



HAL
open science

Mesure des sections efficaces (n , Xn) à 96 MeV

I.C. Sagrado García

► **To cite this version:**

I.C. Sagrado García. Mesure des sections efficaces (n , Xn) à 96 MeV. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2006. Français. NNT: . tel-00121056

HAL Id: tel-00121056

<https://theses.hal.science/tel-00121056>

Submitted on 19 Dec 2006

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

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



UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. de SCIENCES

ECOLE DOCTORALE : SIMEM

THESE

présentée par

Melle Inmaculada C. Sagrado García

et soutenue

le 13 octobre 2006

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

**Spécialité : Constituants Elémentaires
(Arrêté du 25 avril 2002)**

Mesure des sections efficaces (n, Xn) à $96MeV$

MEMBRES du JURY

Mr J. Benlliure. Professeur, U. de Santiago de Compostela (rapporteur)
Mr L. Tassan-Got. Directeur de recherches, CNRS IPN d'Orsay (rapporteur)
Mr F. Damoy. Directeur de recherches, CEA Saclay
Mr E. González. Directeur de recherches, CIEMAT
Mr F. Sébille. Professeur, U. de Nantes (président du jury)
Mr J. F. Lecolley. Professeur, U. de Caen (directeur de thèse)

*...si es por esos libros nunca aprendo
a coger el cielo con las manos
a coser mi alma rota
a perder el miedo a quedar como un idiota
y a empezar la casa por el tejado
a poder dormir cuando tú no estás a mi lado...*

La casa por el tejado, Fito y los Fitipaldis

Remerciements

Je tiens à remercier très sincèrement Jean François Lecolley, mon directeur de thèse, pour sa façon de m'initier dans la recherche et de me guider pendant la réalisation de ce travail. Je le remercie pour ses conseils, sa patience, son aide dans la rédaction de ce manuscrit et pour son soutien constant.

Je remercie également François René Lecolley qui a pris une partie importante dans la réalisation de ce travail, pour son aide permanente et pour toutes les discussions que nous avons eues durant ces trois dernières années.

Je remercie J. Benlliure et L. Tassan-Got d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail, et F. Damoy, E. González et F. Sébille d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais remercier Valentin, toujours prêt à me donner un coup de main, Nathalie en tout moment disponible, Jean Marc qui a répondu à pas mal de questions, et tous ceux qui d'une façon ou d'une autre ont fait partie de ce travail, et un souvenir spécial pour Gilles Iltis.

J'aimerais bien dire merci à Daniel (futur président de la république de Huelva) et à Olivier et Thomas non pour leurs conseils et leur aide, mais pour tous les cafés qu'ils m'ont offerts et toutes les promenades LPC-GANIL sous la pluie qu'ils m'ont épargnées.

Je remercie l'ensemble des membres du LPC spécialement les doctorants, pour leur accueil chaleureux et la bonne ambiance.

Je voudrais remercier Olivia qui connaît CLODIA aussi bien que moi, Vincent pour l'initiation à la vie (nocturne) caennaise, Malik et les soirées partagées, Julien&friends qui ont réussi à me faire sortir de mon coin de temps en temps pendant la rédaction, les *hispano-normands* qui m'ont fait tenir pendant ma première année à Caen, ceux qui ne m'ont rendu visite que pour vérifier qu'il y a du soleil en Normandie, et tous les amis d'ici et de là-bas, toujours prêts à m'écouter et m'offrir une bière.

Unas palabras en español para que mis padres sepan que este trabajo es en parte suyo. Para Dani y para Loida que siempre consiguen hacerme sonreír.

Para Luis Alberto, él sabe bien por qué.

Table des matières

Introduction	5
1 Dispositif expérimental	7
1.1 La ligne de neutrons au TSL	7
1.1.1 La production de neutrons	9
1.1.2 Le faisceau de neutrons	9
a TSL 2003	9
b TSL 2004	10
1.1.3 Les moniteurs neutrons	10
1.2 Le principe de détection	10
1.2.1 Détection avec CLODIA&SCANDAL	11
1.2.2 Détection avec DECOI&DEMON	12
1.3 La MultiCible	13
1.4 CLODIA	13
1.4.1 Les chambres à dérive	14
a Localisation sur l'axe x	15
b Localisation sur l'axe y	15
1.4.2 Les convertisseurs	15
1.4.3 Efficacité et précision	16
1.5 SCANDAL	16
1.5.1 Les scintillateurs plastiques	16
1.5.2 Les chambres à dérive	17
1.5.3 Les détecteurs en énergie	18
1.6 DECOI&DEMON	19
2 Procédure d'analyse	21
CLODIA&SCANDAL	21
2.1 Prise de données	22
2.1.1 Expérience (1)	23
a Calibrages avec la MultiCible	23
b Mesures avec CLODIA	24
2.1.2 Expérience (2)	25
a Calibrages avec la MultiCible	25

b	Mesures avec CLODIA	26
2.2	Cadre expérimental	27
2.3	Nettoyage du faisceau	28
2.4	Sélection des neutrons incidents de $96MeV$	29
2.5	Élimination des particules chargées produites dans la cible	33
2.6	Éliminations des deutérons et du bruit de fond	34
2.7	Calibrage des détecteurs CSI	35
2.7.1	Calibrage avec la MultiCible	36
2.7.2	Calibrage avec CLODIA	37
2.7.3	Analyse du temps de vol	39
2.7.4	Analyse de l'information $\Delta E - E$	41
2.7.5	Comparaison des méthodes	43
2.8	Détermination de l'énergie du neutron produit	44
2.8.1	Les trajectoires et angle d'émission du proton	44
2.8.2	Détermination de l'énergie perdue dans le parcours	45
2.8.3	Énergie d'émission du neutron	45
2.9	Corrections apportées aux données	45
2.9.1	Simulations avec GEANT3	46
2.9.2	Soustraction expérimentale de la contribution du Carbone	48
2.9.3	Efficacité du dispositif expérimental	49
	DECOI&DEMON	51
2.10	Résultats obtenus avec une source de Pu-Be	53
2.10.1	Résolution en énergie	56
2.10.2	Incertitudes sur les comptages	56
2.10.3	Résultats	56
2.11	Corrections apportées aux données	57
2.11.1	Sélection des neutrons incidents de $96MeV$	57
2.11.2	Efficacité du dispositif expérimental	59
3	Résultats Expérimentaux	65
3.1	Les sections efficaces doublement différentielles	65
3.2	Flux de neutrons	66
3.2.1	Nombre de neutrons incidents par unité de surface	66
3.2.2	Diamètre du faisceau de neutrons	68
3.3	Résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL	69
3.3.1	Sections Efficaces Élastiques $Pb(n, n)$, $Fe(n, n)$ et $C(n, n)$ obtenues à 15° avec les différents plans de CLODIA	69
3.3.2	Section Efficace $Pb(n, Xn)$ à 15° obtenue dans les deux expériences avec les différents plans de CLODIA	72
3.3.3	Sections Efficaces $Pb(n, Xn)$ à 50° et $Fe(n, Xn)$ à 70° obtenues avec les deux bras	74
3.3.4	Sections efficaces doublement différentielles	75
3.4	Résultats obtenus avec le SyReP	78

3.5	Résultats obtenus avec DECOI&DEMON	80
3.6	Présentation de l'ensemble des résultats expérimentaux	86
3.6.1	Sections efficaces élastiques	86
3.6.2	Distributions doublement différentielles	87
4	Comparaison avec les modèles	95
4.1	L'émission d'évaporation	95
4.2	Les distributions angulaires	98
4.3	Les distributions en énergie	98
4.4	Les sections efficaces totales de production	101
4.5	Modèles et codes communément utilisés	103
4.5.1	MCNPX	104
4.5.2	GEANT3	105
4.5.3	Conclusions	106
4.6	DYWAN : une description microscopique	107
	Conclusion	111
	Bibliographie	113
	Table des figures	117
	Liste des tableaux	121

Introduction

Les réactions induites par des nucléons font depuis longtemps l'objet d'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. Quelques mesures expérimentales (voir [7], par exemple) ont entraîné des améliorations significatives des modèles de réaction, comme la prise en compte du processus d'émission au pré-équilibre. Cependant le nombre restreint de configurations étudiées n'a pas permis de tirer une conclusion générale sur la physique des réactions induites par des nucléons.

Dans le cadre plus général d'un programme de mesures de données nucléaires initié par le groupement de recherche GEDEPEON (GEstion des DEchets et Production d'Energie par des Options Nouvelles) [26] et renforcé par le contrat européen HINDAS (High and Intermediate energy Nuclear Data for Accelerator-driven System) [29] un grand effort a été réalisé afin d'enrichir les résultats expérimentaux dans le domaine en énergie entre 20 et 200MeV en diversifiant le type de projectile et l'énergie incidente. L'objectif était de fournir des données expérimentales permettant de contraindre les modèles afin de construire dans le domaine 20 – 200MeV des bases de données évaluées susceptibles d'être utilisées dans les codes de transport. Le but final est d'améliorer le caractère prédictif des codes employés dans les études R&D de sources intenses de neutrons obtenues par spallation. Les applications envisagées sont diverses : l'incinération et la transmutation des déchets nucléaires, l'éventuelle production d'énergie avec des systèmes hybrides de réacteurs sous-critiques pilotés par des accélérateurs, les études de matériaux, la production des isotopes rares pour la médecine, etc. Pour des noyaux cibles d'intérêt, les observables nécessaires sont :

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

Les mesures de sections efficaces doublements différentielles ont été essentiellement effectuées selon deux protocoles : utilisation de faisceaux de protons et détection de neutrons et de particules légères chargées, ou bien utilisation de faisceaux de neutrons et détection uniquement de particules légères chargées. Le couplage d'un faisceau de neutrons et de la détection de neutrons pour mesurer les sections efficaces doublement différentielles entre 20 et 200MeV a été seulement utilisé aux Etats Unis avec un faisceau de 65MeV et avec des cibles de *Fe*, *Sn* et *Pb*. Les résultats de cette expérience publiés en 1996 [30] avec un seuil en énergie de 20MeV et dans un domaine angulaire entre 10 et 30 degrés, sont loin d'être suffisants vis a vis des objectifs envisagés.

A partir de 2004 une autre collaboration européenne a été mise en place. Cette collaboration est dédiée aux recherches liées à la transmutation, EUROTRANS (EUROpean research program for the TRANsmutation of high level nuclear waste in an accelerator driven system) [21]. Dans le cadre de cette collaboration existent plusieurs projets dédiés aux différents aspects liés aux problèmes de la transmutation dont un programme exclusivement dédié à la mesure de données expérimentales, NUDATRA (NUclear DAta for TRAnsmutation) [52].

Notre contribution à ce programme a consisté en des mesures de section efficace doublement différentielle de production de neutrons induits par des neutrons de 96MeV sur deux cibles représentatives des matériaux utilisés dans les systèmes hybrides : le fer pour les matériaux de structure et le plomb pour la cible de spallation.

La difficulté de l'expérience réside dans la détection des neutrons mais aussi dans les caractéristiques des faisceaux de neutrons qui ont des faibles intensités, de larges profils et ne sont pas mono-cinétiques. Dans notre cas il faut ajouter à ces problèmes généraux un autre aspect : le bruit de fond régnant dans la salle expérimentale suite à une modification de la ligne de faisceau.

Afin de pouvoir réaliser les mesures dans tout le domaine d'énergie, entre le MeV et l'énergie du faisceau 96MeV , nous avons utilisé deux dispositifs de mesure complémentaires :

- DECOI&DEMON, dédié à la détection des neutrons ayant des énergies comprises entre $1 - 2\text{MeV}$ et 60MeV .
- CLODIA&SCANDAL, dédié à la détection des neutrons ayant des énergies supérieures à 30MeV .

Le recouvrement en énergie des distributions obtenues a été une façon d'évaluer la qualité des mesures. Ces dispositifs expérimentaux ainsi que la ligne de faisceau sont présentés dans le chapitre 1. Le chapitre 2 est consacré à la description des procédures d'analyse utilisées pour les deux ensembles de détection. Le bruit de fond présent dans la salle expérimentale a provoqué des déclenchements de l'acquisition sur des événements fortuits qu'il a fallu rejeter dans notre analyse. Ceci nous a amené à développer des nouvelles techniques d'analyse afin d'arriver à extraire les spectres en énergie des neutrons détectés. Pour ces raisons le chapitre 2 représente la plus grande partie du travail effectué. La procédure de normalisation présentée dans le chapitre 3 nous a permis d'extraire les distributions doublement différentielles de production de neutrons pour les deux réactions étudiées. Des distributions complètes à partir de $1 - 2\text{MeV}$ en ont alors été déduites. Enfin le chapitre 4 est dédié à l'obtention des sections efficaces intégrées en angle et en énergie ainsi qu'à la détermination des sections efficaces totales de production. La comparaison de nos résultats avec les prédictions données par différents modèles y est également présentée. Compte tenu du temps imparti à ce travail, nous nous sommes limités à réaliser la comparaison avec les prédictions données par les outils de calcul les plus communément utilisés : MCNPX et GEANT. Finalement nos résultats seront également confrontés avec les prédictions d'une approche microscopique récente (DYWAN).

Chapitre 1

Dispositif expérimental

L'objectif de ce travail a été d'étudier la production de neutrons dans les réactions induites par des neutrons ayant une énergie de l'ordre de 100 MeV, réactions (n, Xn) . Pour cela nous avons besoin d'un faisceau de neutrons avec les caractéristiques appropriées. La seule installation en Europe permettant d'obtenir un faisceau quasi mono-cinétique suffisamment intense se situe en Suède, à l'Université de Uppsala : The Svedberg Laboratory (TSL). Une expérience effectuée au TSL, au mois de mars 2003, a eu comme objectif principal de tester un ensemble de détection conçu spécifiquement pour réaliser des mesures (n, Xn) . Une première série de mesures a été réalisée. L'analyse des données a montré qu'il était possible d'extraire des sections efficaces doublement différentielles $d^2\sigma/d\Omega/dT$ avec une précision suffisante et des temps de mesure raisonnables. Ce fut donc d'abord un test de faisabilité.

Après cette expérience de faisabilité une autre expérience a été réalisée pendant le mois d'août 2004. Ces dernières mesures ont eu comme objectif la mesure expérimentale des sections efficaces doublement différentielles de la réaction (n, Xn) sur deux cibles (Pb et Fe) à plusieurs angles.

1.1 La ligne de neutrons au TSL

Le faisceau de neutrons disponible au TSL est obtenu par collimation des neutrons produits dans l'interaction d'un faisceau primaire de protons et d'une cible de lithium. La structure en temps de ce faisceau est périodique ($T_{HF} = 58ns$) et la largeur du déversement ΔT est de $\sim 4ns$.

Les caractéristiques principales du faisceau pendant la campagne de mesures réalisée en mars 2003 étaient :

- Un spectre en énergie constitué d'un pic bien défini à l'énergie nominale et d'un continuum aux énergies plus basses.
- Une intensité de l'ordre de 10^4 neutrons par seconde.

- Une extension spatiale importante, équivalent à un disque d'un diamètre de 8 cm.
- Un bruit de fond (essentiellement des γ) très faible.

Entre le test de faisabilité effectué en 2003 et l'expérience réalisée en 2004 une nouvelle ligne de faisceau a été mise en place dans le but d'augmenter le flux de neutrons d'un ordre de grandeur. Cette ligne a été construite en prenant en compte la possibilité de réaliser des applications industrielles. Malheureusement, du point de vue de la physique fondamentale expérimentale, cet avantage est accompagné de deux importants inconvénients :

- Une importante montée du bruit de fond, notamment des γ , dans la salle expérimentale.
- Une diminution de la longueur de la ligne de faisceau des neutrons et donc une base de temps de vol sensiblement plus petite.

Les descriptions des lignes de faisceau des neutrons disponibles au TSL en mars 2003 et en août 2004 sont données en détail dans les références [17] et [3, 54] respectivement.

La figure 1.1 montre une présentation schématique de chaque système de production des neutrons.

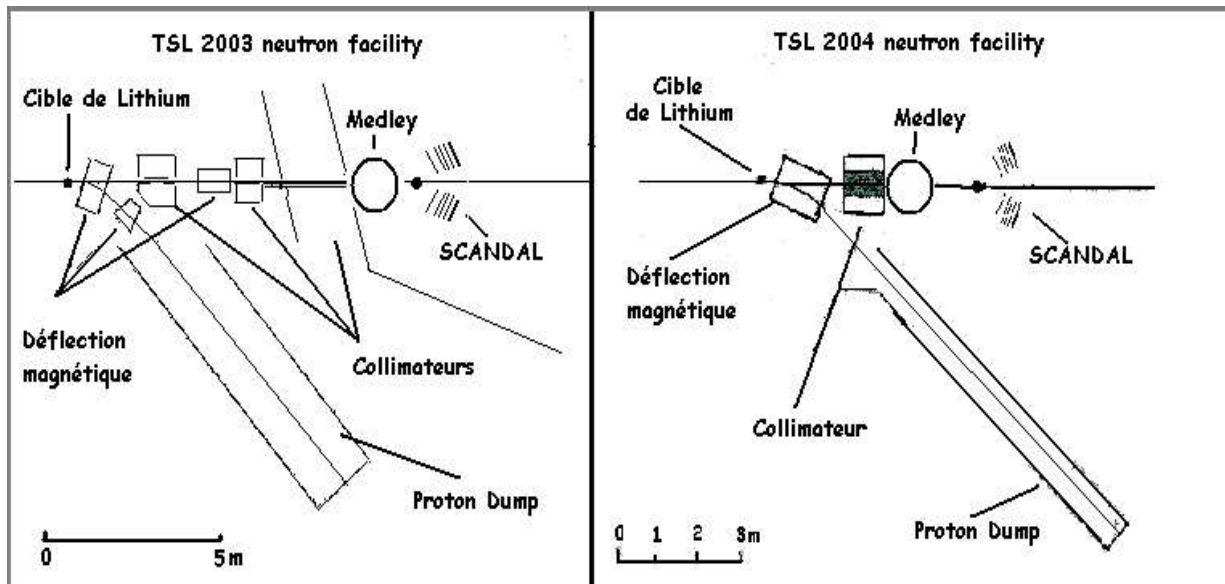


FIG. 1.1 – La ligne du faisceau au TSL.

1.1.1 La production de neutrons

Tant en mars 2003 qu'en août 2004 le faisceau de neutrons était produit dans la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, en utilisant des protons de 98 MeV délivrés par le cyclotron sur une cible de lithium enrichie à 99.98% en ${}^7\text{Li}$, d'une épaisseur qui pouvait varier entre 2 et 24 mm. Le spectre énergétique des neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ avec des protons de 98 MeV incidents sur une cible de Lithium d'épaisseur 8 mm est constitué d'un pic étroit centré sur 95 MeV et d'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 ${}^7\text{Be}$. La partie continue correspond aux réactions vers les autres états excités du ${}^7\text{Be}$ et à l'émission multiple de particules.

Dans le spectre caractéristique environ 50% de neutrons se trouvent 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 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ vers le niveau fondamental est négatif : $Q = -1.6\text{MeV}$) et la largeur du pic est liée principalement à l'épaisseur de la cible de lithium et aux pertes d'énergie des protons incidents dans la cible. Les valeurs typiques sont de 1 – 4 MeV en fonction de la cible de production choisie. Pendant nos mesures nous avons utilisé le plus souvent une cible de lithium de 8 mm d'épaisseur pour obtenir un taux de neutrons élevé. Plus rarement, pendant les mesures effectuées en 2004, nous avons utilisé une épaisseur de 4 mm pour tenter de diminuer le bruit de fond dans la salle expérimentale.

1.1.2 Le faisceau de neutrons

Après la séparation des neutrons et des particules chargées par déflexion magnétique, le faisceau de neutrons est obtenu par collimation des neutrons produits vers l'avant à l'aide d'un système constitué de collimateurs cylindriques et de déflecteurs magnétiques. Ce système a subi des changements importants lors de la mise en place de la nouvelle ligne en 2004 (figure 1.1).

a TSL 2003

Le système de collimation utilisé en 2003 était composé de trois collimateurs et d'un déflecteur magnétique. Le premier collimateur avait une forme conique, des ouvertures variables et une longueur de 1.1 m. Le second et le troisième avaient une forme cylindrique, et des longueurs de 0.8 m et 2 m respectivement. Le déflecteur magnétique était placé entre les deux premiers collimateurs. La salle expérimentale était située à l'issue du dernier collimateur. La distance entre la cible de production de neutrons et le point pivot était de 10.63 m. Pour un courant de 5 μA et une cible de lithium de 4 mm d'épaisseur cette distance permettait d'avoir dans la zone expérimentale une intensité de l'ordre de $10^4\text{n/cm}^2/\text{s}$, avec un bruit de fond négligeable. En prenant une ouverture angulaire de 60 μsr pour le système de collimateurs, le faisceau de neutrons au point pivot avait un profil circulaire de diamètre 8 cm et une densité uniforme sur toute sa surface.

b TSL 2004

La nouvelle ligne mise en place utilise un seul collimateur cylindrique de $1m$ de longueur à ouvertures variables. Le déflecteur magnétique a été supprimé. De ce fait, la distance cible de Lithium - point pivot a été réduite ($6.25m$), l'ouverture angulaire du système de collimation a augmenté permettant de gagner un ordre de grandeur sur l'intensité du faisceau de neutrons. Avec un courant de $5\mu A$ et une cible de lithium de $4mm$ d'épaisseur, l'intensité était de l'ordre de $10^5 n/cm^2/s$. Cependant, cette augmentation de l'intensité s'est faite au détriment de la qualité du faisceau concrétisée par une importante contamination de particules chargées dans le faisceau de neutrons, ainsi qu'une augmentation significative du bruit de fond γ dans la salle expérimentale. Cet important bruit de fond a eu pour conséquence d'aveugler partiellement les détecteurs ce qui a rendu extrêmement difficile le contrôle en ligne de la qualité des paramètres acquis et compliqué l'analyse des données.

1.1.3 Les moniteurs neutrons

La mesure du flux de neutrons était effectuée par trois dispositifs indépendants. Après interaction avec la cible de lithium, le faisceau de protons était dévié au moyen d'un champ magnétique vers une cage Faraday PD (Proton Dump) mesurant le flux de protons par une intégration en courant. Cette mesure fait office de moniteur du flux de neutrons produit. Deux autres mesures du flux sont réalisées dans la salle expérimentale à partir de deux moniteurs. Les deux systèmes utilisent comme méthode la mesure du nombre de fissions induites par les neutrons incidents sur une cible d'uranium (^{238}U). Le deuxième moniteur utilise un compteur TFBC (Thin Film Breakdown Counter) [20] et le troisième une chambre d'ionisation ICM (Ionization Chamber Monitor) [17].

1.2 Le principe de détection

Lorsque le faisceau de neutrons arrive dans la salle expérimentale, il est nécessaire de rejeter les particules chargées qui contaminent le faisceau. Ce rejet est possible grâce à la MultiCible utilisée comme veto passif (dispositif décrit dans la section 1.3).

Après avoir traversé la MultiCible, le faisceau de neutrons incident interagit avec la cible d'étude située au point pivot, en produisant l'émission de différents types de particules (neutrons, protons, deutérons...). Nous nous sommes intéressés aux neutrons produits dans la cible d'étude, il faut donc éliminer de notre analyse les particules chargées émises par la cible.

Les neutrons sont émis entre $0MeV$ et l'énergie maximale du faisceau de neutrons incident, $96MeV$, ce qui représente une large gamme en énergie. Compte tenue de ces exigences nous avons développé deux dispositifs expérimentaux complémentaires avec l'objectif de réaliser des mesures dans toute cette gamme en énergie : DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL.

Le principe de détection des deux ensembles est basé sur l'interaction élastique neutron-proton dont les sections efficaces différentielles et totales sont connues et donc bien paramétrisées (figure 1.2). Néanmoins les valeurs de ces sections efficaces sont petites ce qui a comme conséquence une faible efficacité dans la détection des neutrons. Les deux ensembles de détection employés utilisent les deux extrêmes de la distribution :

- CLODIA&SCANDAL : réaction de conversion ($np \rightarrow pn$)
- DECOI&DEMON : réaction de diffusion : ($np \rightarrow np$)

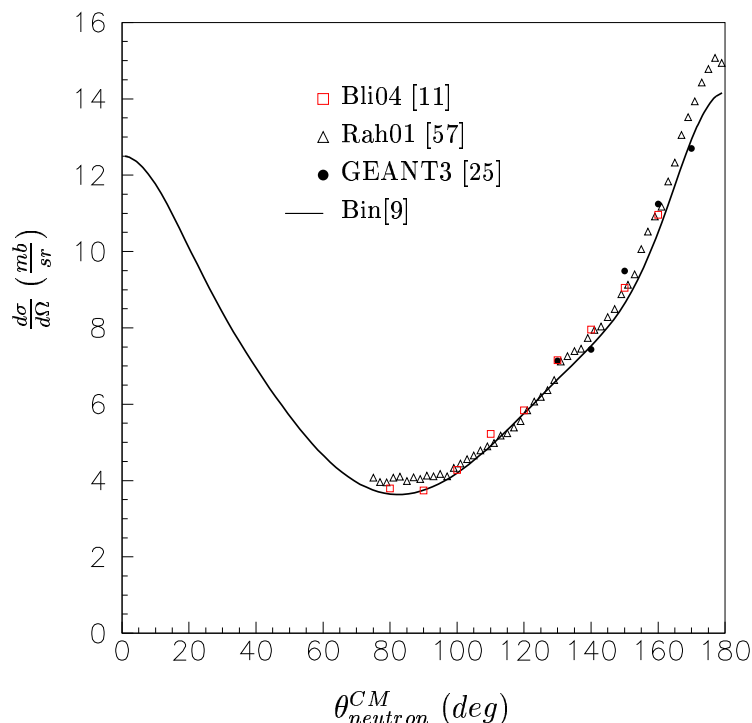


FIG. 1.2 – Distribution angulaire de la réaction np élastique à 96 MeV dans le centre de masse.

