0340 0.0064	0.0073 0.0030	0.0000 0.0000	0.0030 0.0020	0.0000 0.0000
66.0	0.0804 0.0120	0.0523 0.0070	0.0155 0.0043	0.0021 0.0016	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
70.0	0.0962 0.0132	0.0333 0.0056	0.0082 0.0031	0.0035 0.0020	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
74.0	0.0810 0.0121	0.0333 0.0056	0.0060 0.0027	0.0012 0.0012	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
78.0	0.0631 0.0107	0.0171 0.0040	0.0023 0.0017	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
82.0	0.0342 0.0078	0.0095 0.0030	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
86.0	0.0252 0.0067	0.0019 0.0013	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
90.0	0.0000 0.0000	0.0010 0.0010	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
94.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000

A13: ^{nat}U(n, XHe4) à 96 MeV

E (MeV)	20⁰	40⁰	60⁰	80⁰	100⁰	120⁰	140⁰	160⁰
2.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
6.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
10.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
14.0	0.1686 0.0174	0.1387 0.0115	0.0840 0.0100	0.0780 0.0097	0.0583 0.0090	0.0504 0.0081	0.0373 0.0056	0.0354 0.0061
18.0	0.2804 0.0225	0.2175 0.0144	0.1487 0.0134	0.1430 0.0131	0.0922 0.0114	0.0890 0.0108	0.0649 0.0074	0.0483 0.0071
22.0	0.3322 0.0245	0.3068 0.0171	0.1985 0.0154	0.1614 0.0139	0.1150 0.0127	0.1068 0.0118	0.0469 0.0063	0.0301 0.0056
26.0	0.3816 0.0262	0.2973 0.0168	0.2091 0.0158	0.1421 0.0144	0.0925 0.0133	0.0830 0.0104	0.0236 0.0045	0.0233 0.0049
30.0	0.3171 0.0329	0.2707 0.0160	0.2021 0.0156	0.1188 0.0119	0.0695 0.0124	0.0635 0.0098	0.0198 0.0041	0.0135 0.0052
34.0	0.2549 0.0214	0.2354 0.0158	0.1638 0.0124	0.0980 0.0108	0.0526 0.0086	0.0340 0.0066	0.0069 0.0024	0.0074 0.0028
38.0	0.2157 0.0171	0.2021 0.0132	0.1164 0.0123	0.0761 0.0087	0.0375 0.0059	0.0209 0.0061	0.0086 0.0022	0.0029 0.0014
42.0	0.1800 0.0146	0.1430 0.0095	0.1035 0.0090	0.0518 0.0064	0.0231 0.0046	0.0095 0.0029	0.0031 0.0013	0.0000 0.0000
46.0	0.1649 0.0140	0.1126 0.0076	0.0623 0.0070	0.0249 0.0044	0.0119 0.0033	0.0098 0.0029	0.0016 0.0009	0.0000 0.0000
50.0	0.1267 0.0122	0.0920 0.0069	0.0532 0.0065	0.0162 0.0036	0.0094 0.0029	0.0063 0.0023	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
54.0	0.1111 0.0115	0.0751 0.0069	0.0273 0.0046	0.0195 0.0039	0.0091 0.0029	0.0084 0.0027	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
58.0	0.0801 0.0097	0.0587 0.0047	0.0107 0.0029	0.0064 0.0022	0.0037 0.0019	0.0012 0.0010	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
62.0	0.0693 0.0091	0.0505 0.0056	0.0109 0.0029	0.0095 0.0027	0.0048 0.0021	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
66.0	0.0755 0.0095	0.0361 0.0047	0.0047 0.0019	0.0016 0.0011	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
70.0	0.0694 0.0091	0.0260 0.0040	0.0119 0.0031	0.0030 0.0015	0.0035 0.0018	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
74.0	0.0534 0.0079	0.0217 0.0037	0.0055 0.0021	0.0014 0.0010	0.0016 0.0012	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
78.0	0.0226 0.0052	0.0130 0.0029	0.0027 0.0015	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
82.0	0.0241 0.0053	0.0217 0.0037	0.0016 0.0011	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
86.0	0.0246 0.0054	0.0116 0.0027	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
90.0	0.0246 0.0054	0.0058 0.0019	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000
94.0	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000	0.0000 0.0000