1.2.1 Détection avec CLODIA&SCANDAL

Les neutrons émis avec des énergies supérieures à 30 MeV sont mesurés avec l'ensemble constitué par CLODIA&SCANDAL. Un scintillateur plastique ($NE102; S = 2 * 248\text{ mm} * 186\text{ mm}; e = 2\text{ mm}$) est utilisé comme veto pour rejeter les particules chargées produites dans la cible. Les dispositifs CLODIA et SCANDAL sont placés derrière le veto (figure 1.3). CLODIA est un ensemble original qui permet la conversion d'un neutron incident en proton à partir de la réaction de conversion ($np \rightarrow pn$). Le proton émis avec une

énergie T_p , et un angle d'émission θ , arrive sur SCANDAL qui permet de faire la mesure de son énergie. A l'aide des deux dispositifs, la trajectoire et l'angle d'émission du proton peuvent être reconstruits. L'énergie du proton émis T_p est calculée à partir de l'énergie résiduelle E_r déposée par le proton en prenant en compte les pertes d'énergie dans les différents matériaux traversés par le proton pendant son parcours. En utilisant l'expression non relativiste de la diffusion élastique, il est possible d'estimer l'énergie T_n du neutron émis par la cible :

$$T_n = \frac{T_p}{\cos^2 \theta} \quad (1.1)$$

Un seuil inférieur de 30MeV est observé, il est lié aux pertes d'énergie du proton émis dans les différents matériaux qui composent CLODIA et SCANDAL.

1.2.2 Détection avec DECOI&DEMON

Pour déterminer la section efficace doublement différentielle des processus (n, Xn) au dessous de 60MeV , nous avons utilisé le dispositif DECOI & DEMON qui associe un scintillateur épais, DECOI, et un détecteur de neutrons DEMON. La diffusion d'un neutron à petit angle sur les noyaux cibles du scintillateur (hydrogène et carbone) permet de transférer un recul suffisant au noyau de recul et produit suffisamment de lumière pour déclencher un signal qui, retardé, servira de STOP pour une mesure de temps de vol, le START étant fourni par ce même neutron dans le détecteur DEMON. Ce temps de vol permet d'évaluer l'énergie du neutron qui a interagit à la fois dans DECOI et dans DEMON. L'énergie de ce neutron est très faiblement modifiée dans la diffusion élastique à petit angle :

$$T'_n = T_n * \cos^2 \theta \Rightarrow \theta \cong 0 \Rightarrow T'_n \cong T_n \quad (1.2)$$

L'utilisation de ces deux dispositifs indépendants, DECOI&DEMON et CLODIA &SCANDAL, a l'avantage d'avoir un domaine commun en énergie, entre 30 et 60MeV . Cela nous permet de tester la cohérence des valeurs obtenues et d'avoir une évaluation des erreurs systématiques.

Dans la suite de ce chapitre nous ferons une description plus détaillée de tous les détecteurs utilisés.

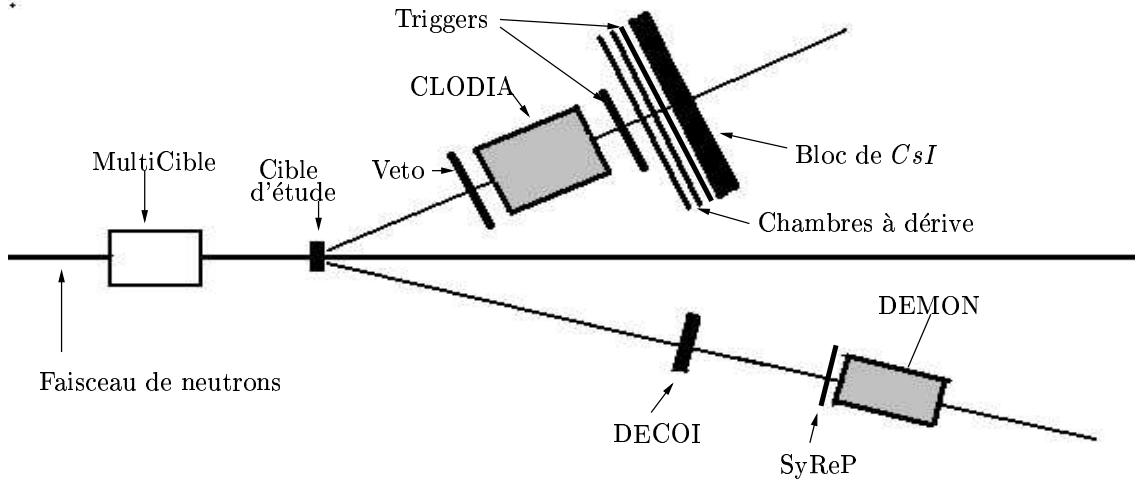


FIG. 1.3 – Schéma de l'ensemble de détection.

1.3 La MultiCible

Un problème typique des expériences utilisant des faisceaux de neutrons est la faible intensité des faisceaux disponibles. Un moyen de compenser la faible intensité du faisceau de neutrons incidents serait d'utiliser une cible de réaction plus épaisse, avec pour conséquence une dégradation de la résolution en énergie. La MultiCible est un système segmenté de cibles développé au TSL qui permet l'utilisation simultanée de plusieurs cibles minces. Il a été initialement conçu comme un moyen de compenser la faible intensité du faisceau de neutrons incidents sans trop dégrader la résolution en énergie dans le cadre de l'étude des réactions (n, Xp) . Il est décrit en détail dans la référence [17]. Il contient au total neuf chambres à fils de type MWPC (Multi Wire Proportional Counter) entre lesquelles des cibles minces peuvent être intercalées. Nous l'avons utilisé pour effectuer le calibrage des détecteurs CsI de SCANDAL (section 2.7.1). Lorsque le dispositif est vidé de ses cibles, il est utilisé comme veto passif pour rejeter les particules chargées qui contaminent le faisceau de neutrons pendant l'ensemble de mesures réalisées.

1.4 CLODIA

CLODIA (Chambre à LOCALisation par DérIVE et Amplification) est un dispositif original utilisé pour la première fois pendant les mesures réalisées au TSL en 2003. Il s'agit d'un dispositif conçu et construit exclusivement pour la réalisation de mesures avec des neutrons. Il a été développé par les services techniques du LPC Caen.

CLODIA est un ensemble de détection composé de 8 chambres à dérive entre lesquelles sont disposées 7 cibles (CH_2 et/ou C) que nous appellerons dorénavant convertisseurs. Les 8 détecteurs et les 7 convertisseurs forment un ensemble compact. Lorsqu'un neutron pénètre dans le dispositif, il peut interagir avec un des convertisseurs. Dans le cas d'une interaction avec un proton (cible de CH_2), il y a émission du proton et diffusion du neutron. Le passage du proton émis produira un signal dans les différentes chambres à dérive ce qui permettra la reconstruction ultérieure de la trajectoire du proton émis ainsi que la détermination du convertisseur de création. La connaissance précise de ces deux valeurs est indispensable car elle permet :

- d'évaluer les pertes d'énergie du proton dans l'ensemble du dispositif.
- de recalculer l'énergie du proton produit dans la conversion ainsi que l'énergie du neutron émis par la cible d'étude.

L'originalité de CLODIA réside dans le principe employé dans la construction des chambres, car il permet une localisation simultanée en X et Y.

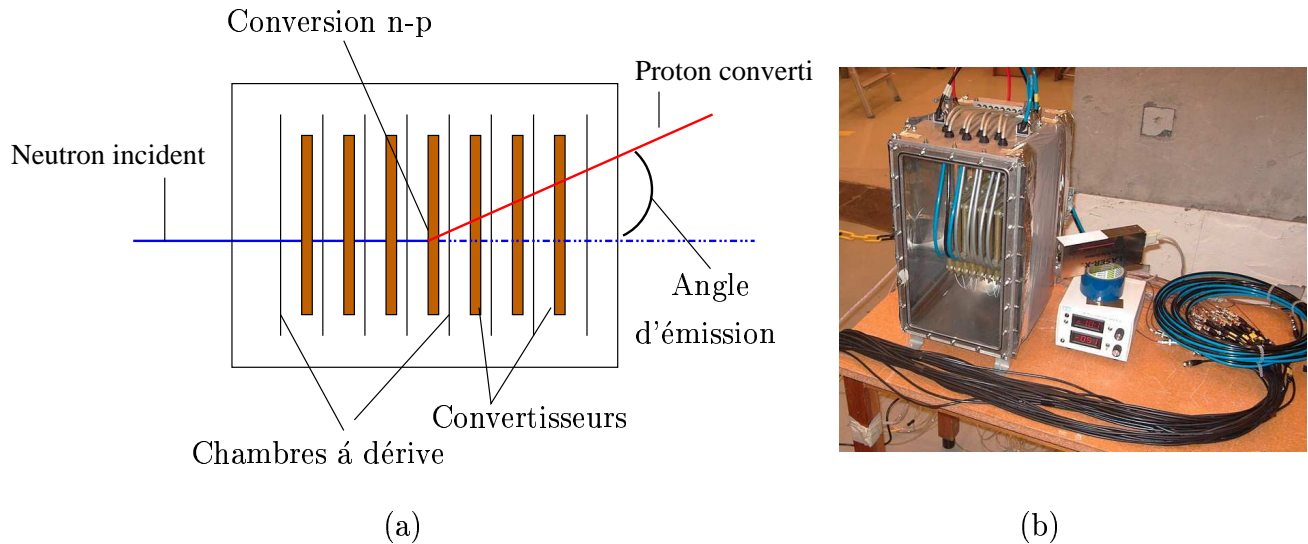


FIG. 1.4 – CLODIA. Principe de fonctionnement (a) et photographie du dispositif (b).

1.4.1 Les chambres à dérive

Chaque chambre à dérive a une surface active de $100 * 100mm^2$ et une épaisseur de $6.4mm$. Les électrodes sont des pistes d'aluminium de $0.8mm$ de largeur et $150nm$ d'épaisseur qui ont été obtenues par évaporation de fil d'aluminium pur (99.98%). Chaque détecteur est composé de deux structures en époxy sur lesquelles sont dessinées les pistes permettant de polariser les électrodes et de recueillir les signaux. Un premier réseau de

100 résistances CMS de $680K\Omega$ soudées sur le détecteur permet de créer le gradient de potentiel pour la dérive des électrons (localisation sur l'axe X). Un deuxième réseau de 100 résistances CMS de $10K\Omega$ soudées elles aussi sur le détecteur permet de diviser les charges recueillies sur les électrodes de localisation selon l'axe Y. A partir de cette structure la localisation simultanée en X et en Y peut est réalisée.

a Localisation sur l'axe x

Pour l'axe X la méthode utilisée est celle des chambres à dérive traditionnelles. Le proton traverse le détecteur, des molécules de gaz ($Ar - CH_4$) sont ionisées et les électrons ainsi rendus libres vont suivre les lignes du champ électrique. Le gradient de potentiel dirige ces électrons vers le fil (anode). A une distance de l'ordre du diamètre du fil les électrons subissent un champ électrique suffisamment intense pour ioniser les molécules de gaz et créer une avalanche d'électrons qui induit une partie du signal sur le fil. La mesure de temps de dérive est effectuée à l'aide d'une chaîne d'acquisition déclenchée par un détecteur externe. A partir de la mesure du temps de dérive la localisation en X est effectuée.

b Localisation sur l'axe y

La mesure sur l'axe Y est liée à la création du signal sur le fil d'anode. Les électrons en mouvement vers le fil induisent un signal anodique. En plaçant des électrodes portées à un potentiel nul, parallèles entre elles et perpendiculaires au fil, on peut recueillir, par influence, un signal sur une ou plusieurs d'entre elles. A une distance de $3.2mm$ de part et d'autre du fil anodique ont été réalisées 200 électrodes. Les charges en mouvement sur ces électrodes vont ainsi se diviser et charger les capacités de contre-réaction de deux pré amplificateurs de charge. Les deux quantités de charge sont converties en tension. Les deux amplitudes corrigées par l'amplitude recueillie sur le signal anodique permettent de déterminer avec une précision plus grande que le pas des électrodes la localisation sur l'axe Y.

1.4.2 Les convertisseurs

Les convertisseurs utilisés pendant les mesures sont des cibles d'une surface de $100 * 100mm^2$ et d'une épaisseur de 2 ou $4mm$. Le matériau utilisé est soit le Polyéthylène (CH_2), soit le Carbone (C). Le Polyéthylène est un matériau riche en hydrogène que nous avons utilisé pour favoriser l'interaction entre neutrons incidents et protons, augmentant ainsi la possibilité de conversion neutron-proton, et par conséquent la probabilité de détection du neutron. Malheureusement le neutron incident peut aussi interagir avec le Carbone présent dans le Polyéthylène. Pour faire une estimation et une soustraction a posteriori de la contribution due au Carbone nous avons effectué des mesures avec des convertisseurs en Carbone.

1.4.3 Efficacité et précision

L'efficacité des différents plans de CLODIA est de 99.9% et la précision de localisation, en X et en Y, est de l'ordre du millimètre. Ces valeurs ont été obtenues à partir des mesures prises pendant l'expérience de faisabilité en utilisant CLODIA sans convertisseurs et en mode protons. L'efficacité est déterminée en faisant la comparaison entre les signaux obtenus dans les scintillateurs plastiques placés devant et derrière CLODIA et les signaux recueillis dans les différentes chambres de CLODIA. La précision de la localisation est calculée à partir des déviations observées par rapport à la trace moyenne du proton dans l'ensemble de CLODIA.

1.5 SCANDAL

SCANDAL (SCattered Nucleon Detection Assembly) a été développé par le groupe de physique neutronique du laboratoire TSL à Uppsala (Suède). Ses performances ont été testées afin d'établir le domaine de mesures où il peut être utilisé avec le maximum d'efficacité à savoir pour la détection des protons dans le domaine énergétique allant de 30 à 100MeV. Le seuil de détection est lié aux pertes d'énergie des protons dans les divers matériaux. Ce dispositif a déjà été décrit en détail [40], nous n'en ferons qu'une courte présentation en insistant sur les caractéristiques importantes pour nos mesures.

SCANDAL consiste en deux bras identiques contenant les éléments de détection. Un bras de SCANDAL est composé de deux scintillateurs plastiques ($T1, T2$) qui définissent le trigger expérimental, deux chambres à dérive ($DC1, DC2$) qui servent à localiser les trajectoires des protons et un bloc de douze détecteurs de CsI qui va permettre de déterminer leur énergie résiduelle. Pour chaque bras de détection les deux chambres à dérive, les scintillateurs plastiques et les CsI sont solidaires.

1.5.1 Les scintillateurs plastiques

Les scintillateurs plastiques sont positionnés l'un ($T1$) devant la première chambre à dérive et l'autre ($T2$) entre la deuxième chambre et le bloc de CsI (figure 1.5). Ils ont été utilisés comme trigger expérimental (déclenchement de la chaîne d'acquisition) et comme élément d'identification des protons en utilisant la technique $\Delta E - E$. Le $T1$ a été également utilisé pour réaliser le "START" d'une mesure du temps de vol qui a comme "STOP" la haute-fréquence du faisceau (HF).

Ces scintillateurs de type $NE102$ ont chacun une hauteur de 186mm et une épaisseur de 2mm ce qui assure un faible "stragglings" en énergie pour les particules. Le $T1$ a une largeur de 248mm, il est vu par un tube photo-multiplicateur générant le signal temps $T1t$. Le $T2$ a une largeur de 750mm, il est vu par deux photo-multiplicateurs générant les signaux temps $T2tl(Left)$ et $T2tr(Right)$. Tous ces signaux sont également codés en charge, $T1q, T2ql(Left), T2qr(Right)$, permettant d'évaluer le dépôt d'énergie ΔE de la particule détectée.

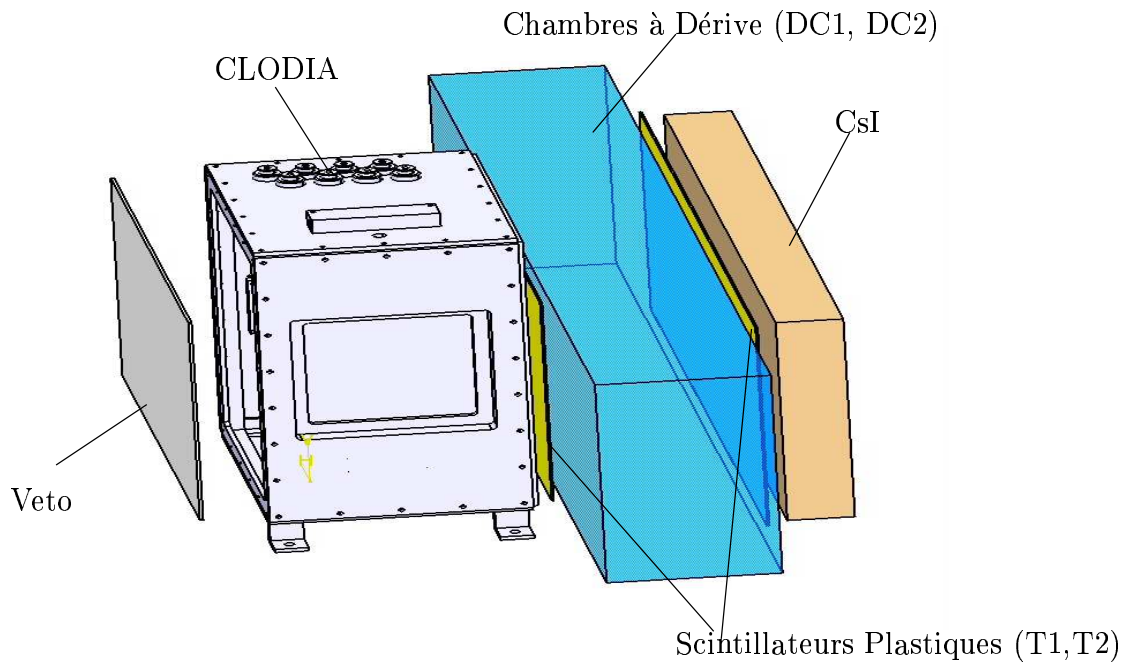


FIG. 1.5 – *CLODIA & SCANDAL*.

1.5.2 Les chambres à dérives

La connaissance précise de l'angle d'émission du proton est indispensable pour évaluer les pertes d'énergie dans l'ensemble du dispositif expérimental et évaluer l'énergie du neutron produit dans la cible d'étude. Il est donc très important de reconstruire la trajectoire des protons convertis dans CLODIA en utilisant les chambres à dérives de SCANDAL afin de compléter les informations fournies par CLODIA.

Les chambres à dérives de CLODIA nous permettent de mesurer l'angle d'émission du proton, mais la distance entre les différents plans de CLODIA (17mm) étant petite, ceci se traduit par une mauvaise résolution angulaire. Par ailleurs si le proton est créé dans le dernier convertisseur nous n'avons qu'un seul signal dans la dernière chambre à dérives et avec un seul point l'angle d'émission ne peut pas être recalculé.

Les chambres à dérives de SCANDAL nous permettent d'améliorer la résolution angulaire et d'avoir un bon contrôle des erreurs systématiques car nous avons la possibilité de reconstruire l'angle d'émission du proton à partir de deux dispositifs indépendants CLODIA et SCANDAL. Elles nous permettent aussi de calculer l'angle d'émission des protons créés dans le dernier convertisseur de CLODIA.

La géométrie du dispositif est fixe. L'axe passant par le point pivot (cible d'étude) (figure 1.3) traverse les deux chambres normalement à leur surface, définissant 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 que 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 24mm ce qui fait une surface totale de détection de $960 * 192\text{mm}^2$ pour les chambres. Lors du passage de la particule chargée, des électrons sont créés par l'ionisation du gaz (un mélange d'éthane et d'argon en égale proportion). La position dans chaque chambre 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 pour chaque coordonnée est de 0.3mm environ. L'efficacité de détection pour une seule chambre est typiquement de 96% (98% pour chaque plan). Une description plus détaillée se trouve dans la référence [31].

1.5.3 Les détecteurs en énergie

Chaque bras de SCANDAL contient 12 détecteurs $CsI(Na)$. Les détecteurs ont une forme trapézoïdal, 30cm en hauteur, une surface de $7 * 7\text{cm}^2$ pour la partie au contact du photo-multiplicateur et $5 * 5\text{cm}^2$ 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 72cm . Pour un bras de détection la configuration géométrique est présentée dans la figure 1.5. La rotation du système autour du point pivot se fait dans le plan (X, Z).

Compte tenu des dimensions et de l'ouverture de CLODIA, du fait que la section efficace de la réaction de conversion $np \rightarrow np$ est plus importante à petit angle, la quantité de protons détectés dans les CsI les plus extérieures est négligeable. Pendant les deux expériences réalisées nous avons travaillé avec les 4 CsI centraux (\sim dimensions de CLODIA). Finalement après l'analyse de données nous n'avons gardé que les deux CsI centraux. De ce fait nous avons obtenu une meilleure résolution en énergie, comme nous allons le montrer dans le chapitre suivant.

La résolution intrinsèque en énergie pour les détecteurs de CsI est de l'ordre de 3MeV . A cette valeur s'ajoutent les contributions liées au faisceau de neutrons et pour chaque bras le "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 3.7MeV 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 une procédure d'analyse en forme du signal. Dans notre cas les CsI sont dopés avec du Sodium ce qui les rend plus résistants aux effets de radiation, mais en revanche ne permet pas d'identifier les particules par cette procédure. La seule contamination qui peut être observée provient de deutérons, les particules chargées plus lourdes n'ont pas l'énergie suffisante pour arriver aux CsI . En utilisant conjointement les informations fournies par les scintillateurs plastiques et les détecteurs CsI , l'identification et l'élimination des deutérons sont possibles à partir de la technique $\Delta E - E$.

1.6 DECOI&DEMON

Ce dispositif (figure 1.6) est destiné à détecter des neutrons dans le domaine $1-50\text{MeV}$ en utilisant la technique d'un télescope ΔE -temps de vol dans des conditions particulières. Ce télescope est constitué d'une brique de scintillateur plastique (NE102) épais ($5 * 9 * 15\text{cm}^3$) (DECOI) et d'un détecteur de type DEMON [49, 51] (cylindre de diamètre $\phi = 16\text{cm}$ et de longueur 20cm rempli de scintillateur liquide NE213) alignés sur le centre de la cible de production étudiée et positionnés à un angle θ par rapport à la direction incidente du faisceau de neutrons. Pour être détecté en coïncidence, le neutron ne doit subir qu'une faible déflexion dans l'interaction avec les noyaux d'hydrogène et/ou de carbone du scintillateur plastique. L'énergie de recul de ces noyaux est donc très faible. Il en sera de même de la réponse lumineuse du scintillateur plastique. Il faut donc aller chercher un signal faible dans du bruit de fond. Pour ce faire, le scintillateur plastique est "vu" par deux photo-multiplieurs (PM) en coïncidence. Cette technique permet de diminuer le bruit de fond. L'électronique frontale a été optimisée et placée au plus près des PM toujours pour minimiser ce bruit de fond. Le signal en coïncidence de ces deux PM a servi :

- à déclencher l'acquisition si un signal DEMON est observé en coïncidence dans une fenêtre en temps ajustée en fonction du domaine de mesure en énergie et de la longueur de la base de temps de vol.
- à déclencher le STOP du temps de vol (codeur TDC), le START étant fourni par le signal du DEMON après ajustement approprié des retards.

En outre, les deux signaux (Q_1 et Q_2) issus du scintillateur ont été codés en charge (QDC). La cellule DEMON est par construction destinée à détecter les neutrons en réalisant une discrimination $n - \gamma$ à partir d'une analyse en forme de la réponse lumineuse. Un double codage en charge est pratiqué en utilisant une porte totale (Q_t) et une porte lente (Q_l). Une représentation bi-dimensionnelle Q_l versus Q_t permet de discriminer les neutrons et les γ . L'élimination des particules chargées est réalisée par un absorbant de plomb (disque de 5mm d'épaisseur et de diamètre $\phi = 16\text{cm}$ égal au diamètre de la cellule). Cet absorbant permet d'éliminer les protons d'énergie inférieure à 80MeV . Lors de l'expérience(2), nous avons ajouté un scintillateur mince (SyReP : système de rejection des protons) vu par un PM et placé devant la cellule DEMON. Le codage en charge de ce signal (Q_s) a servi :

- au rejet des protons d'énergie supérieure à 80MeV
- à vérifier la calibration en temps de vol des codeurs utilisés
- et surtout à évaluer la qualité du calcul de l'efficacité du dispositif réalisé par une simulation GEANT3.

En effet, les protons qui ont déclenché l'acquisition et marqué le SyReP ne peuvent provenir, compte-tenu de l'énergie seuil ($\sim 80\text{MeV}$), que d'un processus (n, n) élastique au niveau de la cible étudiée (Pb ou Fe). Dans ce cas, l'énergie du neutron diffusé est voisine de

celle du neutron incident ($\sim 95\text{MeV}$) et s'il interagit en fin de parcours du convertisseur par un processus d'échange de charge $H(n,p)n$, il peut y avoir production d'un proton d'énergie supérieure à 80MeV . Ce processus ne peut être observé que vers l'avant où la section efficace de diffusion élastique est importante.

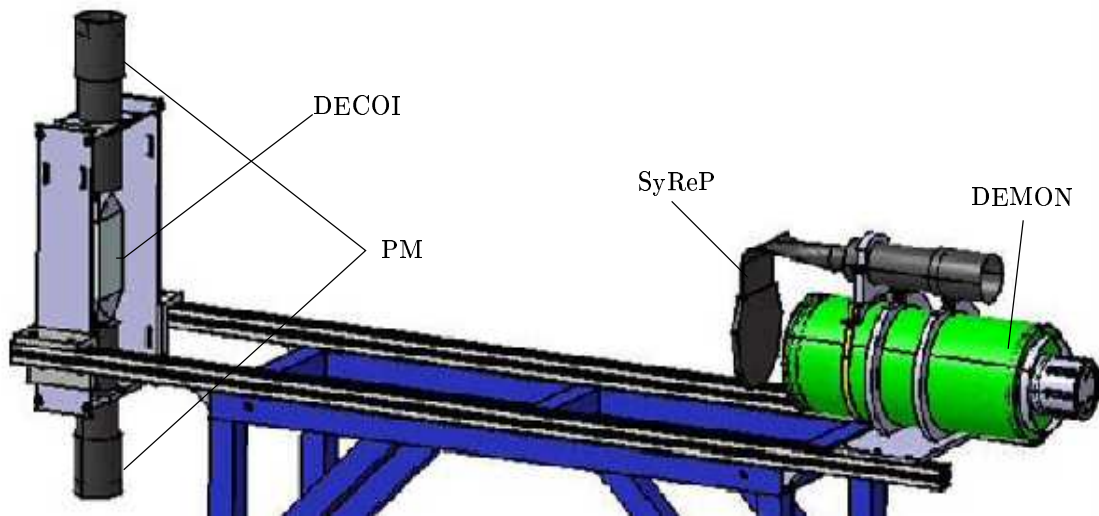


FIG. 1.6 – *DECOI&DEMON*.

Chapitre 2

Procédure d'analyse

Deux campagnes de mesures (1) et (2) ont été réalisées avec l'objectif commun de mesurer la section efficace doublement différentielles des réactions (n, Xn) à 96MeV . Pour faire les mesures dans le domaine d'énergie le plus large possible, entre le MeV et l'énergie du faisceau de neutrons, nous avons employé simultanément deux dispositifs indépendants : DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL.

Dans ce chapitre nous allons décrire les procédures d'analyse spécifiques utilisées pour le traitement des données obtenues à partir de chaque système de détection ainsi que les corrections que nous avons été amenées à apporter aux données recueillies pendant ces deux campagnes de mesures.

CLODIA&SCANDAL

La procédure d'analyse que nous avons appliquée aux données recueillies à partir de l'ensemble de détection formé par CLODIA et SCANDAL peut être résumée par les étapes suivantes :

- rejet des particules chargées contaminant le faisceau
- sélection des neutrons incidents de 96MeV
- élimination des particules chargées produites dans la cible étudiée
- élimination du bruit de fond et des deutérons créés dans les convertisseurs de CLODIA
- détermination de l'énergie résiduelle déposée par les proton créés par conversion $np \rightarrow pn$ dans les convertisseurs de CLODIA
- reconstruction de la trajectoire du proton produit dans CLODIA
- reconstruction de l'énergie d'émission du neutron à partir de l'énergie résiduelle déposée par le proton dans le CsI .
- utilisation de GEANT3 pour effectuer les dernières corrections : la soustraction de la contribution du carbone et la correction de l'efficacité de l'ensemble de détection.

Globalement nous pouvons différencier ces étapes, néanmoins il y a des aspects spécifiques à chaque expérience dont il faudra tenir compte. Ces différences entre l'analyse des deux expériences sont dues aux modifications de la configuration de CLODIA, à la variation des distances entre les détecteurs et surtout, à la modification de la ligne du faisceau réalisée entre les deux expériences.

Les changements les plus significatifs sont liés à la diminution de la distance entre la cible de production de neutrons et la salle d'expériences et à l'élimination des collimateurs et zones de déflexion magnétique, ce qui provoque :

- une diminution de la base de temps de vol
- une forte contamination des particules chargées dans le faisceau de neutrons incidents
- une augmentation importante du bruit de fond dans la salle expérimentale.

2.1 Prise de données

Lors des deux expériences nous avons commencé les mesures sans le détecteur CLODIA et sans cible d'étude au point pivot, en utilisant la MultiCible avec ses cibles internes afin de régler l'ensemble des détecteurs de SCANDAL et d'enregistrer des données pour effectuer le calibrage des CsI. Cette étape préliminaire terminée, nous avons commencé les mesures physiques proprement dites :

- la MultiCible a été vidée de ses cibles internes et placée en amont du point pivot afin d'être utilisée comme veto passif.
- la cible d'étude a été positionnée au point pivot perpendiculairement au faisceau.
- les détecteurs CLODIA ont été mis en place devant les ensembles SCANDAL.

Le positionnement des différents détecteurs par rapport au point pivot est précisé dans le tableau 2.1.

Dispositif	Exp(1)	Exp(2) Bras(1)	Exp(2) Bras(2)
Veto	140	140	30
CLODIA	158	159	48
Trigger1	172	171	62
Trigger2	189.3	188.3	79.3
CsI	194.3	193.3	84.3

TAB. 2.1 – Distances (en cm) entre les différents détecteurs et le point pivot.

Dans cette section nous allons faire un récapitulatif de toutes les mesures effectuées pendant les deux expériences ainsi qu'une description détaillée des conditions dans lesquelles elles ont été prises.

2.1.1 Expérience (1)

Cette expérience est la première expérience (n, Xn) réalisée par le LPC. Elle avait comme objectif principal de tester le nouveau détecteur CLODIA et de vérifier que la mesure de la section efficace doublement différentielle des processus (n, Xn) , notamment la partie inélastique, était réalisable dans des temps raisonnables en utilisant l'ensemble de détection CLODIA&SCANDAL.

a Calibrages avec la MultiCible

La configuration des cibles internes insérées dans la MultiCible pour effectuer le calibrage des CsI est présentée dans le tableau 2.2. Les positions 1 et 2 étaient vides afin d'utiliser les trois premiers plans MWPC comme veto passif pour éliminer les particules chargées qui contaminent le faisceau. Les cibles de CH_2 jouaient le rôle de convertisseur np et les cibles de C permettaient de soustraire la contribution inélastique observée dans les spectres obtenus avec les CsI

*Position	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Cible	vide	vide	CH_2	CH_2	C	C	CH_2	CH_2	CH_2
e (mm)			1	1	1	1	0.95	0.95	0.95

* numérotée par rapport à l'incidence du faisceau.

TAB. 2.2 – Configuration de la MultiCible.

En jouant sur la distance entre la MultiCible et SCANDAL nous pouvions faire varier l'angle de détection (figure 2.1) et donc l'énergie des protons produits dans les cibles de conversion. Compte-tenu de la cinématique à deux corps du processus np , lorsque l'angle de détection diminue, l'énergie du proton augmente. En principe cela nous permet d'obtenir plusieurs points de calibrage. En fait comme nous allons montrer par la suite (section 2.7.1) tous ces points obtenus sont très proches les uns des autres, et toutes les mesures effectuées fournissent en gros un seul point de calibrage utilisable dans la gamme d'énergie que nous voulons étudier.

Le tableau 2.3 montre les valeurs des différents angles et distances pour les mesures effectuées avec la MultiCible au cours de l'expérience (1).

*Position (cm)	Angle SCANDAL (°)	Angle Détection (°)
-38.2	15	12
0	30	30

* distance mesurée par rapport au point pivot.

TAB. 2.3 – Mesures réalisées avec la MultiCible pendant l'expérience (1).

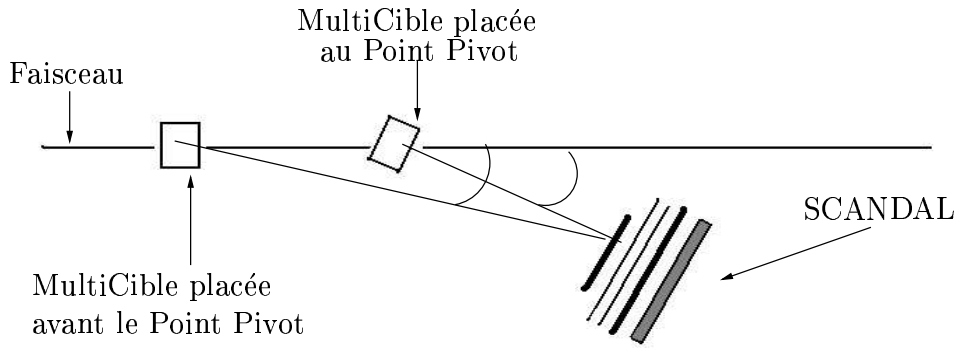


FIG. 2.1 – Mesures avec la MultiCible.

b Mesures avec CLODIA

Pendant cette première expérience un seul bras de SCANDAL a été utilisé car un seul détecteur CLODIA était disponible. Les mesures ont été effectuées avec des cibles de plomb ou de carbone à un angle de détection de 15 degrés. Nous avons fait ce choix parce qu'à cet angle la contribution élastique est importante, ce qui permet de l'utiliser comme référence car elle a été déjà mesurée sur le plomb et le carbone [40, 59].

Un maximum de 7 convertisseurs peut être inséré à l'intérieur du détecteur CLODIA. Pendant l'expérience (1) deux configurations différentes ont été utilisées (tableau 2.4). La configuration \textcircled{b} était destinée à étudier la contribution du carbone obtenue avec les cibles de CH_2 . Le tableau 2.5 montre l'ensemble de mesures réalisées.

*Position	1	2	3	4	5	6	7	Configuration
Convertisseur	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2	\textcircled{a}
Convertisseur	C	C	C	C	C	C	C	\textcircled{b}
e (mm)	4	4	4	4	4	4	4	

* numérotée par rapport à leur proximité vis à vis de SCANDAL
(le convertisseur 1 est le plus proche de SCANDAL et le 7 le plus éloigné.)

TAB. 2.4 – Configuration CLODIA lors de l'expérience (1). Un seul détecteur CLODIA rempli avec du CH_2 \textcircled{a} , ou avec du C \textcircled{b} .

Cible	Angle (°)	Configuration
Plomb	15	ⒶⒷ
Carbone	15	Ⓐ

TAB. 2.5 – Mesures réalisées lors de l’expérience (1). La mesure avec une cible de Carbone à 15° dans la configuration Ⓑ n’a pas été réalisée par manque de temps compte tenu de l’intensité du faisceau.

2.1.2 Expérience (2)

Après l’expérience de faisabilité, cette deuxième expérience a été conçue avec l’objectif de réaliser le maximum de mesures physiques possibles.

Nous avons utilisé deux détecteurs CLODIA couplés aux deux bras de SCANDAL, ce qui permet de réaliser deux mesures simultanément et d’augmenter ainsi le nombre de mesures dans le temps de faisceau donné.

a Calibrages avec la MultiCible

Pour calibrer les CsI , nous n’avons réalisé qu’une seule mesure par bras avec la MultiCible en amont du point pivot. L’analyse des données de la première expérience avait montré que toutes les mesures réalisées avec la MultiCible donnaient un seul point de calibrage, et que nous pouvions utiliser CLODIA avec le même type d’analyse pour compléter la courbe de calibrage vers les basses énergies.

Le tableau 2.6 résume les mesures effectuées, avec les distances MultiCible-point pivot et les angles correspondants (voir figure 2.1, page 24). Des limitations mécaniques imposent comme limite inférieure un angle de 32° pour le bras (2). La configuration de la MultiCible utilisée est la même que pendant l’expérience (1) (tableau 2.2, page 23).

*Position	Angle SCANDAL (°)	Angle Détection (°)	Bras
-83.7cm	15	10.1	(1)
-83.7cm	32	15.9	(2)

*distances mesurées par rapport au point pivot

TAB. 2.6 – Mesures réalisées avec la MultiCible pendant l’expérience (2).

b Mesures avec CLODIA

Pendant cette deuxième expérience (n, Xn) pour chaque cible nous avons effectué deux mesures en même temps. Plusieurs mesures ont été réalisées avec des cibles de fer et de plomb à plusieurs angles entre 15 et 70 degrés. Le tableau 2.7 résume l'ensemble des mesures réalisées pendant l'expérience (2). La mesure avec une cible de plomb à 15 degrés déjà réalisée lors de l'expérience (1) a été refaite afin d'avoir une référence commune. A cause de contraintes mécaniques toutes les mesures prises avec le bras (2) ont été effectuées à grand angle. Le tableau 2.8 montre la configuration des détecteurs CLODIA utilisée pendant les mesures.

Les deux bras de SCANDAL sont deux dispositifs mécaniquement indépendants. Nous avons effectué simultanément des mesures au même angle avec les deux bras positionnés symétriquement par rapport au faisceau afin de vérifier que les résultats obtenus étaient indépendants de l'ensemble de détection, la différence essentielle entre les deux bras étant l'angle solide vu par le détecteur due à la différence de distance entre le détecteur et la cible d'étude (tableau 2.1). Les différentes mesures nous ont permis de vérifier que les résultats obtenus sont très peu sensibles à l'ouverture angulaire du détecteur.

Angle (°)	Détecteur
15	(1)
30	(1)
50	(1) et (2)
70	(2)

(a) Plomb

Angle (°)	Détecteur
15	(1)
30	(1)
50	(2)
70	(1) et (2)

(b) Fer

TAB. 2.7 – Mesures réalisées lors de l'expérience (2) avec des cibles de Fer et de Plomb.

*Position	1	2	3	4	5	6	7
Convertisseur	CH_2	C	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2	CH_2
e (mm)	4	2	4	4	4	4	4

* numérotée par rapport à leur proximité vis à vis de SCANDAL
(le convertisseur 1 est le plus proche à SCANDAL et le 7 le plus éloigné)

TAB. 2.8 – Configuration CLODIA lors de l'expérience (2). Les deux détecteurs CLODIA (1) et (2) avaient la même configuration.

2.2 Cadre expérimental

Pour mieux comprendre les différences entre les deux expériences et plus particulièrement les difficultés apparues pendant la deuxième expérience, nous allons d'abord montrer des spectres bruts obtenus dans les deux expériences. La figure 2.2 montre les signaux bruts, c'est à dire sans aucune condition ou sélection, obtenus dans un des CsI pendant les deux expériences. Les distances entre la cible d'étude, situé au point pivot, et l'ensemble de détection CLODIA&SCANDAL sont les mêmes dans les deux cas, et les conditions dans lesquelles les mesures ont été prises sont identiques : une cible de plomb et un angle de détection de 15° .

La figure 2.2(a) montre le spectre obtenu dans l'expérience (1). Le bruit de fond reste raisonnable, et nous pouvons identifier facilement le pic donné par la réaction élastique (n, n) sur la cible de plomb. Sur le spectre obtenu au cours de l'expérience (2), figure 2.2(b), le bruit de fond est beaucoup plus important malgré le seuil élevé introduit (la valeur du seuil équivalent dans l'expérience (1) est représentée dans la figure (a)). La contribution élastique (n, n) sur le plomb n'est plus visible. L'augmentation du bruit du fond lors de l'expérience (2) liée à la mise en place de la nouvelle ligne de faisceau a eu comme conséquences :

- de rendre plus difficile le contrôle en ligne de la qualité des paramètres acquis
- d'accroître le nombre de déclenchements fortuits et donc le temps mort de l'acquisition.

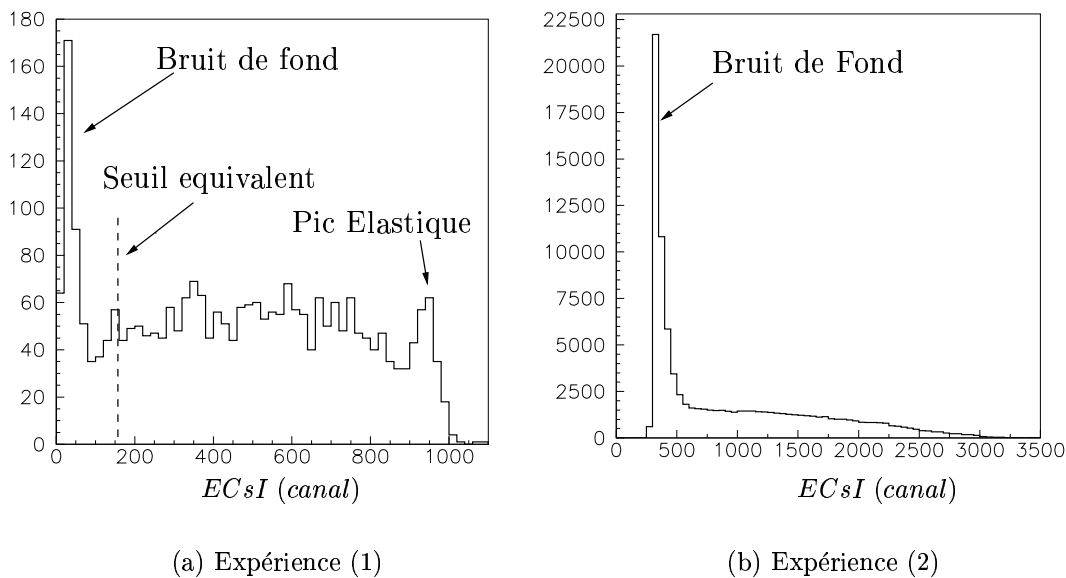


FIG. 2.2 – Signal brut dans un des CsI obtenu avec une cible de plomb avec un angle de mesure de 15° .

Pour arriver à discerner ce pic, il est nécessaire de contraindre le déclenchement en imposant une détection cohérente dans CLODIA : n chambres à dérive adjacentes marquées ($n \leq 7$) dont la dernière (chambre 1), ce qui impose une interaction $np \rightarrow pn$ dans le convertisseur $n+1$ (les chambres sont numérotées de 8 à 1 dans le sens cible d'étude \rightarrow SCANDAL). Si nous imposons qu'une seule chambre de CLODIA soit touchée, l'acquisition peut avoir été déclenchée par trois types d'événements :

1. la conversion $np \rightarrow pn$ a lieu dans le premier convertisseur de CLODIA, $n = 1$, c'est un bon événement.
2. la conversion $np \rightarrow pn$ a lieu dans un convertisseur quelconque de CLODIA mais le proton créé n'a pas traversé tous les plans de CLODIA avant d'arriver aux CsI , c'est un événement que nous devons rejeter.
3. le signal mesuré provient d'un événement fortuit induit par le bruit de fond, c'est un événement que nous devons aussi rejeter.

La figure 2.3 (a), obtenue en utilisant les données enregistrées avec une cible de plomb et un angle de détection de 15 degrés, montre quelle chambre de CLODIA a été touchée dans le cas où une seule chambre a été touchée. Les spectres noir et rouge correspondent aux résultats obtenus pour l'expérience (1) et l'expérience (2) respectivement. Les spectres ont été normalisés au nombre d'événements avec $n = 1$. Le rapport entre les événements du type 1 et du type 2 restant constant, l'énorme différence observée entre les deux spectres est due uniquement aux déclenchements fortuits, c'est-à-dire au bruit de fond présent lors de l'expérience (2). Si nous imposons une condition plus restrictive, par exemple 5 chambres de CLODIA touchées, nous arrivons à réduire sensiblement le bruit de fond et les spectres obtenus à partir des deux expériences deviennent comparables, comme le montre la figure 2.3 (b).

Compte tenu de ces difficultés, dans certaines occasions nous avons été amenés à utiliser les données de la première expérience pour développer et valider des nouvelles techniques d'analyse qui nous ont permis de réaliser le traitement des données de la deuxième expérience.

Par la suite, nous allons décrire pas à pas la méthode d'analyse utilisée, en faisant, si nécessaire, des comparaisons entre les deux expériences.

2.3 Nettoyage du faisceau

Lorsque le faisceau de neutrons arrive dans la salle expérimentale il contient des particules autres que les neutrons, des particules chargées produites dans la cible de production (Li) et/ou dans les collimateurs qui n'ont pas pu être séparées des neutrons.

Le faisceau utilisé pendant l'expérience (1) était créé à $10.62m$ du point pivot, traversait trois collimateurs et deux zones de déflexion magnétique. Le faisceau disponible au cours de l'expérience (2), ne traversait qu'un seul déflecteur magnétique et un seul collimateur avec une distance total parcourue de $6.26m$ avant d'arriver au point pivot (section 1.1.2,

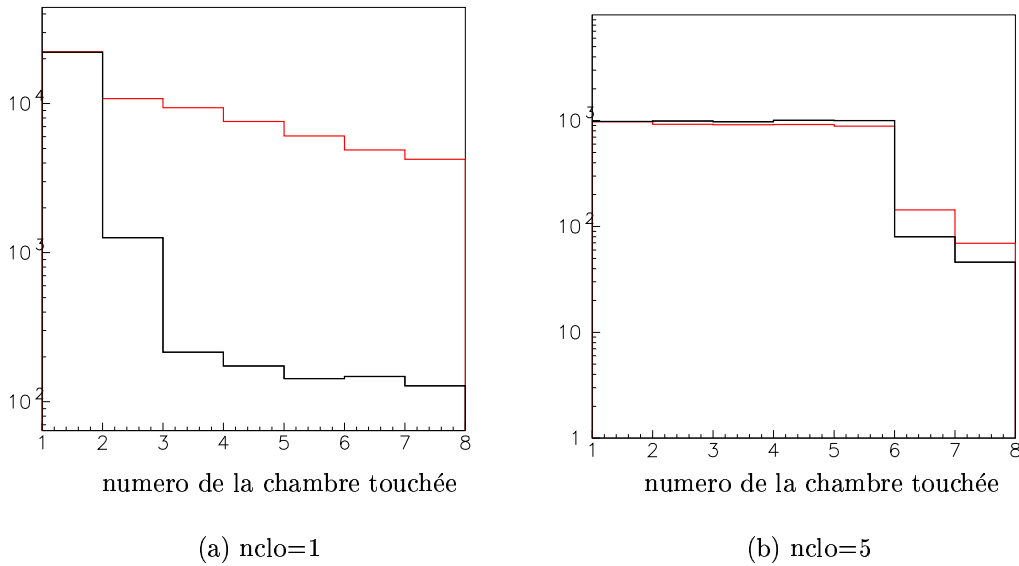


FIG. 2.3 – Numéro de la chambre de CLODIA touchée, avec une seule chambre touchée (a) et avec 5 chambres touchées (b). Les spectres noir et rouge correspondent aux résultats obtenus pour les expériences (1) et (2) respectivement.

figure 1.1). Ceci explique le fait que le faisceau utilisé pendant la première expérience était nettement moins contaminé que celui utilisé pendant la deuxième expérience.

Pour nettoyer le faisceau nous avons utilisé la MultiCible sans cibles internes comme veto passif. Le faisceau traverse les plans MWPC du détecteur (section 1.2.1) avant d’arriver à la cible d’étude. Les particules chargées provenant du faisceau sont détectées, ce qui nous a permis de les rejeter à l’analyse.

La contamination des particules chargées dans le faisceau est de 10% pour la première expérience et de l’ordre de 30% pour la deuxième expérience.

2.4 Sélection des neutrons incidents de 96MeV

Dans le premier chapitre (section 1.1.1) nous avons signalé qu’une des caractéristiques du faisceau est que $\sim 50\%$ des neutrons avaient une énergie à $T_0 = 96\text{MeV}$ et le reste était distribué de façon continue avec une énergie $T_0 < 96\text{MeV}$.

Pour sélectionner parmi les neutrons ceux ayant une énergie de 96MeV nous utiliserons des informations relatives au temps de vol. Si une conversion $np \rightarrow pn$ d’un neutron est réalisée dans un des convertisseurs de CLODIA, le proton émis sera détecté successivement dans le scintillateur plastique situé derrière CLODIA (Trigger 1), dans les chambres à dé-

A partir de la mesure du T_V nous pouvons identifier les neutrons du faisceau ayant une énergie de $96MeV$ (figure 2.5). Ils sont associés au pic observé dans ce spectre qui est une image déformée de l'énergie du faisceau. Cette mesure est très sensible à la distance D . Cette distance a été fortement diminuée après la modification de la ligne de faisceau, elle est passée de 10.62 à 6.26 mètres. Pour les neutrons de $96MeV$ du faisceau cela implique de passer d'un temps de vol de $84ns$ à un temps de vol de $50ns$, ($T_{Vn_{émi}} + T_{Vproton}$) restant avec la même valeur (environ $13ns$).

Cela a provoqué la détérioration du signal en temps de vol dans l'expérience (2). De ce fait, la partie de l'analyse qui utilise les informations relatives au temps de vol s'est avérée beaucoup plus délicate pour les données de la deuxième expérience. La dégradation du signal en temps de vol montre d'une certaine façon la dégradation du faisceau lors de l'expérience (2).

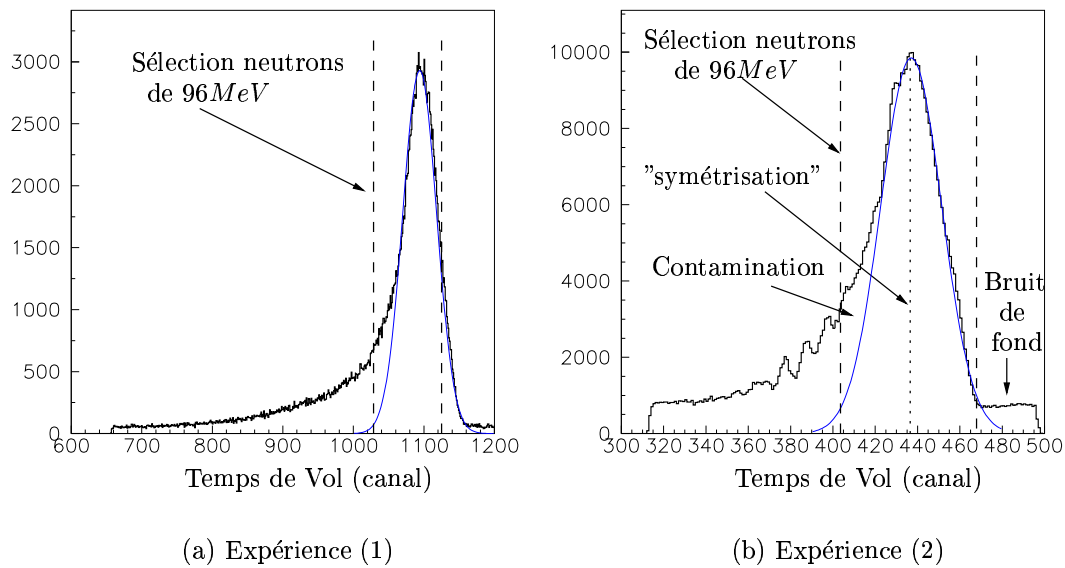


FIG. 2.5 – Sélection des neutrons de $T_0 = 96MeV$. Comparaison entre les signaux en temps de vol obtenus au cours des expériences (1) et (2) (la pente du codeur étant la même pendant les deux expériences).

La figure 2.5(a) montre le signal de temps de vol obtenu pendant l'expérience (1). Les lignes avec des tirets délimitent la sélection des neutrons ayant une énergie $T_0 = 96MeV$. La possible contamination de neutrons d'énergie $T_0 < 96MeV$ est négligeable et cette sélection suffira pour continuer l'analyse.

La figure 2.5(b) montre le même signal mais obtenu pendant l'expérience (2). Les lignes de tirets délimitent la sélection des neutrons avec une énergie $T_0 = 96MeV$, mais dans ce cas la sélection est beaucoup moins précise car le bruit du fond est plus important

et le signal plus large. Si nous utilisons seulement cette sélection une contamination non négligeable de neutrons avec $T_0 < 96MeV$ apparaît.

Pour éliminer cette contamination dans l'analyse des données de l'expérience (2), nous avons introduit une condition supplémentaire que nous appelons 'symétrisation'. Si seulement la moitié droite de la sélection est prise en compte, celle délimitée par la ligne pointillée dans la figure, nous avons une demie gaussienne qui comporte la moitié des neutrons d'énergie $T_0 = 96MeV$ du faisceau. Il suffit de compléter la gaussienne qui est bien définie en multipliant par 2, pour conserver tous les neutrons de $96MeV$ provenant du faisceau sans avoir une contribution non désirée de neutrons avec une énergie plus petite.

La figure 2.6 montre la différence entre un spectre de l'expérience (2) obtenu seulement avec la sélection en temps de vol, figure 2.6(a), et le même spectre obtenu avec la condition supplémentaire de symétrisation, figure 2.6(b). Nous pouvons constater dans le deuxième spectre que la contamination des neutrons d'énergie $T_0 < 96MeV$ qui apparaît dans le premier spectre est éliminée avec la condition supplémentaire de symétrisation que nous avons introduite.

En utilisant cette condition une sélection propre des neutrons d'énergie $T_0 = 96MeV$ est possible à partir des données de l'expérience (2).

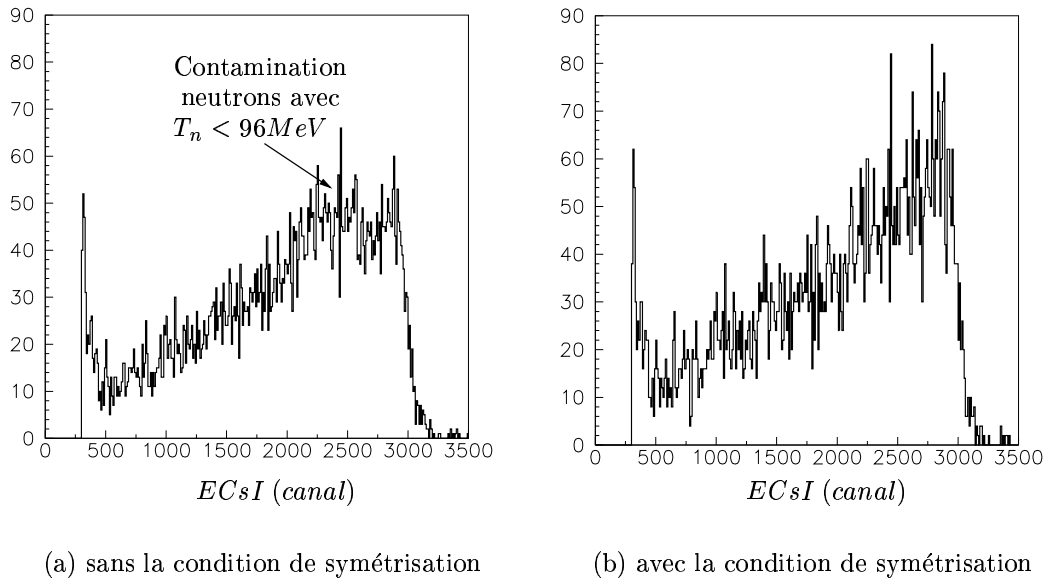


FIG. 2.6 – *Expérience (2) : Comparaison entre un spectre obtenu avec une sélection en temps de vol classique et le même obtenu avec la condition supplémentaire de symétrisation.*

2.5 Élimination des particules chargées produites dans la cible

Lorsque un neutron de 96MeV interagit avec la cible d'étude il y a émission de neutrons, mais aussi de particules légères chargées (protons, deutérons, tritons...) qu'il faut éliminer de notre analyse puisque nous sommes intéressés que par les réactions (n, Xn) .

Nous avons placé derrière la cible d'étude et avant l'ensemble de détection CLO-DIA&SCANDAL un scintillateur plastique (section 1.2) que nous utilisons comme veto.

Les particules chargées émises par la cible d'étude vont laisser un signal dans le scintillateur plastique contrairement aux neutrons qui ont une très faible probabilité d'interagir (figure 2.7). L'information obtenue à partir du scintillateur plastique nous permet d'éliminer les particules chargées de notre analyse.

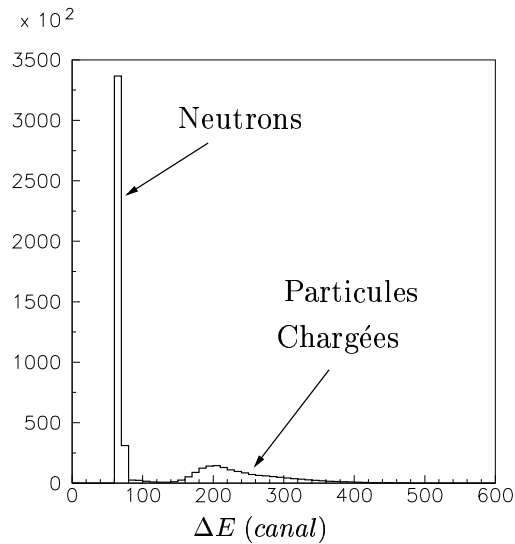


FIG. 2.7 – Signal dans le veto. Élimination des particules chargées émises par la cible.

2.6 Éliminations des deutérons et du bruit de fond

Les neutrons émis par la cible qui arrivent à CLODIA vont interagir avec les convertisseurs de CLODIA, la plupart d'entre eux vont produire un proton, mais il peut y avoir aussi la production d'un deutéron. Dans certains cas les deutérons émis peuvent traverser les deux triggers, déclencher l'acquisition et arriver dans le mur de CsI de SCANDAL.

D'autre part, compte tenu du bruit de fond régnant dans la salle expérimentale, surtout pendant l'expérience (2), il peut y avoir des événements fortuits qui déclenchent l'acquisition et laissent un signal dans les CsI de SCANDAL.

En utilisant les informations enregistrées par les scintillateurs plastiques et par les CsI de SCANDAL nous avons utilisé l'information ΔE - E pour éliminer le bruit de fond et rejeter la contribution des deutérons.

La figure 2.8 (a) montre la carte ΔE - E avant d'appliquer les sélections décrites auparavant. Nous pouvons observer que la 'banane' de protons est noyée dans le bruit de fond. La figure (b) montre la carte ΔE - E après avoir effectué ces sélections. Le bruit de fond a sensiblement diminué mais il en reste encore, surtout en dessous de la 'banane' de protons. Il reste aussi une contribution située au dessus de la 'banane' de protons due aux deutérons. Une fenêtre dans la carte ΔE - E nous permet de sélectionner les protons et d'éliminer de notre analyse les deutérons et bruit de fond restant.

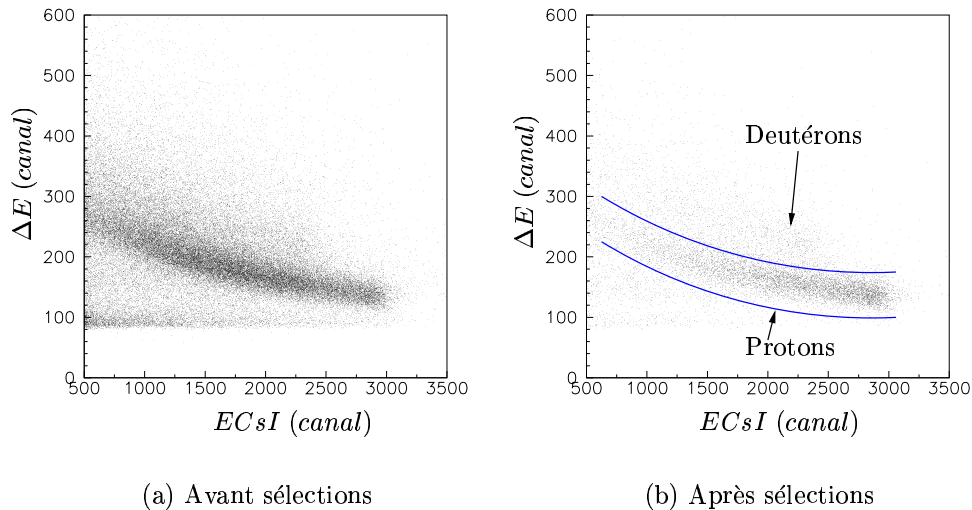


FIG. 2.8 – Figure ΔE - E . Sélection de protons émis en CLODIA. Élimination des deutérons et du bruit de fond.

2.7 Calibrage des détecteurs *CsI*

A présent que nous avons gardé les événements considérés comme valides, c'est à dire, ceux qui restent après avoir :

- nettoyé la contamination des particules chargées du faisceau de neutrons en utilisant la MultiCible comme veto passif.
- sélectionné les neutrons incidents de 96MeV arrivant à la cible d'étude en utilisant la mesure du temps de vol.
- sélectionné les neutrons parmi les particules émises par la cible d'étude grâce au signal recueilli dans le scintillateur plastique utilisé comme veto.
- testé la cohérence des trajectoires des particules chargées produites dans les convertisseurs de CLODIA.
- éliminé le bruit de fond et la contribution de deutérons détectés dans les *CsI* de SCANDAL en utilisant la technique $\Delta E - E$.

Après avoir réalisé cette première série de sélections et avec le propos de déterminer l'énergie résiduelle en MeV déposée par le proton dans le *CsI*, nous allons commencer une autre partie de l'analyse, le calibrage en énergie des détecteurs *CsI* de SCANDAL. Pour cette partie de l'analyse, nous avons des grandes différences entre les deux expériences.

Lors de l'expérience (1) les mesures réalisées avec la MultiCible (tableau 2.3) permettent d'obtenir deux points de calibrage. Ces mesures ont été complétées par les données prises avec l'ensemble CLODIA&SCANDAL à petit angle (tableau 2.5). Par ailleurs une technique de calibrage basée sur le temps de vol permet d'obtenir des points supplémentaires à basse énergie.

Lors de l'expérience (2) les mesures effectuées avec la MultiCible (tableau 2.6) ont permis d'obtenir un point de calibrage par détecteur. Du fait des limitations mécaniques les mesures avec CLODIA ont été réalisées à petit angle uniquement avec le détecteur (1) (tableau 2.6), ces mesures nous permettent d'obtenir des points de calibrage additionnels pour le bras (1) mais pas pour le bras (2). L'information relative au temps de vol ne peut être utilisée pour le calibrage à cause de la mauvaise qualité du signal, comme nous l'avons largement discuté auparavant (figure 2.5). Toutes ces informations, résumées dans le tableau 2.9, permettent de réaliser un calibrage complet des *CsI* de l'expérience (1) avec des points répartis sur tout le domaine d'énergie. Par contre nous n'avons pas suffisamment de points pour déterminer le calibrage des *CsI* de l'expérience (2).

Compte tenu de ces difficultés nous avons été amenés à utiliser les données de la première expérience pour développer et tester une nouvelle méthode basée sur l'information $\Delta E - E$ et l'appliquer aux données de la deuxième expérience afin d'obtenir le calibrage en énergie des *CsI* de SCANDAL.

Méthode	Exp(1)	Exp(2) Bras(1)	Exp(2) Bras (2)
MultiCible	2 points	1 point	1 point
CLODIA	7 points	6 points	-
Temps de Vol	nuage de points	-	-

TAB. 2.9 – Points de calibrage obtenus par les différents CsI des deux expériences.

Dans la suite de cette section nous allons présenter de manière détaillée les quatre techniques qui nous ont permis de réaliser un calibrage fiable de tous les détecteurs CsI utilisés au cours des deux expériences.

2.7.1 Calibrage avec la MultiCible

Comme nous l’avons déjà présenté dans le premier chapitre, la MultiCible est un détecteur qui permet de faire des mesures avec plusieurs cibles en même temps. Nous avons utilisé des cibles de C et de CH_2 avec la configuration présentée dans le tableau 2.2. Si un neutron de $96MeV$ provenant du faisceau arrive à la MultiCible il peut interagir avec une des cibles et produire un proton. Si l’angle de détection du proton émis est faible, la contribution de la section efficace élastique est importante et nous pouvons l’utiliser pour le calibrage.

Le proton produit dans une des cibles de la MultiCible va traverser les cibles qui sont situés derrière et va laisser un signal dans les plans MWPC du détecteur. Ainsi nous pouvons déterminer la cible d’émission du proton. La trajectoire déterminée à partir du signal laissé par le proton dans les chambres à dérive de SCANDAL nous permet de connaître l’épaisseur de matière traversée. L’énergie du pic en MeV est calculée à partir de la cinématique de la réaction élastique $np \rightarrow pn$ avec des neutrons incidents de $96MeV$ et en prenant en compte la perte d’énergie du proton pendant son parcours avant d’arriver au CsI .

Les mesures prises avec la MultiCible pour effectuer le calibrage des deux expériences sont résumées dans les tableaux 2.3 et 2.6. Pour chaque mesure effectuée à un angle effectif fixé nous avons obtenu plusieurs points d’étalonnage, un par chaque cible de CH_2 . Ces points sont très proches les uns des autres, ceci est du au fait que la perte d’énergie du proton dans les cibles qui ont une épaisseur de $1mm$ environ est compensée par un angle de détection effectif plus petit, et donc une énergie plus grande. Les deux effets se compensent et les positions de pics sont très voisines (figure 2.9).

A partir de deux mesures réalisées pendant l’expérience (1) (tableau 2.3) deux séries de points de calibrage ont été obtenues pour les CsI du détecteur utilisé (figure 2.11), tandis qu’à partir des mesures réalisées pendant l’expérience (2) (tableau 2.6) une seule série de points a été obtenue pour les CsI de chaque détecteur (figure 2.15).

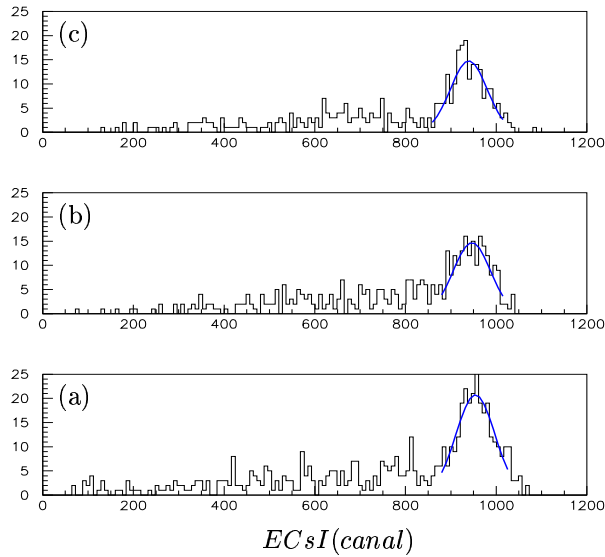


FIG. 2.9 – *Calibrage avec la MultiCible. Les figures (a), (b) et (c) montrent respectivement les spectres obtenus à partir des trois premières cibles de la MultiCible. Nous pouvons observer que les trois pics sont pratiquement au même canal, c'est à dire qu'ils vont nous donner le même point de calibrage.*

2.7.2 Calibrage avec CLODIA

L'analyse des données obtenues avec la MultiCible nous a permis d'obtenir les premiers points d'étalonnage des CsI , mais ils ne sont pas suffisants. Des points supplémentaires de calibrage peuvent être obtenus en utilisant les mesures réalisées avec CLODIA.

Si un neutron d'énergie $T_0 = 96MeV$ provenant du faisceau interagit de façon élastique avec un noyau de la cible d'étude (plomb au fer) l'énergie d'émission du neutron sera $T_n \approx T_0 = 96MeV$, car l'énergie de recul du noyau cible est négligeable et toute l'énergie est emportée par le neutron diffusé. A petit angle la contribution élastique est importante et va donner un pic bien défini que nous pouvons utiliser pour réaliser le calibrage des CsI . Parmi toutes les mesures réalisées avec CLODIA (tableaux 2.5 et 2.7) nous pouvons utiliser pour le calibrage les mesures effectuées à un angle de 15° . Les tableaux 2.4 et 2.8 montrent les configurations de CLODIA utilisées pendant les deux expériences.

Lorsque un neutron d'énergie $T_n \approx 96MeV$ arrive dans CLODIA il peut interagir avec un des convertisseurs de CH_2 selon la réaction élastique de conversion $np \rightarrow pn$. Le proton émis va traverser les plans de CLODIA situés derrière le convertisseur où il a été créé. Son passage produit un signal dans les chambres à dérive de CLODIA, ce qui permet la localisation du convertisseur actif. Son passage produira un signal dans les chambres à dérive de

CLODIA, ce qui permet la détermination du convertisseur de création. Selon le nombre de plans traversés par le proton après sa création la perte d'énergie du proton sera différente et l'énergie résiduelle déposée par le proton dans le *CsI* aussi, de telle façon que nous allons trouver un pic correspondant à chaque plan de CLODIA (figure 2.10). L'angle d'émission du proton est déterminé à partir des chambres à dérive de CLODIA et de SCANDAL.

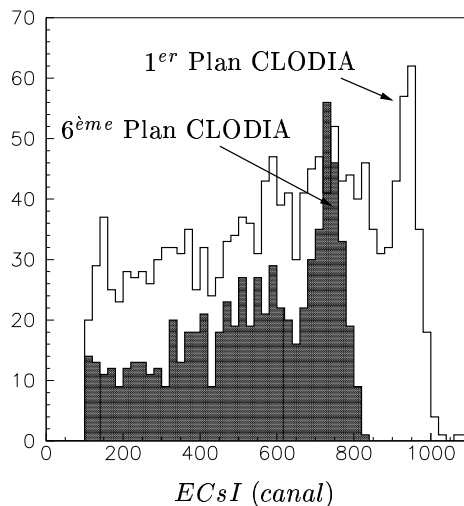


FIG. 2.10 – *Calibrage avec CLODIA. Pics élastiques obtenus pour les plans 1^{er} et 6^{me} de CLODIA avec une cible d'étude de plomb située au point pivot, et avec un angle de détection de 15°.*

La cinématique de la réaction élastique $np \rightarrow pn$ et la mesure de l'angle d'émission du proton nous permettent de calculer l'énergie T_p avec laquelle le proton a été émis. En prenant en compte le convertisseur de création du proton et l'épaisseur de matière traversé nous pouvons calculer l'énergie perdue par le proton dans son parcours et déterminer l'énergie résiduelle E_r déposée par le proton dans le *CsI*. Chaque convertisseur de CH_2 de CLODIA nous permet d'obtenir un point d'étalonnage (figure 2.10).

Cette méthode ne peut être employée qu'avec les mesures effectuées à petit angle, car à grand angle le pic élastique n'est plus visible. Compte tenu des mesures réalisées (tableaux 2.5 et 2.7) et de la configuration de CLODIA (tableaux 2.4 et 2.8), à partir de cette technique nous avons obtenu une série de 7 points d'étalonnage pour chaque *CsI* utilisé pendant l'expérience (1) (figure 2.11), et une série de 6 points pour les détecteurs *CsI* du bras (1) de SCANDAL utilisé pendant l'expérience (2). A cause des contraintes mécaniques les mesures à petit angle avec le bras (2) de SCANDAL ne sont pas possibles et aucun point d'étalonnage ne peut être déterminé avec cette méthode (figure 2.15).

2.7.3 Analyse du temps de vol

Les analyses des données obtenues avec la MultiCible et avec CLODIA nous ont permis d'obtenir 10 points d'étalonnage pour les CsI du détecteur de l'expérience (1), 9 pour le détecteur (1) de l'expérience (2), et 3 pour le détecteur (2) de l'expérience (2). Tous ces points se situent à des énergies comprises entre 60 et 100 MeV (figure 2.11). Le seuil de détection des CsI est d'environ 30 MeV et il est nécessaire de déterminer le comportement des CsI à basse énergie, entre 20 et 60 MeV . La technique d'analyse basée sur le temps de vol que nous allons décrire nous a permis de trouver un nuage de points répartis sur tout ce domaine d'énergie.

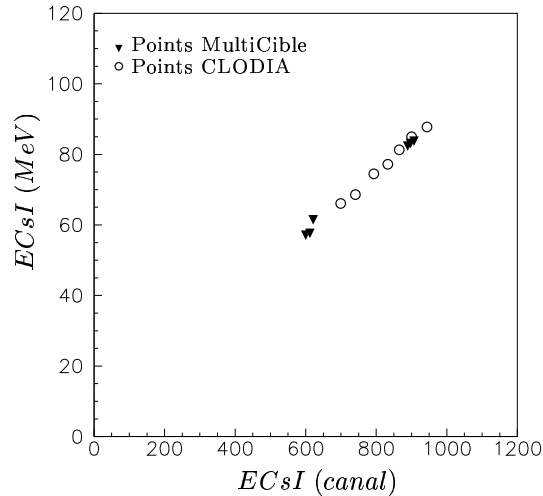


FIG. 2.11 – Calibration des CsI réalisé pour l'expérience (1).

Nous avons déjà remarqué que $\sim 50\%$ des neutrons du faisceau incident ont une énergie autour de $T_0 = 96MeV$ et le reste une énergie à T_n ($T_n < 96MeV$). Pour réaliser le calibrage avec la MultiCible et avec CLODIA nous avons sélectionné les neutrons de 96 MeV , maintenant, et uniquement dans cette partie de l'analyse, nous allons utiliser les neutrons du faisceau ayant une énergie inférieure.

Si un neutron du faisceau d'énergie quelconque T_n , interagit élastiquement avec un noyau de la cible d'étude (plomb au fer) le neutron sera émis avec une énergie $T'_n \approx T_n$. Si une réaction de conversion $np \rightarrow pn$ est produite dans un des convertisseurs de CLODIA le proton émis sera détecté dans les CsI de SCANDAL. Cette méthode nous permet de calibrer les CsI à basse énergie.

A partir de la mesure expérimentale du temps de vol, étudiée en détail dans la section 2.4, nous pouvons sélectionner les neutrons d'énergie $T_n < 96MeV$ provenant du faisceau. La figure 2.12 (a) montre le temps de vol expérimental en fonction du signal laissé par les

protons dans les CsI . Nous pouvons différencier la contribution correspondant aux neutrons incidents d'énergie $T_0 = 96MeV$, élastique et inélastique, et la contribution élastique correspondant aux neutrons incidents d'énergie $T_n < 96MeV$.

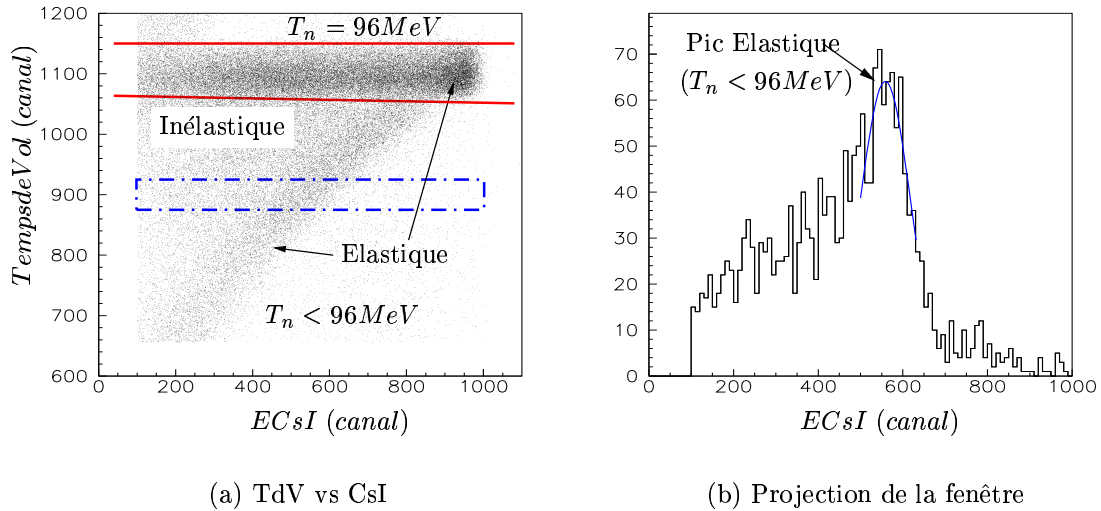


FIG. 2.12 – Calibration à partir du temps de vol. La figure (a) montre le temps de vol par rapport au signal recueilli dans les CsI , qui correspond à l'énergie déposée par le proton dans le CsI avant calibration. La figure (b) montre la projection en énergie de la fenêtre sélectionnée sur la figure (a)

A une fenêtre en temps de vol donnée (figure 2.12(a)) sont associés des neutrons du faisceau incident ayant une énergie T_n inférieure à $96MeV$. La projection en énergie de cette sélection nous permet d'observer le pic élastique qui correspond à l'énergie T_n , figure 2.12 (b).

Avec le code GEANT3 nous avons réalisé des simulations qui reproduisent les caractéristiques du faisceau et les détecteurs de l'ensemble du dispositif expérimental et nous avons obtenu la carte du temps de vol en ns en fonction de l'énergie en MeV déposée par les protons dans les CsI .

A une énergie de $96MeV$ correspond des neutrons de vitesse $V = 0.42c$, ce qui nous permet de calculer la valeur de temps de vol T_V en ns pour les neutrons de $96MeV$ ($97ns$ pour l'expérience (1), et $64ns$ et $55ns$ pour les deux bras de l'expérience (2)). Nous avons utilisé cette valeur comme point de repère pour comparer les données expérimentales avec les valeurs obtenues à partir de la simulation.

En réalisant sur les résultats de la simulation la même sélection que dans le graphique 2.12, nous pouvons déterminer l'énergie en MeV qui correspond au pic de la figure 2.12 (b). A partir de plusieurs coupures en temps de vol il est possible d'obtenir des points d'étalonnage dans tout le domaine d'énergie entre 30 et $100MeV$.

Cette méthode nous a permis de compléter le calibrage des CsI de l'expérience (1) (figure 2.14). Malheureusement pendant la deuxième expérience la base de vol était beaucoup plus petite, et les données beaucoup moins propres et il a été impossible d'utiliser cette technique.

2.7.4 Analyse de l'information $\Delta E - E$

Les points de calibrage obtenus à partir des trois méthodes décrites précédemment sont largement suffisantes pour compléter les calibrages de tous les CsI utilisés dans l'expérience (1). Par contre, le nombre de points obtenus pour les CsI de l'expérience (2) est insuffisant. Pour compléter la série des données, nous avons utilisé l'information $\Delta E - E$ fournie par les triggers et les CsI .

A partir des tables de pertes d'énergie [61], il est possible de paramétrer les pertes d'énergie dans le trigger (scintillateur plastique d'épaisseur $2mm$) en fonction de l'énergie résiduelle E_r mesurée dans les CsI par une relation du type :

$$E_r = \frac{B}{(\Delta E)^\beta} \quad (2.4)$$

Avec E_r et ΔE en MeV . Pour prendre en compte l'angle d'incidence du proton, au lieu d'utiliser les tables de perte d'énergie nous avons utilisé GEANT3 [25] pour déterminer les valeurs de B et β , figure 2.13 (a).

Pour les données expérimentales nous avons le même type de relation :

$$C_r = \frac{A}{(\Delta C)^\alpha} \quad (2.5)$$

Où C est l'énergie résiduelle déposée dans le CsI et ΔC est l'énergie perdue dans le scintillateur plastique en canal. Les valeurs de A et α sont obtenues à partir des données expérimentales.

D'autre part pour chaque CsI nous disposons au minimum d'un point de référence du type (E_{exp}, C_{exp}) obtenu en utilisant les mesures effectuées avec la MultiCible. En utilisant les expressions 2.4 et 2.5 avec les valeurs E_{exp} , B et β et C_{exp} , A et α , nous obtenons le point $(\Delta E_{exp}, \Delta C_{exp})$.

A partir de l'expérience (1) nous avons vérifié la linéarité des CsI et des pertes d'énergie dans le trigger, c'est-à-dire ce qui correspond à des relations du type :

$$E_r = aC_r + b \quad (2.6)$$

$$\Delta E = c\Delta C + d \quad (2.7)$$

D'où :

$$\Delta C = \frac{\Delta E - d}{c} \quad (2.8)$$

En utilisant 2.4 :

$$\Delta C = \frac{\left(\frac{B}{E_r}\right)^{\frac{1}{\beta}} - d}{c} \quad (2.9)$$

et à partir de 2.6 nous obtenons l'expression :

$$\Delta C = \frac{\left(\frac{B}{aC_r+b}\right)^{\frac{1}{\beta}} - d}{c} \quad (2.10)$$

où les seuls paramètres libres sont a et c, car b et d sont obtenus en utilisant les expressions 2.6 et 2.7 et les valeurs connues (E_{exp}, C_{exp}) et $(\Delta E_{exp}, \Delta C_{exp})$.

Il ne reste qu'à ajuster les données expérimentales en utilisant cette relation (équation 2.10) et obtenir a et c (figure 2.13(b)). Ceci nous permet d'obtenir une droite de calibrage.

Cette méthode peut être appliquée aux données obtenues quelle que soit la position du bras de mesure car la perte d'énergie du proton dans le scintillateur plastique ne dépend que de son énergie. Elle est donc la seule technique de calibrage à pouvoir être utilisée pour tous les détecteurs des deux expériences réalisées.

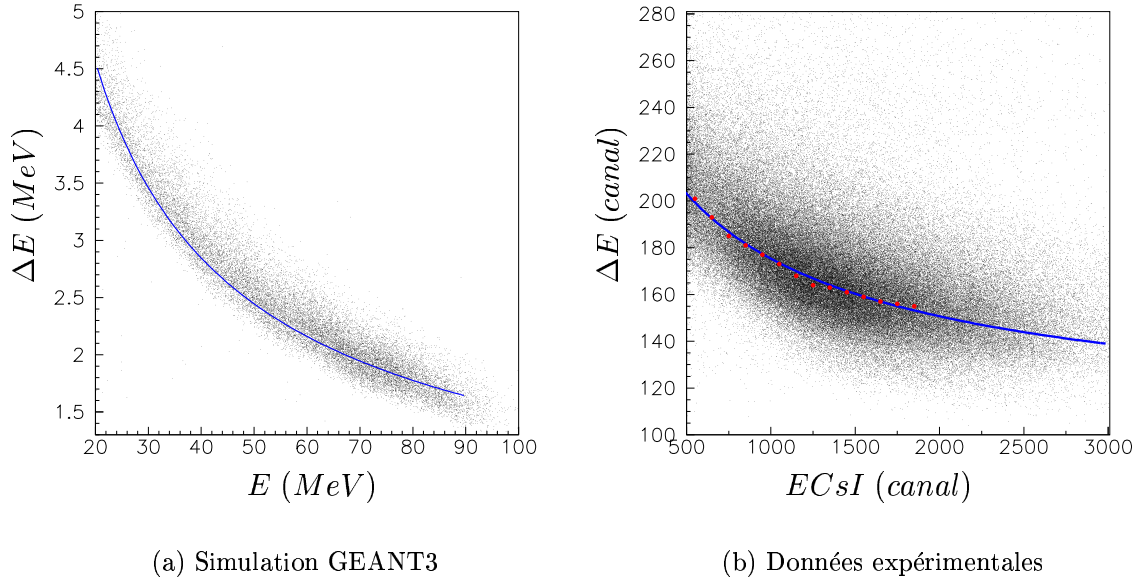


FIG. 2.13 – Calibrage à partir du ΔE -E

2.7.5 Comparaison des méthodes

Afin de vérifier la validité de la dernière méthode de calibrage employée nous avons utilisé les données de l'expérience (1). La figure 2.14 montre la droite de calibrage obtenue à partir de la technique ΔE -E et les points de calibrage obtenus à partir des calibrages réalisés avec la MultiCible, avec CLODIA et à partir de l'analyse du temps de vol. La droite obtenue en ajustant les points expérimentaux n'a pas été représentée puisqu'elle se superpose avec la droite obtenue à partir de la technique ΔE -E. En utilisant les points de calibrage obtenus dans l'expérience (1) nous avons vérifié que la droite obtenue ne dépend pas du point (E_{exp}, C_{exp}) choisi.

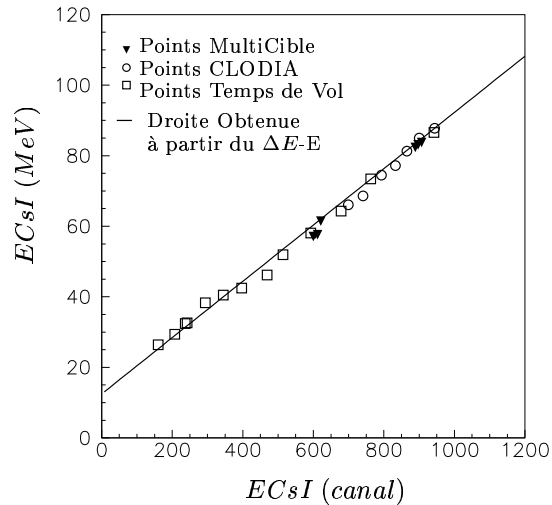


FIG. 2.14 – *Expérience (1) : Calibrage des CsI.*

La validation de la méthode de calibrage ΔE -E effectuée à partir de l'expérience (1) nous donne confiance dans cette méthode, nous l'avons appliquée au calibrage des CsI de l'expérience (2) et une droite de calibrage a été obtenue pour chaque détecteur CsI . La figure 2.15 montre les calibrages de l'expérience (2) obtenus pour les CsI des deux bras de SCANDAL.

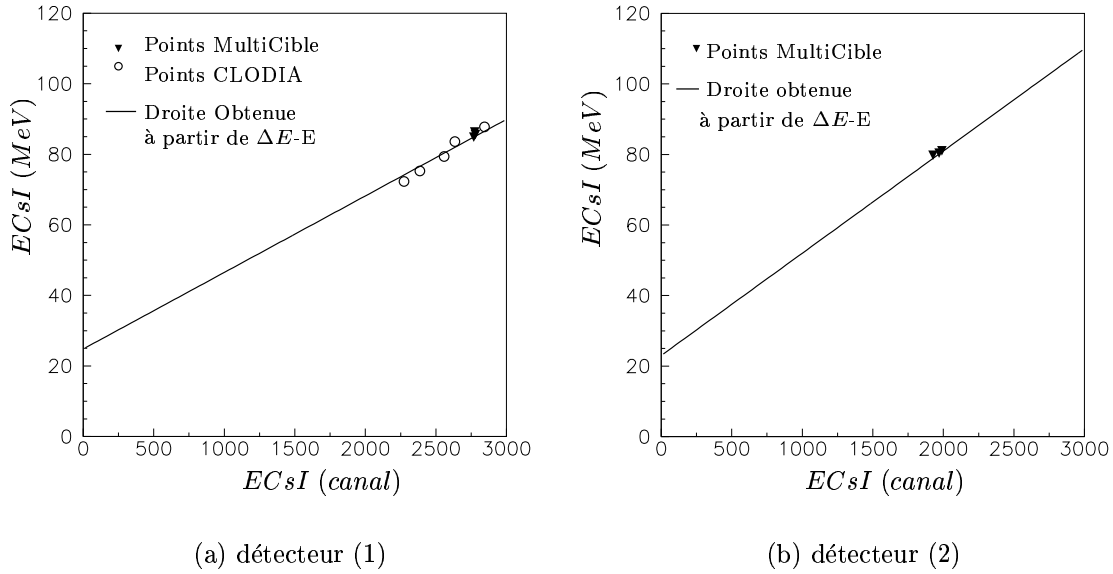


FIG. 2.15 – *Expérience (2) : Calibrage des CsI.*

2.8 Détermination de l'énergie du neutron produit

L'étape suivante de notre analyse consiste à évaluer l'énergie T_n du neutron émis par la cible d'étude à partir de l'énergie résiduelle E_r , déposée par le proton dans les CsI .

L'énergie T_p du proton à l'instant de son émission dans un des convertisseurs de CLODIA est déterminée à partir de E_r en prenant en compte la perte d'énergie du proton de son émission à sa détection dans le CsI .

L'énergie T_n du neutron émis par la cible d'étude est calculée en utilisant la cinématique de la réaction de conversion $np \rightarrow pn$ produite dans un des convertisseurs de CLODIA.

2.8.1 Les trajectoires et angle d'émission du proton

Après sa création dans un des convertisseurs de CLODIA le proton émis va marquer les chambres à dérive de CLODIA situées derrière. A la sortie de CLODIA le proton va traverser les chambres à dérive de SCANDAL et enfin déposer toute son énergie dans un des détecteurs CsI . La trajectoire du proton émis est reconstruite à partir des informations recueillies dans les chambres à dérive et de la position du CsI de détection.

Dans notre analyse nous n'avons gardé que les événements ayant une trajectoire bien déterminée : le proton qui après sa création a traversé tous les plans de CLODIA situés derrière ainsi que les deux scintillateurs plastiques et les deux chambres à dérive de SCANDAL avant de déposer toute son énergie dans un des CsI .

L'angle d'émission du proton est déterminé à partir de sa trajectoire. Les protons émis à petit angle seront détectés dans les détecteurs situés dans le centre du mur de CsI (les deux centraux numérotés 2 et 3), tandis que les protons émis à grand angle seront détectés dans les CsI latéraux (numérotés 1 et 4) figure 2.16 (a)).

2.8.2 Détermination de l'énergie perdue dans le parcours

A partir du nombre de plans de CLODIA traversés par le proton nous avons déterminé le convertisseur de création du proton émis ainsi que la quantité de matière traversée. La distance parcourue par le proton à l'intérieur de chaque matériau a été déterminée en prenant ultérieurement en compte son angle d'émission.

En connaissant la distance parcourue par le proton dans les différents matériaux traversés la perte d'énergie ΔE est calculée à partir des tables de perte d'énergie [61] et l'énergie avec laquelle le proton a été émis (figure 2.16 (b)) est :

$$T_p = E_r + \Delta E \quad (2.11)$$

A ce stade de notre analyse et pour assurer une meilleure résolution en énergie, nous avons gardé les deux CsI centraux parmi le quatre détecteurs. Les CsI latéraux vont détecter les protons émis à plus grand angle, de ce fait la perte d'énergie ΔE est plus importante car la distance parcourue par les protons dans les différents matériaux est plus grande et la précision sur la détermination de ΔE est plus faible.

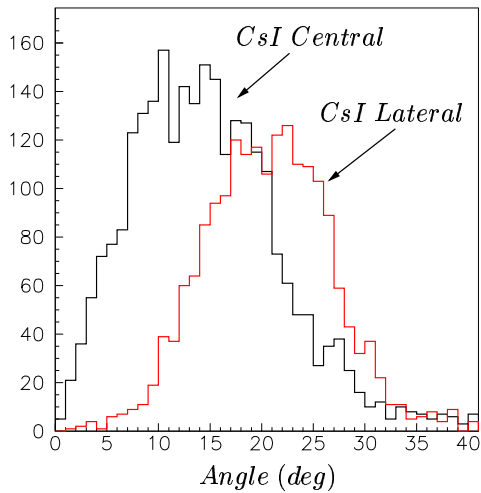
2.8.3 Énergie d'émission du neutron

Dans notre cas la détection des neutrons est assurée à partir de la conversion d'un neutron en proton produite dans un des convertisseurs de CH_2 placés à l'intérieur de CLODIA. Nous utilisons l'hypothèse que la conversion $np \rightarrow pn$ a lieu sur l'hydrogène du CH_2 , dans la section suivante nous tiendrons en compte les différentes corrections. L'énergie T_n avec laquelle le neutron a été émis par la cible d'étude est obtenue à partir de l'énergie d'émission du proton T_p en utilisant la cinématique non relativiste de la réaction élastique à deux corps $np \rightarrow pn$:

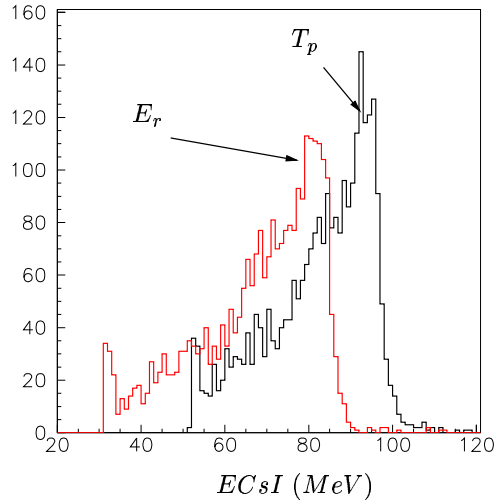
$$T_n = \frac{T_p}{\cos^2 \theta} \quad (2.12)$$

2.9 Corrections apportées aux données

Pour reconstituer l'énergie du neutron produit au niveau de la cible, nous avons considéré uniquement le processus élastique $np \rightarrow pn$ qui conduit à une cinématique à deux corps. En fait, un deuxième processus $C(n, Xp)$ est mis en jeu dans les convertisseurs de



(a) Angle d'émission



(b) Correction de l'énergie perdue

FIG. 2.16 – Correction de l'énergie perdue par le proton pendant son parcours avant d'arriver aux CsI

CH_2 conduisant à la production de protons d'énergie inférieure à l'énergie des protons créés à partir de processus élastiques $np \rightarrow pn$.

Cette contribution a été mesurée lors de l'expérience (1). Les convertisseurs de CH_2 ont été remplacés par des convertisseurs de C de même épaisseur. En se renormalisant au même nombre de noyaux de carbone et au même flux de neutrons dans le faisceau, nous pouvons donc soustraire cette contribution du carbone. Cette hypothèse a été validée par une simulation réalisée avec GEANT3 [25] et décrite dans la section qui suit.

Une autre correction doit être appliquée aux données. En effet, la probabilité d'interaction $np \rightarrow pn$ n'est pas égale à 1. Il en est de même de la probabilité de détecter le proton de conversion qui peut être défini comme l'acceptance du dispositif. Pour évaluer cette efficacité qui résulte de la convolution entre la probabilité de production du proton et sa probabilité de détection, nous avons également utilisé cette simulation GEANT3.

2.9.1 Simulations avec GEANT3

Les neutrons émis par la cible étudiée (plomb ou fer) et entrant dans CLODIA ont des énergies comprises entre le MeV et l'énergie du faisceau. Dans cette section nous nous sommes intéressés à la réponse de l'ensemble de détection CLODIA-SCANDAL en fonction de l'énergie du neutron produit. Pour ce faire nous avons utilisé le logiciel de simulation GEANT3 qui nous a permis de décrire l'ensemble de la géométrie du dispositif expérimental : cibles de conversion, plans de scintillateur (veto et triggers) et détecteurs CsI. Nous

avons simulé des faisceaux mono-énergétiques de neutrons avec des énergies comprises entre 30 et 100 MeV. La trajectoire initiale a été tirée de façon aléatoire d'un point de la cible de production couverte par le faisceau de neutrons incident et un point de la face d'entrée de CLODIA.

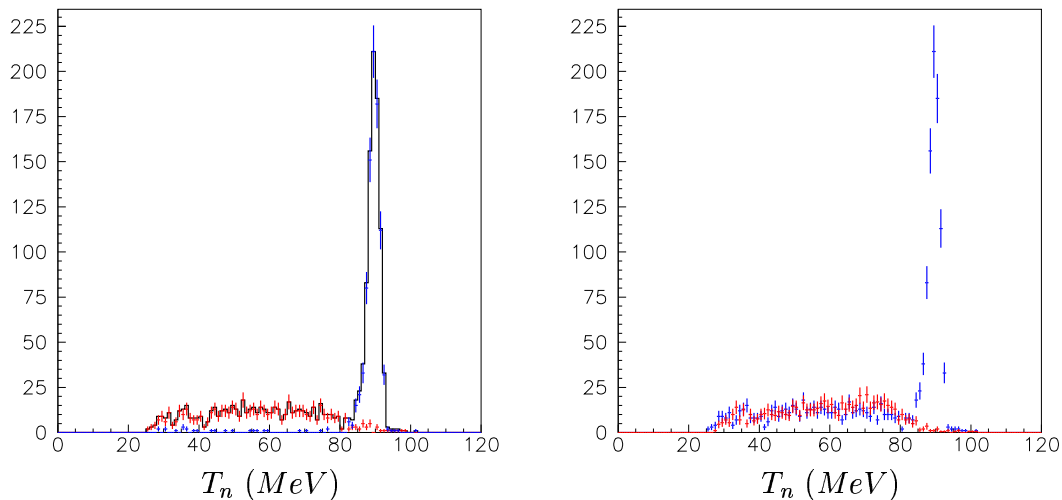
Le code GEANT3 permet :

- de suivre les trajectoires et les énergies des particules initialement générées ou produites dans des interactions successives.
- de connaître la nature de ces interactions.
- d'évaluer les pertes d'énergies dans les différents matériaux traversés.

Nous avons réalisé une sélection des événements identique à celle pratiquée lors de l'analyse des données expérimentales ce qui nous a permis de déterminer pour le proton produit dans un des convertisseurs de CLODIA son angle d'émission θ , son énergie résiduelle E_r déposée dans le CsI et la perte d'énergie ΔE dans les matériaux traversés. Nous pouvons alors recalculer, comme dans l'analyse, l'énergie T_n du proton produit dans CLODIA et en déduire l'énergie du neutron initiale. Cela nous permet, en outre, de valider pas à pas la procédure expérimentale que nous avons utilisée pour les données.

La figure 2.17 est un exemple du résultat obtenu à partir de neutrons de 90 MeV. La figure (a) correspond à la distribution en énergie des neutrons reconstituée à partir de l'énergie résiduelle E_r , de la perte d'énergie ΔE et de l'angle de production θ des protons produits dans une des cibles de conversion (CH_2) de CLODIA. Le pic étroit observé est associé aux réactions sur l'hydrogène, le spectre continu est lui identifié comme une production inélastique sur le carbone. La figure (b) représente les distributions en énergie obtenues par la simulation avec un convertisseur de CH_2 (spectre bleu) et un convertisseur de C (spectre rouge) après renormalisation à un même nombre de noyau de carbone. La soustraction de la contribution du carbone permet d'isoler sans ambiguïté la contribution de l'hydrogène.

Pour évaluer l'efficacité des dispositifs CLODIA-SCANDAL, nous avons utilisé une méthode analogue. A chaque dispositif (droit ou gauche) est associée une géométrie particulière qui définit un angle solide et une acceptance. Pour une énergie T_n du neutron, l'efficacité $\epsilon(T_n)$ de chaque dispositif est définie comme le rapport entre le nombre de protons détectés et le nombre de neutrons générés. Cette efficacité dépend de l'énergie du neutron au travers de la section efficace totale du processus $np \rightarrow pn$ et de la cinématique de la réaction. La simulation permet en outre de tester l'influence de la soustraction de la composante carbone sur l'évaluation de cette efficacité.



(a) Simulation avec un convertisseur de CH_2 (noir) : Identification des réactions élastiques sur l'hydrogène (bleu) et sur le carbone (rouge).

(b) Simulations avec un convertisseur de CH_2 (bleu) et un convertisseur de C (rouge).

FIG. 2.17 – Simulations GEANT3 : neutrons incidents avec une énergie de $T_0 = 90\text{MeV}$ détectés par l'ensemble de détection CLODIA-SCANDAL

2.9.2 Soustraction expérimentale de la contribution du Carbone

Nous avons calculé l'énergie T_n du neutron émis par la cible en utilisant l'approximation que la détection est produite à partir de la réaction d'un neutron incident sur l'hydrogène d'un convertisseur de CH_2 . Les neutrons peuvent également interagir avec le C du CH_2 , dans ce cas le calcul n'est plus valide et la contribution de ces événements doit être soustraite.

Au cours des deux expériences CLODIA a été remplie avec des convertisseurs de CH_2 et avec des convertisseurs de C . Après l'analyse de données nous avons des spectres de l'énergie T_n , d'émission du neutron obtenus avec des convertisseurs de C et obtenus avec des convertisseurs de CH_2 , dans lesquelles il y a une contamination due à la contribution du C .

Nous avons vérifié en utilisant les simulations réalisées avec GEANT3 que l'élimination de cette contamination peut être réalisée globalement après la normalisation du nombre de noyaux de C (figure 2.17) [10]. Le nombre de noyaux de C dans un convertisseur de CH_2 n'est pas le même que dans un convertisseur de C . En prenant en compte les épaisseurs et les densités des convertisseurs il faut normaliser les spectres au nombre de noyaux de C

avant de faire la soustraction. Si les mesures avec le C et avec le CH_2 ne sont pas faites au même temps, il faudra aussi normaliser au nombre de neutrons incidents fournis par le faisceau.

Pendant l'expérience (1) nous avons pris des mesures avec CLODIA rempli avec 7 convertisseurs de CH_2 et avec CLODIA rempli avec 7 convertisseurs de C (tableau 2.4 configurations @ et b). A partir de ces mesures nous avons obtenu 7 spectres à partir des convertisseurs de CH_2 et 7 avec des convertisseurs de C de façon à pouvoir faire la soustraction des spectres un par un.

Toutefois nous avons réalisé que la position des convertisseurs n'a aucune influence sur la soustraction de la contribution de C car les spectres obtenus sont une image à l'échelle de la section efficace doublement différentielle qui ne dépend que du matériau. D'autre part l'énergie perdue par le proton dans un convertisseur de 4mm de C est presque le double de l'énergie perdue dans un convertisseur de 4mm de CH_2 , et nous avons une différence de seuil en énergie entre les spectres obtenus avec des convertisseurs de CH_2 et les convertisseurs de C . Nous perdons la partie à basse énergie car nous ne pouvons pas faire la soustraction au delà du seuil imposé par les spectres obtenus à partir des convertisseurs de C . Afin d'illustrer tous cela la figure 2.18 (a) montre les spectres de l'expérience (1) obtenus pour les deux premiers plans de CLODIA avec du C et le premier plan de CLODIA avec de CH_2 .

Après l'analyse de la première expérience, nous avons changé la configuration de CLODIA pour l'expérience (2), nous l'avons rempli avec 6 convertisseurs de CH_2 de 4mm et un convertisseur de C de 2mm situé dans la position 2 pour minimiser l'effet de seuil (tableau 2.8).

La figure 2.18 (b) montre la soustraction expérimental faite pour l'expérience(2). En comparant la figure (a) et la figure (b) nous pouvons remarquer la différence de qualité des données entre les deux expériences, et en particulier une augmentation des seuils.

2.9.3 Efficacité du dispositif expérimental

Notre système de détection est basé sur la réaction élastique $np \rightarrow pn$. La section efficace de cette réaction est petite, de l'ordre de $30mb$ dans le système du laboratoire, ce qui rend impossible la mesure expérimentale de l'efficacité de détection compte tenu du temps de faisceau qui serait nécessaire. A cause de cela nous avons déterminé l'efficacité de détection en utilisant le code de simulation GEANT3.

Nous avons effectué plusieurs simulations avec des faisceaux mono-énergétiques et des énergies comprises entre 30 et 100 MeV . Pour chaque simulation nous avons fait le comptage des neutrons entrant dans CLODIA et des neutrons détectés. Le rapport entre les deux chiffres nous donne l'efficacité de notre ensemble de détection à l'énergie des neutrons incidents.

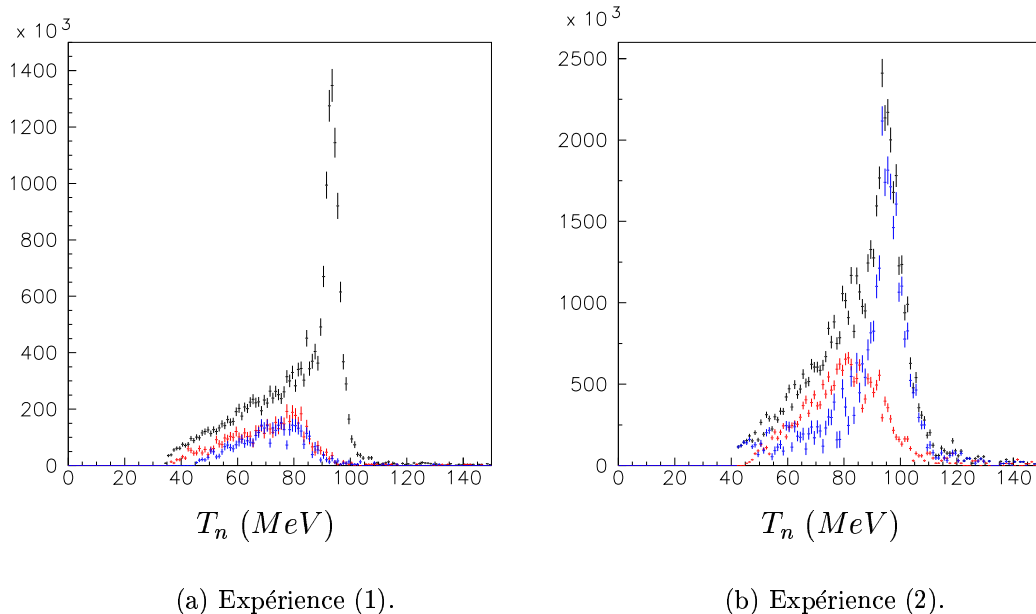


FIG. 2.18 – Soustraction expérimentale de la contribution du carbone. La figure (a) montre des spectres obtenus lors de l'expérience (1), en noir le spectre de CH_2 pour le 1^{er} plan de CLODIA, en rouge et bleu les spectres du C pour le 1^{er} et le 2^{ème} plan de CLODIA respectivement. La figure (b) montre les spectres obtenus lors de l'expérience (2), en noir le spectre de CH_2 pour le 1^{er} plan de CLODIA, en rouge le spectre de C pour le 2^{ème} plan de CLODIA et en bleu le spectre en H une fois faite la soustraction.

Le nombre de neutrons détectés est obtenu en effectuant les mêmes sélections que nous avons pris au cours de l'analyse des données expérimentales.

Pour ne prendre en compte que les réactions de conversion $np \rightarrow pn$ sur l'hydrogène du CH_2 , GEANT3 permet d'identifier ces réactions (figure 2.17(a)). Une autre possibilité est d'utiliser la même technique que nous avons effectuée avec les données expérimentales, c'est à dire réaliser la soustraction directe des spectres obtenus à partir d'un convertisseur de CH_2 et un autre de C compte tenu de la normalisation au nombre de noyaux cible de chaque convertisseur (figure 2.17)(b).

La figure 2.19 montre les valeurs d'efficacité en % obtenues pour le 1^{er} plan de CLODIA avec les deux méthodes et la courbe d'efficacité obtenue en ajustant les points obtenus à partir de la soustraction directe, courbe que nous avons utilisée pour réaliser la correction car c'est la méthode employée avec les données expérimentales.

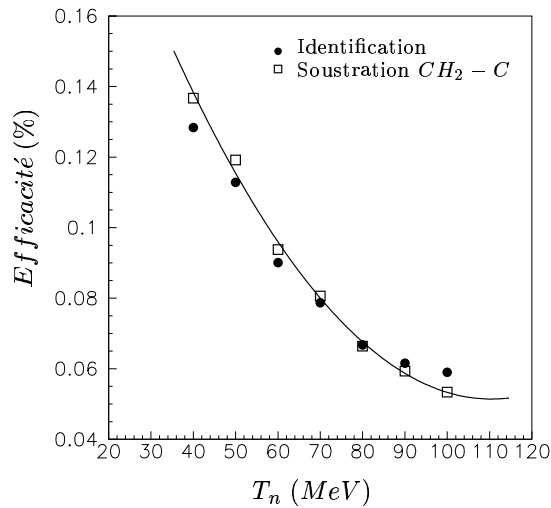


FIG. 2.19 – *Efficacité de l'ensemble de détection CLODIA&SCANDAL.*

DECOI&DEMON

Lors de l'expérience (1) destinée à évaluer la faisabilité de la mesure du processus $Pb(n, Xn)$, un seul télescope avait été utilisé et placé à un angle de 15° . Lors de l'expérience (2) deux télescopes ont été mis en œuvre et placés à différents angles (tableau 2.10).

Angle ($^\circ$)	Détecteur
15	unique
24	(2)
60	(2)
98	(1)

(a) Plomb

Angle ($^\circ$)	Détecteur
15	(1)
24	(2)
55	(2)
95	(1)

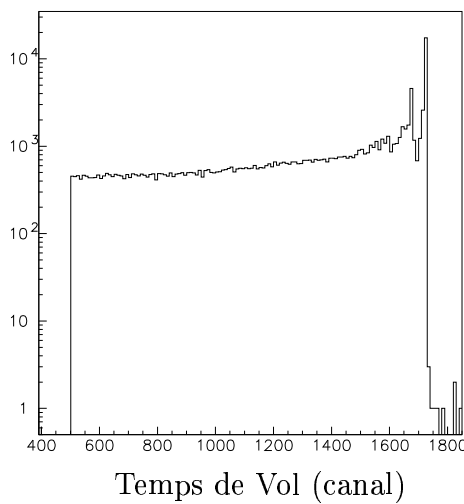
(b) Fer

TAB. 2.10 – *Mesures réalisées avec DECOI&DEMON avec ces cibles de Plomb et de Fer pendant l'expérience (2), exceptée la mesure à 15° avec une cible de plomb, réalisée au cours de l'expérience (1).*

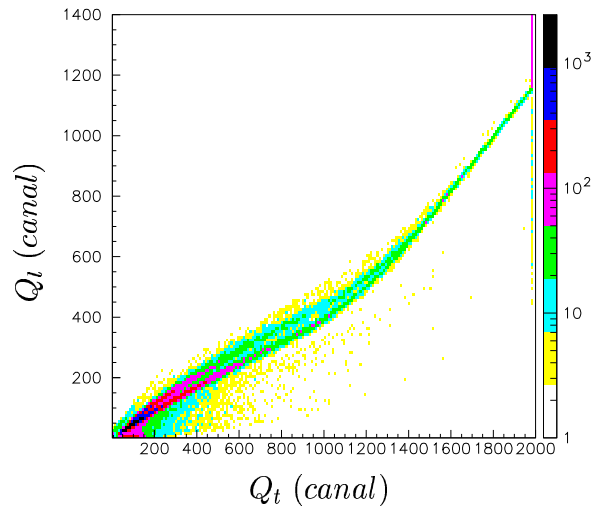
La détérioration de la qualité du faisceau de neutrons s'est avérée plus dramatique pour le dispositif DECOI&DEMON que pour le dispositif CLODIA&SCANDAL. Le flux de γ ambiant a généré un nombre important de coïncidences fortuites et diminué considérablement le rapport signal-bruit observé lors de l'expérience (1). Cet effet est illustré par les figures 2.20 et 2.21 où nous avons représenté la discrimination $n - \gamma$ (Q_l versus Q_t) et le

temps de vol mesuré lors de l'expérience (1) (cible de Pb), et de l'expérience (2) (cible de Fe), au même angle (télescope à 15°).

- expérience (1) : Malgré une mauvaise discrimination $n - \gamma$ pour les neutrons énergétiques (grandes valeurs de Q_t), il est possible de faire une analyse événement par événement en faisant des coupures sur les signaux de charge $Q_1 + Q_2$ caractéristiques de l'énergie perdue par le noyaux de recul dans le convertisseur. Mais la mauvaise discrimination $n - \gamma$ aux faibles valeurs de Q_t implique un seuil élevé sur les neutrons ($> 4MeV$).
- expérience (2) : Malgré une bonne discrimination $n - \gamma$, il est difficile d'utiliser le spectre mesuré pour les petites valeurs de Q_t compte-tenu de l'importance de la composante γ , ce qui impose un seuil en énergie élevé pour les neutrons.



(a) Spectre de temps de vol



(b) Discrimination $n - \gamma$.

FIG. 2.20 – Données obtenues lors de l'expérience(1) avec une cible de plomb et un angle de détection de 15° .

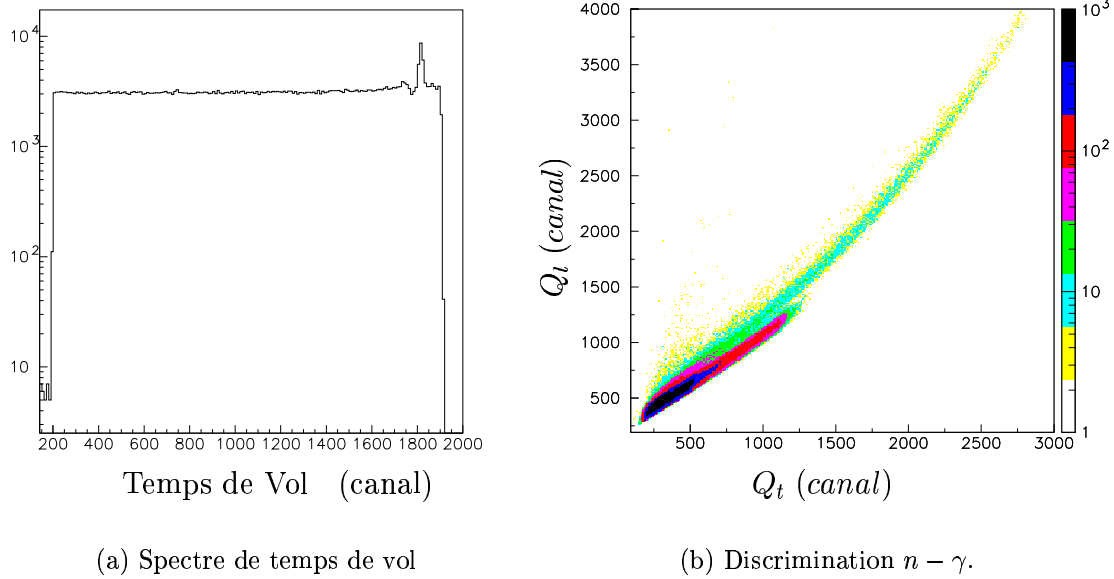


FIG. 2.21 – Données obtenues lors de l'expérience(2) avec une cible de fer et un angle de détection de 15° .

Pour les deux expériences, nous avons donc réalisé une analyse statistique des spectres de temps de vol mesurés en évaluant la composante de bruit de fond dans la partie gauche des spectres correspondant à des énergies de neutrons non détectables ($T_N < 1MeV$) et associée à des coïncidences fortuites.

2.10 Résultats obtenus avec une source de Pu-Be

Compte-tenu de la difficulté d'observer en ligne un signal physique dans les spectres de temps de vol lors de l'expérience (2), nous avons, pendant un arrêt machine et afin de nous rassurer sur la qualité intrinsèque du dispositif DECOI&DEMON, enregistré un spectre en temps de vol des neutrons émis par une source de Plutonium-Beryllium (Pu-Be) placée devant le convertisseur avec les conditions de réglage réalisées sous faisceau.

Un des deux spectres en temps de vol mesurés est présenté sur la figure 2.22 (b) avec la discrimination $n - \gamma$ associée, figure 2.22 (a). Vers les basses valeurs de Q_t , la discrimination médiocre ne permet pas de réaliser une analyse événement par événement, une analyse statistique s'impose si nous voulons obtenir un spectre en énergie des neutrons allant jusqu'au MeV . Le spectre en temps de vol est caractérisé par un pic γ étroit situé au canal 1828 avec une largeur à mi-hauteur de 16 canaux ($\sim 1.6ns$) qui est la valeur attendue pour un temps de vol scintillateur-cellule DEMON. C'est ce pic qui nous sert de

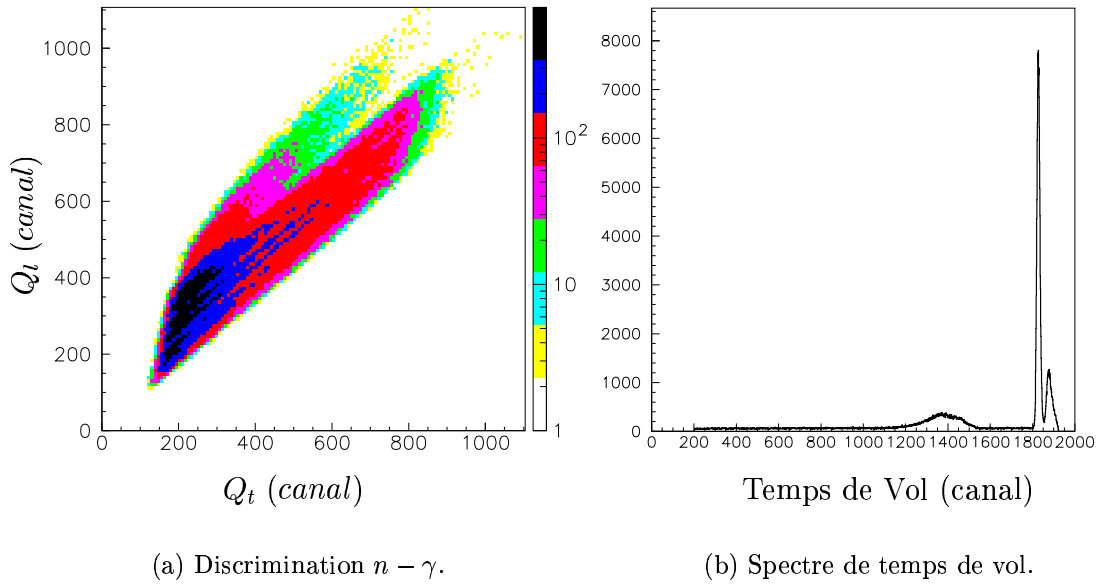


FIG. 2.22 – Données obtenues avec la source de Pu-Be

référence en temps pour réaliser la conversion temps de vol-énergie connaissant la pente de conversion des codeurs en temps utilisés et la base de temps de vol.

Le spectre avec une coupure au canal 1700 est représenté sur la figure 2.23 (a). Le spectre associé aux neutrons d'énergie supérieure à $1MeV$ est situé dans une fenêtre allant des canaux 900 à 1600. La transformation temps de vol-énergie peut alors être réalisée, après avoir soustrait le bruit de fond estimé dans le domaine plat du spectre (canal 200 à 700, en rouge sur la figure). Celui-ci est représenté sur la figure 2.23 (a) par le trait horizontal d'ordonnée 59.6.

Cette énergie est calculée par l'expression suivante :

$$T_n = \frac{1}{2}m_n \left(\frac{L_2}{L_2 + Kc(N_\gamma - N)} \right)^2 \quad (2.13)$$

avec :

- $L_2 = 156cm$ = distance DECOI&DEMON
- c = vitesse de la lumière en cm/ns
- m_n = masse du neutron en MeV
- K = pente de conversion du TDC ($0.107ns/canal$)
- N_γ et N sont respectivement la position en canal du pic γ mesuré (1828) et N le canal auquel est associé l'énergie T_n .

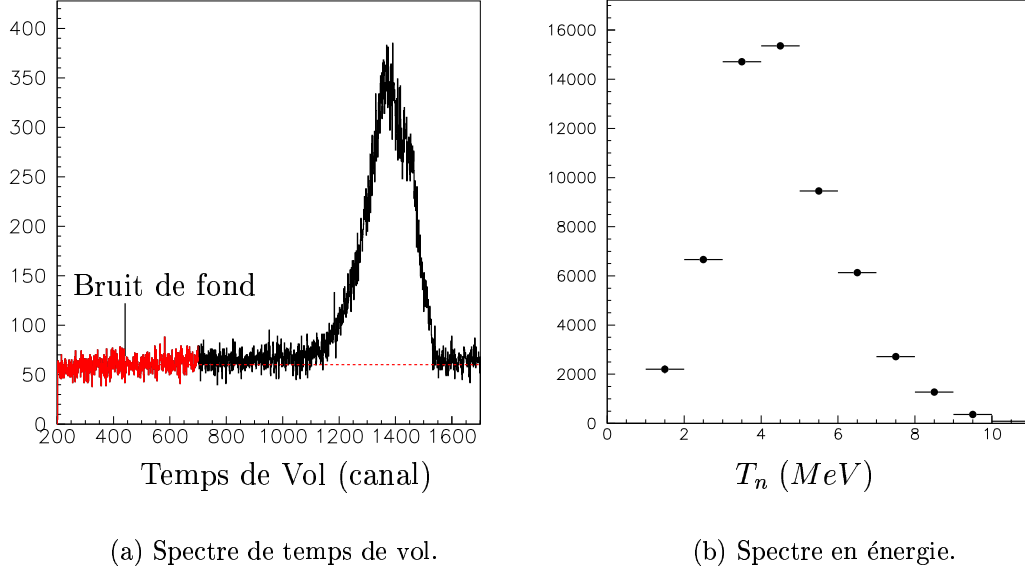


FIG. 2.23 – Résultats obtenus avec la source de Pu-Be.

En pratique, le calcul du nombre d'événements $S(T_n(i))$ par pas en énergie de 1MeV est réalisé de la façon suivante :

$$S(T_n(I)) = \sum_{j=N_I}^{N_{I+1}} M_j - (N_{I+1} - N_I) \overline{M_{Bdf}} \quad (2.14)$$

avec $[N_I, N_{I+1}]$, la fenêtre en canaux associée à une fenêtre de 1MeV à l'énergie I et

$$N_I = N_\gamma + \frac{L_2}{Kc} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2I/m_n}}\right) \quad (2.15)$$

$$N_{I+1} = N_\gamma + \frac{L_2}{Kc} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2(I+1)/m_n}}\right) \quad (2.16)$$

et $\overline{M_{Bdf}}$, la valeur moyenne du bruit de fond par canal évaluée dans la région non physique du spectre en temps de vol :

$$\overline{M_{Bdf}} = \frac{1}{max - min + 1} \sum_{j=min}^{max} N_j \quad (2.17)$$

2.10.1 Résolution en énergie

La résolution intrinsèque du codeur (TDC) est donnée par la pente de conversion ($K \sim 0.1ns/canal$) et la base de temps de vol L_2 . Elle s'exprime en première approximation par :

$$\frac{dT_n}{dN} = 2 \frac{1.39}{L_2} T_n^{3/2} \text{ MeV/canal} \quad (2.18)$$

Elle est de l'ordre de $2 * 10^{-3} \text{ MeV/canal}$ à 1 MeV pour atteindre 1 MeV/canal à $T_n \sim 65 \text{ MeV}$. Nous avons donc choisi de représenter les spectres en énergie avec un pas de 1 MeV . La résolution en énergie peut se mettre sous la forme :

$$(dT_n)^2 = \left(\frac{\partial T_n}{\partial L_2}\right)^2 \sigma^2(L_2) + \left(\frac{\partial T_n}{\partial N_\gamma}\right)^2 \sigma^2(N_\gamma) + \left(\frac{\partial T_n}{\partial N}\right)^2 \sigma^2(N) \quad (2.19)$$

avec :

$$\left|\frac{\partial T_n}{\partial L_2}\right| = m_n \frac{KcL_2(N_\gamma - N)}{(L_2 + Kc(N_\gamma - N))^3} \quad (2.20)$$

$$\left|\frac{\partial T_n}{\partial N_\gamma}\right| = \left|\frac{\partial T_n}{\partial N}\right| = m_n \frac{KcL_2}{(L_2 + Kc(N_\gamma - N))^4} \quad (2.21)$$

2.10.2 Incertitudes sur les comptages

L'estimation du bruit de fond résulte d'une moyenne. La variance s'écrit :

$$\sigma_{BdF}^2 = \frac{1}{max - min - 1} \sum_{j=min}^{max} (N_j - \overline{M_{BdF}})^2 \quad (2.22)$$

Le calcul du nombre d'événements $S(T_n(i))$ résulte lui d'une sommation. La variance prend donc la forme de :

$$\sigma_{S(T_n(I))}^2 = \sum_{j=N_I}^{N_{I+1}} \sigma_{M_j}^2 + (N_{I+1} - N_I) \sigma_{BdF}^2 \quad (2.23)$$

avec :

$$\sigma_{M_j}^2 = M_j \quad (2.24)$$

2.10.3 Résultats

Le spectre en énergie obtenu à partir de spectre en temps de vol est présenté sur la figure 2.23(b) non corrigé de l'efficacité de détection. Il est piqué à une énergie de $\sim 4 \text{ MeV}$ et s'étale de $\sim 1 \text{ MeV}$ à $\sim 10 \text{ MeV}$ en accord avec ce que l'on connaît des spectres de neutrons émis par les sources de Pu-Be [2]. Ces résultats indiquent que le dispositif expérimental est capable de mesurer les neutrons jusqu'à des énergies du MeV et que le bruit de fond observé sous faisceau de TSL provient effectivement des modifications apportées à l'ensemble de la ligne.

2.11 Corrections apportées aux données

Compte tenu de l'épaisseur de matière à traverser (5cm de convertisseur plus le SyReP) les particules chargées qui contaminent le faisceau de neutrons et qui interagissent dans la cible étudiée, ne peuvent être détectées en coïncidence par le télescope. Par contre, nous devons sélectionner les réactions induites par des neutrons incidents de 96MeV et corriger les données de l'efficacité de détection du dispositif utilisé.

2.11.1 Sélection des neutrons incidents de 96MeV

Le faisceau de neutrons est monocinétique avec une queue vers les basses énergies. Dans cette section, nous allons chercher à évaluer la contribution de cette queue. Avec le dispositif DECOI&DEMON, le déclenchement de l'acquisition, qui sert également de START pour les codeurs en temps, est réalisé par la coïncidence DEMON avec le signal DECOI préalablement retardé. Ce temps est la somme de trois temps :

$$T_{start} = T_{faisceau} + T_1 + T_2 \quad (2.25)$$

- $T_{faisceau}$: temps de vol du neutron initial de la cible de Li à la cible étudiée (Pb ou Fe)
- T_1 : temps de vol de la particule produite au niveau de la cible jusqu'au convertisseur DECOI.
- T_2 : temps de vol de la particule diffusée au niveau de DECOI et détectée dans le DEMON.

Expérimentalement les temps de vol mesurés sont le temps de vol T_2 et celui (T_{hf}) associé à la radio-fréquence du cyclotron ($T_0 = 58ns$) :

$$T_2 = \frac{L_2}{c} + K(N_\gamma - N) \quad (2.26)$$

$$T_{HF} = mT_0 - T_{start} \quad (m \text{ entier}) \quad (2.27)$$

Dans le cas où un bon événement est détecté, la diffusion de la particule dans DECOI ne modifie pas sensiblement sa vitesse :

$$T_{start} = T_{faisceau} + \frac{L_1 + L_2}{L_2} T_2 \quad (2.28)$$

et

$$T_{HF} + (L_1 + L_2)/L_2 T_2 \quad (2.29)$$

est représentatif du temps de vol du neutron initial (modulo T_0 et à une constante additive près).

Pour des neutrons du faisceau d'énergie donnée, il doit exister une relation linéaire entre T_{HF} et T_2 . Cette corrélation est difficilement observable sur l'ensemble des événements mesurés à cause de l'importance du bruit de fond. Pour l'observer, il est nécessaire de sélectionner des classes particulières d'événements. Pour illustrer cet effet, nous avons sélectionné des événements ayant déposé une énergie importante dans le convertisseur DECOI : $Q_1 + Q_2 > 6000$ (pleine échelle 8000). Cet événement correspond à la détection d'un proton dans DECOI provenant :

- soit directement de la cible.
- soit d'une interaction np , (n, Xp) ou (p, Xp) dans DECOI.

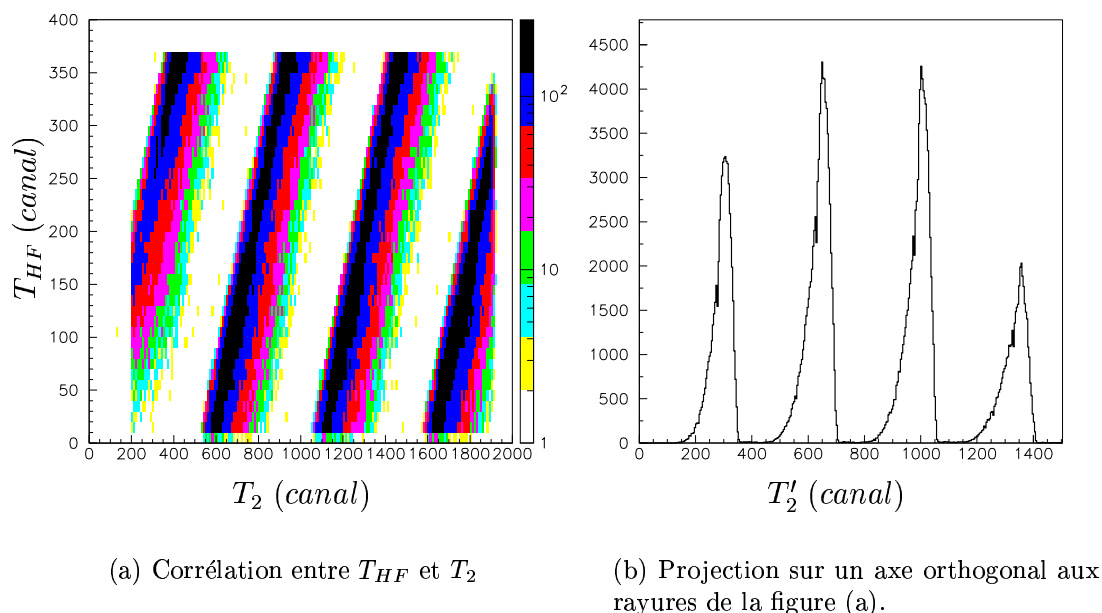


FIG. 2.24 – Spectres de temps de vol.

Quel que soit le mode de production, la probabilité d'observer une particule provenant de ces types d'interactions en coïncidence dans DEMON est négligeable. L'événement mesuré est donc fortuit mais peut être associé à un neutron du faisceau à son énergie nominale : 96MeV . La corrélation observée est présentée sur la figure 2.24 (a). Le repli du signal T_{HF} associé à la radio-fréquence est effectivement observé. Le caractère fortuit de l'événement est caractérisé par la distribution quasi uniforme du temps de vol *physique*. Ceci est confirmé sur la figure 2.24 (b) qui est une projection sur un axe orthogonal aux rayures de la figure 2.24 (a). Les deux pics centraux observés sont d'intensité équivalente. Par des pliages successifs, nous obtenons la figure 2.25 (a) qui est une image du pic des neutrons produit au niveau de la cible de Li. Une fenêtre sur ce spectre nous a permis de sélectionner

des événements induits par les neutrons de 96MeV . Sur cette classe d'évènements, nous avons utilisé une méthode identique à celle utilisée pour extraire les distributions en énergie non corrigées de l'efficacité de détection de la source Pu-Be décrite précédemment.

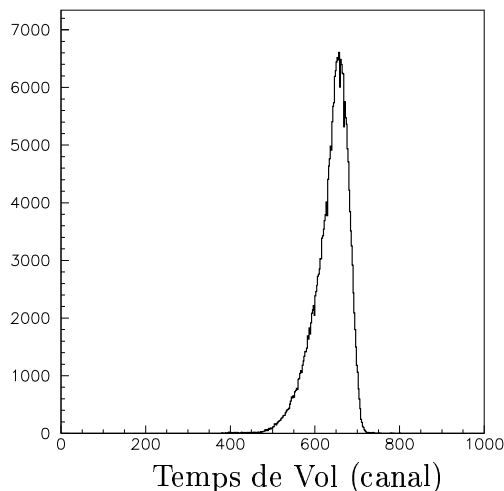


FIG. 2.25 – Sélection de neutrons de 96MeV . Pic construit à partir des pics observés dans la figure 2.24 (b).

2.11.2 Efficacité du dispositif expérimental

L'efficacité de détection déterminée en générant un spectre initial en énergie uniformément distribué entre 1MeV et 96MeV (énergie maximale du faisceau de neutrons) est approximative, car elle fait l'hypothèse que le neutron d'énergie initiale T_i n'a diffusé qu'une fois dans le convertisseur et donc que son énergie T_f à l'entrée du DEMON est très peu modifiée par une diffusion élastique $np \rightarrow pn$ à petit angle $T_f \sim T_i$. En réalité la diffusion multiple n'est pas négligeable, et dans ce cas $T_f < T_i$. Une procédure itérative a été développée pour corriger ces défauts.

Pour évaluer l'efficacité du dispositif expérimental, un logiciel dédié à l'ensemble DECOI&DEMON a été développé au sein du groupe GEDEPEON du laboratoire, afin de diminuer le temps de calcul mais aussi de mieux décrire les processus mis en jeu. En effet GEANT3 suit l'ensemble des trajectoires des particules produites dans les différentes interactions. Cette technique n'est pas adaptée à notre étude. De plus, les données nucléaires utilisées dans GEANT3 ne reproduisent que grossièrement l'efficacité du DEMON qui est connue expérimentalement.

La simulation de l'ensemble DECOI&DEMON, compte tenu du type de déclenchement utilisé, nécessite :

- de suivre la trajectoire du neutron dans le convertisseur.
- de déterminer, après chaque interaction susceptible de ce produire, la réponse lumineuse du scintillateur [15, 8] .
- d'effectuer un marquage en temps si cette réponse est supérieure au seuil de détection, puis de continuer à suivre la trajectoire du neutron si celle-ci est susceptible d'atteindre le DEMON.

Un événement est rejeté :

- si la réponse lumineuse du scintillateur est inférieure au seuil de détection.
- si la trajectoire finale du neutron en sortie du scintillateur ne pénètre pas DEMON.
- si le processus d'interaction du neutron dans le scintillateur conduit à une absorption du neutron dans un noyau de carbone (exemple : $^{12}C(n, p)^{12}B$).

Pour tester la validité de la simulation, nous avons évalué l'efficacité du DEMON qui a été mesuré expérimentalement dans le domaine d'énergie entre 2 et 100MeV [43, 62, 63] avec un seuil de 2MeV. Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 2.26 avec un pas en énergie de 0.5MeV et 10^4 événements par pas. Un bon accord est observé dans tout le domaine d'énergie.

Pour illustrer les effets de diffusion multiple dans le convertisseur, nous avons simulé un spectre physique réaliste (figure 2.27(a), courbe rouge) comportant trois contributions :

- une composante évaporative à basse énergie.
- une composante de pré-équilibre équidistribuée en énergie.
- une composante élastique piquée à l'énergie du faisceau.

La réponse du dispositif est représentée par la courbe bleu sur cette même figure multipliée par un facteur 1000. Ce spectre est déformé par rapport au spectre initial bien que l'on observe les trois contributions. L'efficacité $\epsilon_n(T)$ (figure 2.27(b)) déterminée à partir d'un spectre uniformément distribué en énergie S_n a été utilisée pour corriger le spectre 'expérimental' $S_{exp}(T)$.

$$\epsilon_n(T) = \frac{S_\phi(T)}{S_n} \quad (2.30)$$

où $S_\phi(T)$ est la réponse du dispositif DECOI&DEMON au spectre plat en énergie S_n simulé.

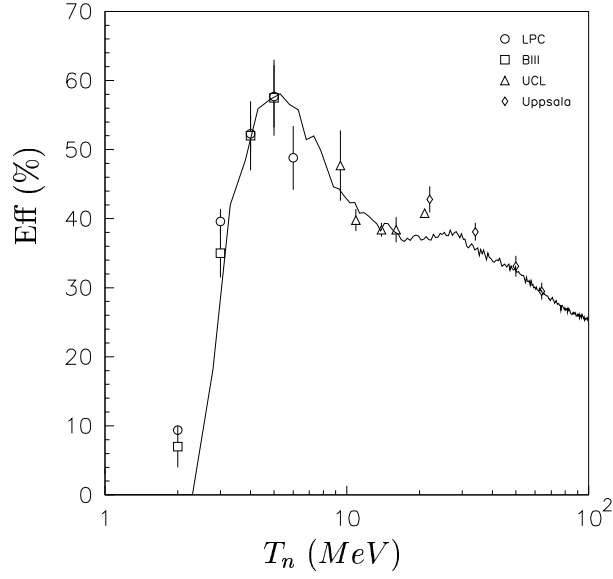


FIG. 2.26 – Efficacité d'un module DEMON. Comparaison entre la simulation, trait continu, et les différentes données expérimentales : LPC [43], BIII et UCL [63] et Uppsala [62]

Le résultat est présenté sur la figure 2.27 (a) (en noir, points avec les barres d'erreurs). L'effet de la diffusion multiple est observé sur les composantes élastique et évaporative qui sont sous-évaluées. Le pic élastique est décalé et la diffusion multiple se fait surtout sentir dans le domaine $60 - 80 \text{ MeV}$. Ces distorsions peuvent être corrigées en itérant les corrections. Le spectre corrigé

$$S_{cor}^1(T) = S_{exp}(T)/\epsilon_{\Gamma}(T) \quad (2.31)$$

est utilisé en entrée pour évaluer la réponse $S_{phi}^1(T)$ du dispositif simulé.

Une nouvelle efficacité est évaluée :

$$\epsilon_1(T) = \frac{S_{\phi}^1(T)}{S_{cor}^1} \quad (2.32)$$

qui permet de corriger le spectre expérimental $S_{exp}(T)$. Au bout de plusieurs itérations, les deux composantes (évaporative et élastique) sont parfaitement corrigées. La composante intermédiaire de pré-équilibre est bien reproduite en moyenne avec de larges fluctuations qui augmentent à chaque itération. Ces fluctuations proviennent des aléas numériques du spectre initial $\epsilon_{\Gamma}(T)$.

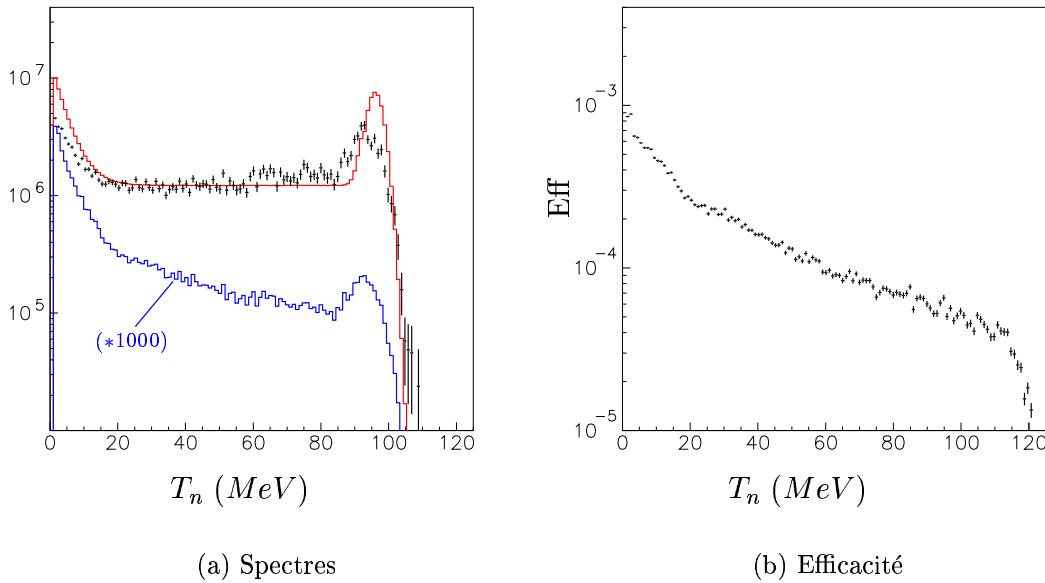


FIG. 2.27 – Détermination de l'efficacité du dispositif expérimental à partir d'un spectre initial uniformément distribué.

Pour pallier à cet inconvénient, nous avons choisi une méthode de correction plus simple basée sur les résultats expérimentaux. Au lieu de partir d'un spectre plat en énergie, nous générons un spectre en énergie qui comprend suivant l'angle de mesure analysé deux ou trois composantes :

- une composante d'évaporation et une de pré-équilibre pour les angles arrières où nous n'observons pas de composante élastique dans CLODIA&DEMON
- trois composantes pour les angles vers l'avant choisies au hasard.

Un exemple de cette méthode est présenté sur la figure 2.28. La courbe rouge en continue est le spectre physique. Les points noirs avec barres d'erreurs sont le résultat de la correction effectuée sur le spectre physique filtré par le dispositif expérimental. L'efficacité de détection que nous avons utilisée a été évaluée à partir d'un spectre en énergie à trois composantes dont les caractéristiques étaient bien entendu différentes en intensité mais également en forme : (largeur du pic élastique plus large et pente de la partie évaporative différente) de celles du spectre physique. Au dessous de 60MeV qui est la gamme d'énergie que nous avons exploité avec le dispositif DECOI&DEMON le résultat est très satisfaisant malgré une légère sous-estimation de la partie évaporative à l'énergie la plus basse $\sim 1 - 2\text{MeV}$.

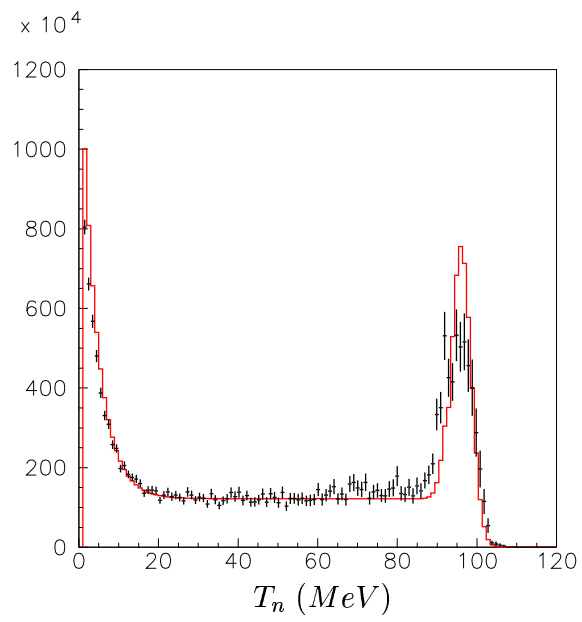


FIG. 2.28 – Détermination de l'efficacité du dispositif expérimental à partir d'un spectre initial basé sur les résultats expérimentaux.

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 neutrons produits dans des réactions induites par des neutrons de 96MeV sur de cibles de plomb et de fer. La détection des particules étant assurée pour plusieurs angles dans le domaine 15-100 degrés, nous disposons à ce stade de l'information sur le nombre des particules émises $N(\theta, T)$ pour chaque pas en énergie et à chaque angle de détection. Ce chapitre est consacré aux calculs des observables pouvant être extraits directement des données enregistrées pendant les deux campagnes de mesures avec les deux dispositifs de détection :

- Sections efficaces élastiques.
- Sections efficaces doublement différentielles.

Avant de présenter l'ensemble des résultats nous allons d'abord discuter les résultats obtenus avec les deux dispositifs expérimentaux séparément.

3.1 Les sections efficaces doublement différentielles

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

$$\frac{d^2\sigma(\theta, T)}{d\Omega dT} = \frac{1}{\Delta T \Delta\Omega n_c} \frac{N(\theta, T)}{\epsilon(T) \Phi} 10^{27} \text{mb/sr} \quad (3.1)$$

avec :

- ΔT = Pas en énergie en MeV.
- $\Delta\Omega$ = Angle solide en sr 'vu' par le détecteur.
- n_c = Nombre de noyaux cible par cm^2 .
- $N(\theta, T)$ = Neutrons détectés avec une énergie T et à un angle θ .
- $\epsilon(T)$ = Efficacité de détection des dispositifs expérimentaux.
- Φ = Nombre de neutrons incidents sur la cible.

Le calcul des sections efficaces en valeur absolue en utilisant l'équation 3.1 nécessite la connaissance de toutes ces valeurs :

- Nous avons pris un pas en énergie de $\Delta T = 4MeV$ pour présenter les résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL et de $\Delta T = 1MeV$ pour ceux obtenus avec DECOI&DEMON. Ces valeurs ont été choisies en fonction de la résolution en énergie de chaque dispositif.
- L'angle solide vu par le détecteur $\Delta\Omega$ a été évalué en utilisant des simulations pour tenir compte de la géométrie de la cible étudiée et des deux dispositifs utilisés.
- Le nombre de noyaux cible par unité de surface n_c peut être facilement déterminé à partir des dimensions et de la densité de la cible employée.
- L'efficacité de détection $\epsilon(T)$ des deux dispositifs a été évaluée en utilisant des simulations (voir chapitre 2).
- La détermination du nombre de neutrons incidents sur la cible Φ est plus délicate et nous allons la traiter avec un peu plus de détail dans la section suivante.

3.2 Flux de neutrons

Dans les réactions induites par des neutrons le problème majeur consiste à connaître avec une précision suffisante le nombre de neutrons incidents au niveau de la cible étudiée, c'est à dire le flux $\Phi = S_c * N_p$, où :

- N_p = Nombre de projectiles envoyés par unité de surface.
- S_c = Surface de la cible bombardée par le faisceau.

Dans cette section nous allons analyser avec peu plus de détails le nombre de neutrons incidents par unité de surface N_p et le diamètre du faisceau S_c au niveau de la cible d'étude.

3.2.1 Nombre de neutrons incidents par unité de surface

Le nombre de neutrons incidents par cm^2 et par s est calculé à partir des 3 moniteurs décrits dans le premier chapitre (section 1.1.3) : le PD, le TFBC et la IC.

- PD : le Proton Dump est un moniteur neutron relatif. L'estimation du flux de neutrons est obtenue par la mesure du flux du faisceau primaire de protons par intégration de courant dans une cage de faraday.
- IC : moniteur qui utilise la fission de l'uranium et une Chambre d'Ionisation. Il est utilisé comme moniteur neutron relatif.
- TFBC : moniteur qui utilise également la fission de l'uranium. Il est utilisé comme moniteur neutron absolu.

En comparant les différentes valeurs des comptages données par les différents moniteurs neutrons nous pouvons obtenir des informations sur les performances des moniteurs et sur la stabilité du faisceau. Pour illustrer les caractéristiques du faisceau de neutrons et des moniteurs neutrons nous allons présenter les données enregistrées pendant l'expérience (2). La figure 3.1 (a) montre le rapport TFBC/PD obtenu en fonction du numéro du run, c'est-à-dire en fonction du temps. Sauf pour les premières prises de données où le faisceau était encore en phase de stabilisation, le rapport est stable avec des petits écarts. Ceci est une indication sur le fait que la cible de Lithium ne se détériore pas dans le temps. Nous pouvons remarquer aussi le bon fonctionnement des moniteurs au cours de toute l'expérience. Les erreurs présentées dans la figure sont exclusivement liées aux taux de comptage des détecteurs.

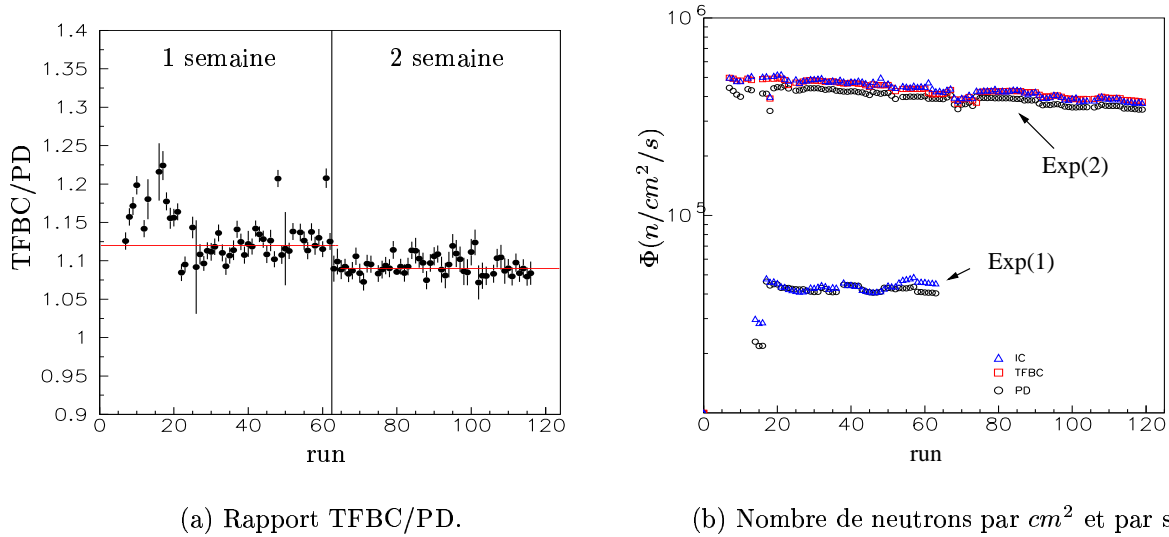


FIG. 3.1 – Flux de neutrons. La figure (a) montre le rapport entre le nombre de neutrons par cm^2 et par seconde obtenu à partir des différents moniteurs pendant l'expérience (2). La figure (b) montre le nombre de neutrons par cm^2 et par seconde obtenu à partir des différents moniteurs pendant les deux expériences.

La mise en place de la nouvelle ligne du faisceau en 2004 avait comme principal objectif l'augmentation du flux de neutrons. La figure 3.1 (b) montre le nombre de neutrons par cm^2 et par seconde obtenu par les différents moniteurs en fonction du numéro du run pour les deux expériences. Nous pouvons observer qu'effectivement le flux a augmenté d'un ordre de grandeur environ, il est passé de 4×10^4 à 4×10^5 $n/cm^2/s$. Cependant, à cause de l'importance du bruit de fond nous avons été obligés d'introduire un diviseur sur le déclenchement de l'acquisition de CLODIA&SCANDAL pour maintenir le temps mort au-dessous de 20%. Dans le cas le plus dramatique la valeur du diviseur été de 8, et nous avons en pratique perdu l'ordre de grandeur que nous avons gagné sur le flux. La figure montre

également que le faisceau utilisé pendant les deux expériences est assez stable sauf pour les premières prises de données où le faisceau était encore en phase de stabilisation. Nous pouvons remarquer aussi une faible pente décroissante qui indique que le flux de neutrons diminue légèrement avec le temps.

En intégrant sur le temps les informations fournies par les trois moniteurs, nous obtenons trois valeurs du nombre N_p de neutrons incidents par cm^2 . Ces valeurs sont affectées par des erreurs de 10%. Nous avons montré la stabilité du rapport entre les différents moniteurs contrôlée tout au long des prises de données (figure 3.1). L'utilisation du PD comme moniteur nous a paru préférable car le taux de comptage est notablement supérieur à celui de IC et de TFBC, ce qui minimise l'erreur statistique.

3.2.2 Diamètre du faisceau de neutrons

Les dimensions spatiales du faisceau dépendent des caractéristiques de la ligne du faisceau. La forme et la taille du faisceau de neutrons sont définies par la position relative de la source de Lithium et des collimateurs. Une fois le faisceau sorti du collimateur, sa taille peut varier car il peut subir une divergence. Avant la mise en place de la nouvelle ligne de faisceau en 2004, le diamètre du faisceau au niveau de la cible d'étude était de $8cm$ (chapitre 1, ref [17]). Nous nous sommes intéressés à vérifier que ce diamètre n'a pas été modifié après la réforme.

Pour avoir une estimation des dimension du faisceau nous avons utilisé les protons émis par la cible d'étude. Un proton émis par la cible d'étude va traverser le veto (scintillateur plastique) situé devant CLODIA en laissant un signal permettant de l'identifier. Les protons les plus énergétiques vont traverser tous les plans de CLODIA et les deux scintillateurs plastiques utilisés comme trigger en déclenchant l'acquisition. Ensuite ils vont traverser les chambres à dérive de SCANDAL avant de déposer leur énergie dans les CsI . Autrement dit les protons émis par la cible d'étude qui arrivent aux CsI ont traversé 10 chambres à dérive, cela nous permet de reconstruire leur trajectoire d'une façon très précise. En prolongeant cette trajectoire, essentiellement rectiligne, jusqu'à la cible d'étude nous pouvons reconstruire les coordonnées des points d'interaction entre le faisceau de neutrons et la cible d'étude et ainsi faire une estimation du diamètre du faisceau au niveau de la cible d'étude.

En utilisant cette méthode nous avons reconstruit les dimensions des faisceaux employés pendant les deux expériences. Les figures 3.2 (a) et (b) montrent les résultats obtenus pour la première et la deuxième expérience respectivement. D'après les résultats obtenus nous avons pris un cercle de diamètre $d=8cm$ comme surface d'interaction faisceau-cible. L'incertitude associée à cette valeur est de l'ordre de 2%.

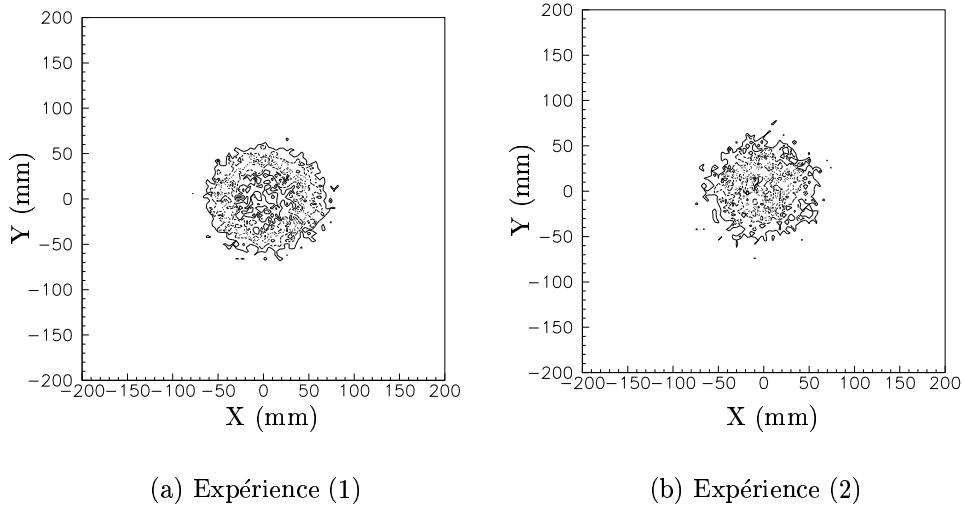


FIG. 3.2 – Estimation des dimensions du faisceau de neutrons incidente au niveau de la cible.

3.3 Résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL

Avant de présenter l'ensemble des résultats définitifs, nous allons faire une étude de plusieurs aspects qui permettent de tester la fiabilité des méthodes d'analyse utilisées, la fiabilité de la normalisation utilisée et la cohérence des résultats expérimentaux obtenus :

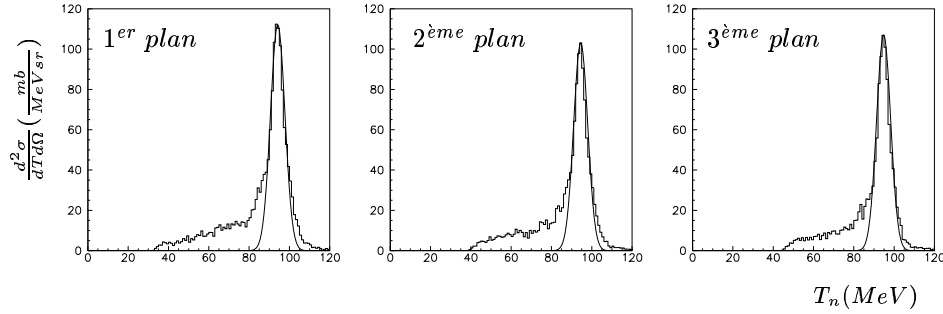
- La comparaison des résultats obtenus à partir des différents plans de CLODIA.
- La comparaison des résultats obtenus à partir des deux expériences effectuées.
- La comparaison des résultats de la même mesure obtenus avec les deux dispositifs (1) et (2) utilisés pendant l'expérience (2).

3.3.1 Sections Efficaces Élastiques $Pb(n, n)$, $Fe(n, n)$ et $C(n, n)$ obtenues à 15° avec les différents plans de CLODIA

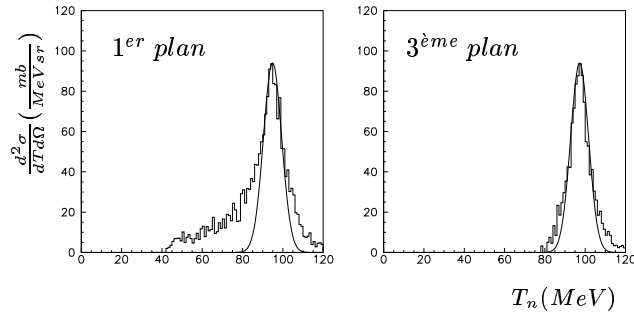
Comme nous l'avons décrit en détail dans le chapitre 1, CLODIA est un détecteur formé par 8 chambres à dérive entre lesquelles nous avons placé 7 convertisseurs. Le neutron émis par la cible d'étude peut subir une réaction de conversion $np \rightarrow pn$ aléatoirement dans un des convertisseurs de CH_2 . Nous pouvons identifier la cible de conversion et ainsi reconstruire le spectre en énergie du neutron produit dans la cible étudiée (C , Fe ou Pb) pour chaque convertisseur de CLODIA. A petit angle la contribution de la réaction

élastique est importante et une façon de tester la qualité de nos résultats est de vérifier que les spectres en énergie obtenus pour chaque plan de CLODIA sont comparables.

La figure 3.3 montre les spectres obtenus avec une cible de plomb à 15° , pour les trois premiers plans de CLODIA dans la première expérience (a) et pour les plans 1° et le 3° dans la deuxième expérience (b). Le spectre obtenu à partir du deuxième plan n'est pas sur le graphique car il correspond au convertisseur de C employé pour soustraire la contribution du C des spectres de CH_2 (dont nous avons largement discuté dans le chapitre 2). Ces spectres ont été obtenus en normalisant les données expérimentales en utilisant l'expression 3.1.



(a) Expérience (1)



(b) Expérience (2)

FIG. 3.3 – Obtention de la section efficace élastique $Pb(n, n)$ à 15 degrés et $96MeV$ avec les différents plans de CLODIA pendant les deux expériences réalisées

Dans tous les spectres nous pouvons observer un pic ainsi qu'une partie continue. Dans cette section nous allons étudier le pic tandis que dans la section suivante nous nous intéresserons à la partie continue. Le pic observé est centré à l'énergie du faisceau, $96MeV$. Il correspond à la réaction élastique (n, n) produite dans la cible d'étude. Une manière de tester la consistance de la méthode d'analyse utilisée consiste à comparer les valeurs de la

section efficace élastique obtenues avec les différents plans de CLODIA pendant les deux expériences réalisées.

Le calcul de la section efficace élastique a été fait en intégrant en énergie le pic élastique $Pb(n,n)$. Pour chaque spectre obtenu nous avons ajusté une gaussienne au pic élastique comme le montre la figure 3.3. La surface de la gaussienne nous donne la section efficace élastique, les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 3.1. Ces valeurs sont proches les unes des autres et l'écart à la moyenne est de 9%. Ces écarts rentrent largement dans les barres d'erreur qui sont de 17%. Les résultats fournis par les différents plans de CLODIA nous permettent d'avoir confiance dans la méthode d'analyse employée.

La figure 3.4 montre la comparaison entre la valeur moyenne ainsi obtenue et les résultats expérimentaux existants [40, 59]. Nos résultats sont en bon accord avec les données déjà publiées. Ceci indique que la normalisation que nous avons utilisée est correcte.

Plan	Exp(1)	Exp(2)
1 ^{er}	1006±171	1069±181
2 ^{ème}	903±153	-
3 ^{ème}	938±159	1049±178

TAB. 3.1 – Section efficace élastique (mb/sr) $Pb(n, n)$ à 15 degrés et $96MeV$ obtenue avec les différents plans de CLODIA au cours des deux expériences.

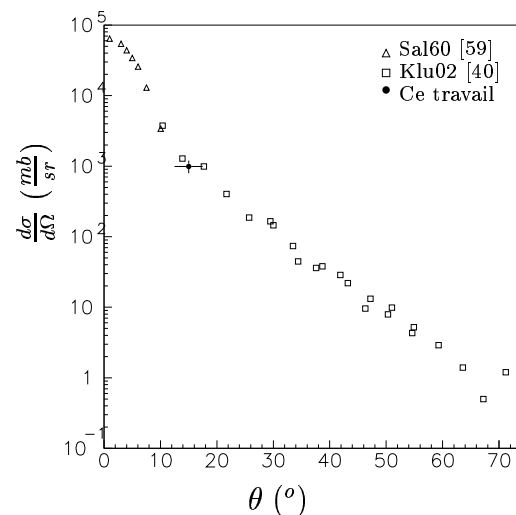


FIG. 3.4 – Section efficace élastique $Pb(n, n)$ à $96MeV$: comparaison du résultat obtenu avec les valeurs expérimentales mesurées auparavant [40, 59].

Nous avons fait la même étude comparative avec les données recueillies à 15 degrés avec une cible de C pendant l'expérience (1) et avec la cible de Fe pendant l'expérience (2). Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 3.2. Dans les deux cas les valeurs obtenues à partir des différents plans de CLODIA sont compatibles les unes par rapport aux autres. Dans le cas du C nos résultats sont en bon accord avec les données expérimentales existantes [40, 59]. Dans le cas du Fe il n'y a aucune mesure expérimentale à $96MeV$, cependant les résultats obtenus sont en bon accord avec les prédictions théoriques disponibles basées sur le modèle optique [41] (voir section 3.6 figure 3.17).

Plan	C	Fe
1 ^{er}	400±68	396±67
2 ^{ème}	399±68	-
3 ^{ème}	370±63	361±61

TAB. 3.2 – Sections efficaces élastiques (mb/sr) $C(n, n)$ et $Fe(n, n)$ à 15 degrés et $96MeV$ obtenues avec les différents plans de CLODIA pendant les expériences (1) et (2) respectivement.

3.3.2 Section Efficace $Pb(n, Xn)$ à 15° obtenue dans les deux expériences avec les différents plans de CLODIA

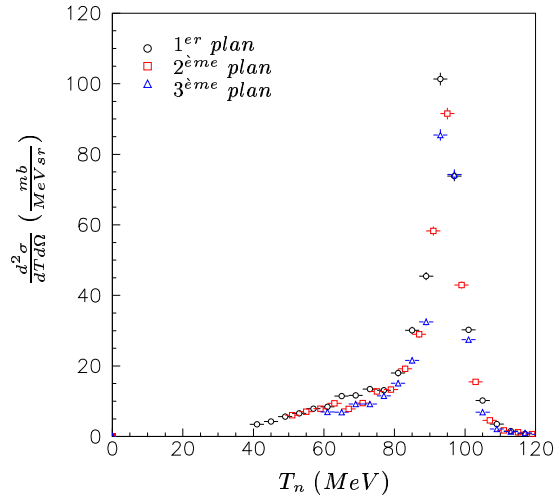
Dans cette section nous allons nous intéresser à la partie continue du spectre. La figure 3.5 montre la section efficace doublement différentielle $Pb(n, Xn)$ à 15 degrés. Seules les erreurs statistiques sont représentées.

La figure (a) montre les résultats obtenus pendant l'expérience (1) avec les trois premiers plans de CLODIA. Pour les différents plans la partie continue a un seuil de coupure différent. Ce seuil est dû aux pertes d'énergie du proton de conversion avant d'être détecté dans les CsI . Le proton de conversion créé dans un convertisseur plus éloigné du mur de CsI doit traverser le reste des convertisseurs avant de s'arrêter dans un CsI . La quantité de matière traversée est plus importante et le proton n'est détecté que s'il a une énergie seuil qui dépend de la position du convertisseur. Dans le domaine en énergie où les données se superposent nous pouvons observer un bon accord entre les résultats obtenus avec les différents plans de CLODIA.

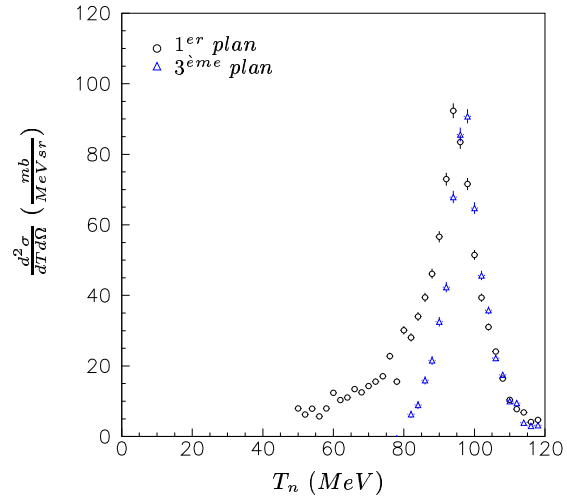
La figure (b) montre les résultats obtenus pendant l'expérience (2) avec le premier et le troisième plans de CLODIA. Le seuil inférieur en énergie a augmenté par rapport aux résultats obtenus lors de la première expérience. Cette augmentation est due aux conditions fortement défavorables dans lesquelles la deuxième expérience a été effectuée. Les détecteurs CsI utilisés pour mesurer l'énergie résiduelle du proton converti sont noyés dans le bruit de fond. Le rapport bruit du fond sur signal est trop élevé à basse énergie ce qui ne permet pas la sélection de ces événements. De ce fait dans le spectre correspondant au plan 3 de CLODIA nous n'avons que la contribution élastique et nous ne pouvons pas faire la comparaison entre les résultats obtenus avec les deux plans. Cependant, nous pouvons comparer les résultats obtenus à partir des deux expériences.

La figure 3.6 montre la comparaison entre la section efficace doublement différentielle $Pb(n, Xn)$ à 15 degrés obtenue avec le premier plan de CLODIA pendant les deux expériences. Les erreurs représentées sur la figure sont seulement des erreurs statistiques. Les incertitudes associées à cette mesure sont de l'ordre du 20%.

Dans la partie élastique nous pouvons remarquer un élargissement du pic dans les données correspondant à la deuxième expérience. Cette élargissement provient de la perte de résolution en énergie dans les CsI due au bruit du fond présent dans la salle expérimentale, pourtant comment nous avons montré dans la section antérieure les valeurs de la section



(a) Expérience (1)



(b) Expérience (2)

FIG. 3.5 – Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 15 degrés et 96MeV obtenues à partir des différents plans de CLODIA.

efficace élastique obtenues en intégrant le pic sont compatibles. Dans le domaine en énergie commun de la partie continue nous trouvons un bon accord entre les deux résultats obtenus. Ceci est un résultat satisfaisant car les deux expériences ont été réalisées dans des conditions très différentes.

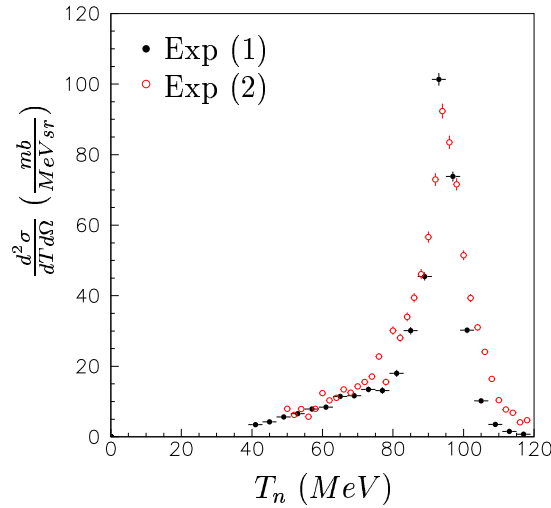


FIG. 3.6 – Comparaison entre la section efficace doublement différentielle $Pb(n, Xn)$ à 15 degrés et 96 MeV obtenue avec le premier plan de CLODIA pendant les deux expériences réalisées.

3.3.3 Sections Efficaces $Pb(n, Xn)$ à 50° et $Fe(n, Xn)$ à 70° obtenues avec les deux bras

Dans les deux sections antérieures nous avons employé pour valider notre méthode d'analyse des mesures effectuées à petit angle. Dans cette section nous allons réaliser un dernier test en utilisant des mesures réalisées à 70 et 50 degrés avec des cibles de Fe et de Pb respectivement. Ces deux mesures ont été effectuées expressément en parallèle avec les deux bras avec l'objectif d'obtenir deux mesures effectuées avec des dispositifs indépendants. La comparaison entre les résultats obtenus avec chaque bras nous permet d'avoir un autre élément d'étude pour vérifier la cohérence des résultats obtenus.

La figure 3.7 montre la section efficace doublement différentielle obtenue avec une cible de plomb à 50 degrés. La figure montre les résultats obtenus avec le bras (1) (en rouge) et avec le bras (2) (en noire). Les barres d'erreur représentés tiennent compte des erreurs statistiques et des erreurs systématiques. Pendant l'expérience, le bras (1) été situé plus loin de la cible d'étude. De ce fait l'ouverture angulaire du bras (1) est inférieure à celle du bras (2) et le nombre de neutrons qui entrent dans ce dispositif est beaucoup plus petit. La faible statistique fait que les barres d'erreur sont plus importantes pour les résultats obtenus avec le bras (1) (en rouge). Le seuil différent en énergie est dû aux seuils des détecteurs CsI employés. Si nous prenons en compte les barres d'erreur et la résolution en énergie, les résultats obtenus avec les deux bras sont compatibles.

Nous avons réalisé la même étude avec les résultats de la section efficace doublement différentielle obtenus avec une cible de fer à 70 degrés. Nous avons trouvé la même problématique et nous sommes arrivés aux mêmes conclusions.

En prenant en compte le manque de statistique pour le bras (1) nous avons préféré garder comme résultats définitifs les résultats obtenus avec le bras (2) où les erreurs associées aux comptages restent raisonnables.

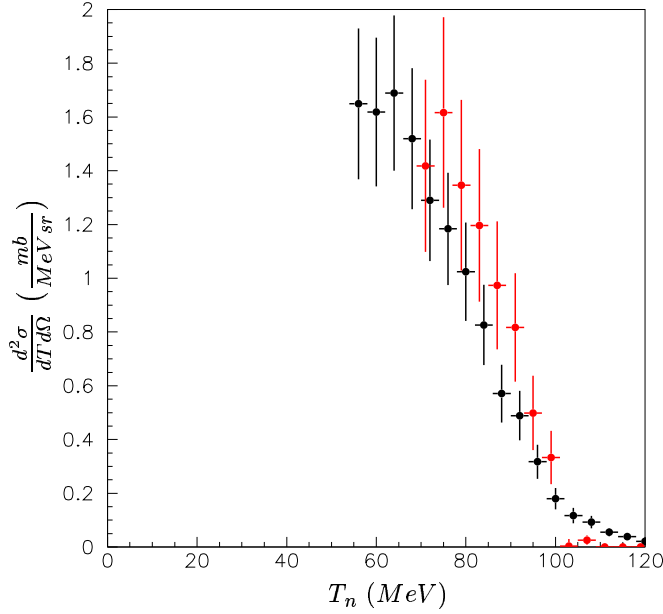


FIG. 3.7 – Section efficace doublement différentielle $Pb(n, n)$ à 50 degrés et 96MeV obtenue avec le bras (1), en rouge, et avec le bras (2), en noir.

3.3.4 Sections efficaces doublement différentielles

Dans cette section nous présentons les sections efficaces doublement différentielles expérimentales de production des neutrons obtenues avec des cibles de plomb et de fer obtenues avec CLODIA&SCANDAL : figures 3.8 et 3.9. Les erreurs présentées dans ces figures comprennent uniquement les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques affectant les données sont de l'ordre de 20%, dont 10% provient de l'erreur associée au moniteur des neutrons. Le pas en énergie est de 4 MeV, en accord avec la résolution en énergie du dispositif. Le seuil à basse énergie est lié à la technique de détection et à la réponse des détecteurs CsI . Pour la mesure effectuée lors de l'expérience (1) (cible de plomb, $\theta = 15^\circ$) nous avons un seuil de 40MeV tandis que pour les mesures effectuées lors de l'expérience (2) nous avons un seuil de 50MeV. Cette différence est due au bruit de fond présent pendant la deuxième expérience comme nous en avons déjà discuté dans la section 3.3.2.

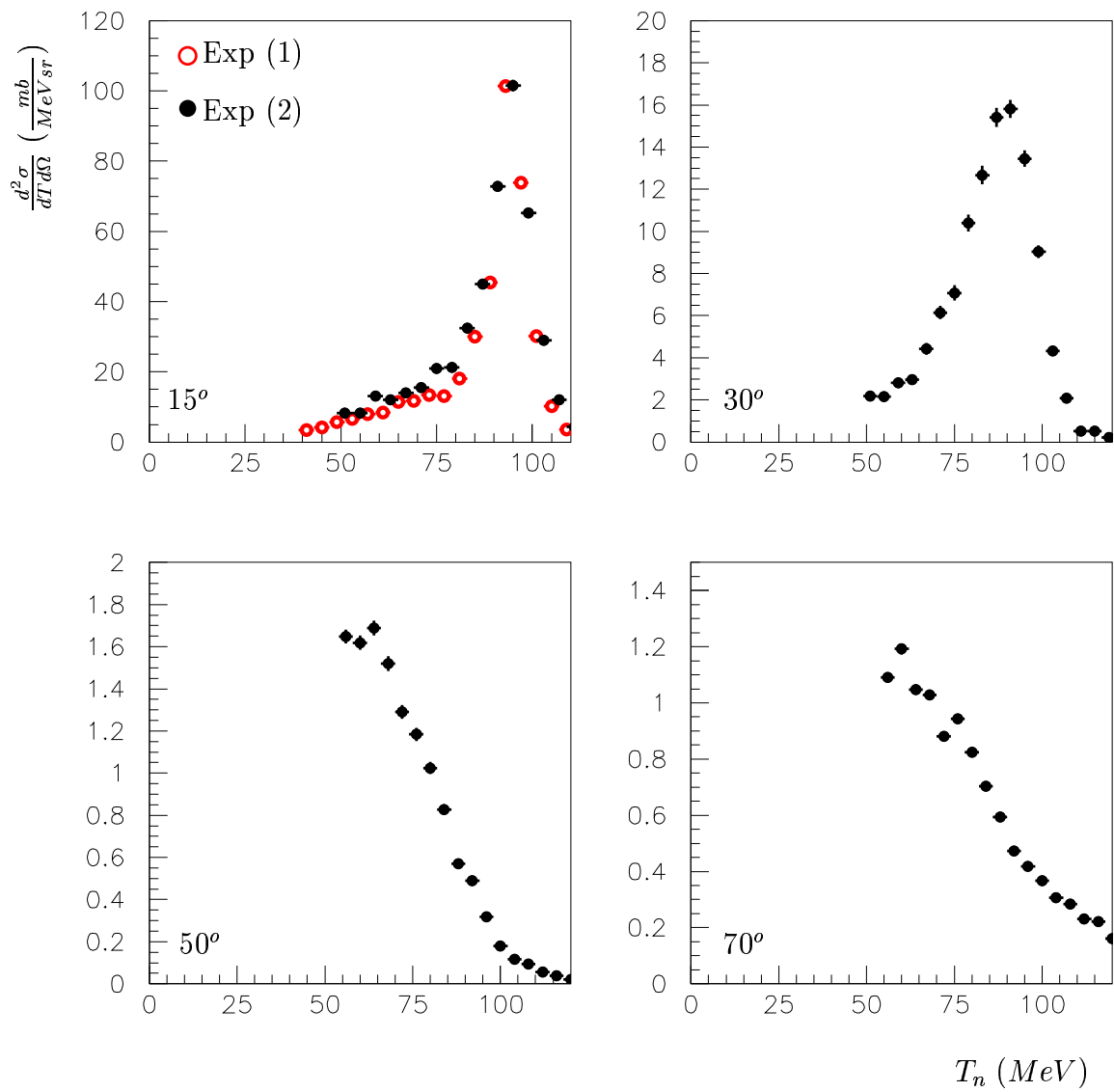


FIG. 3.8 – Sections efficaces doublement différentielles $\text{Pb}(n, Xn)$ à 96 MeV à 15, 30, 50 et 70 degrés obtenues en utilisant CLODIA&SCANDAL.

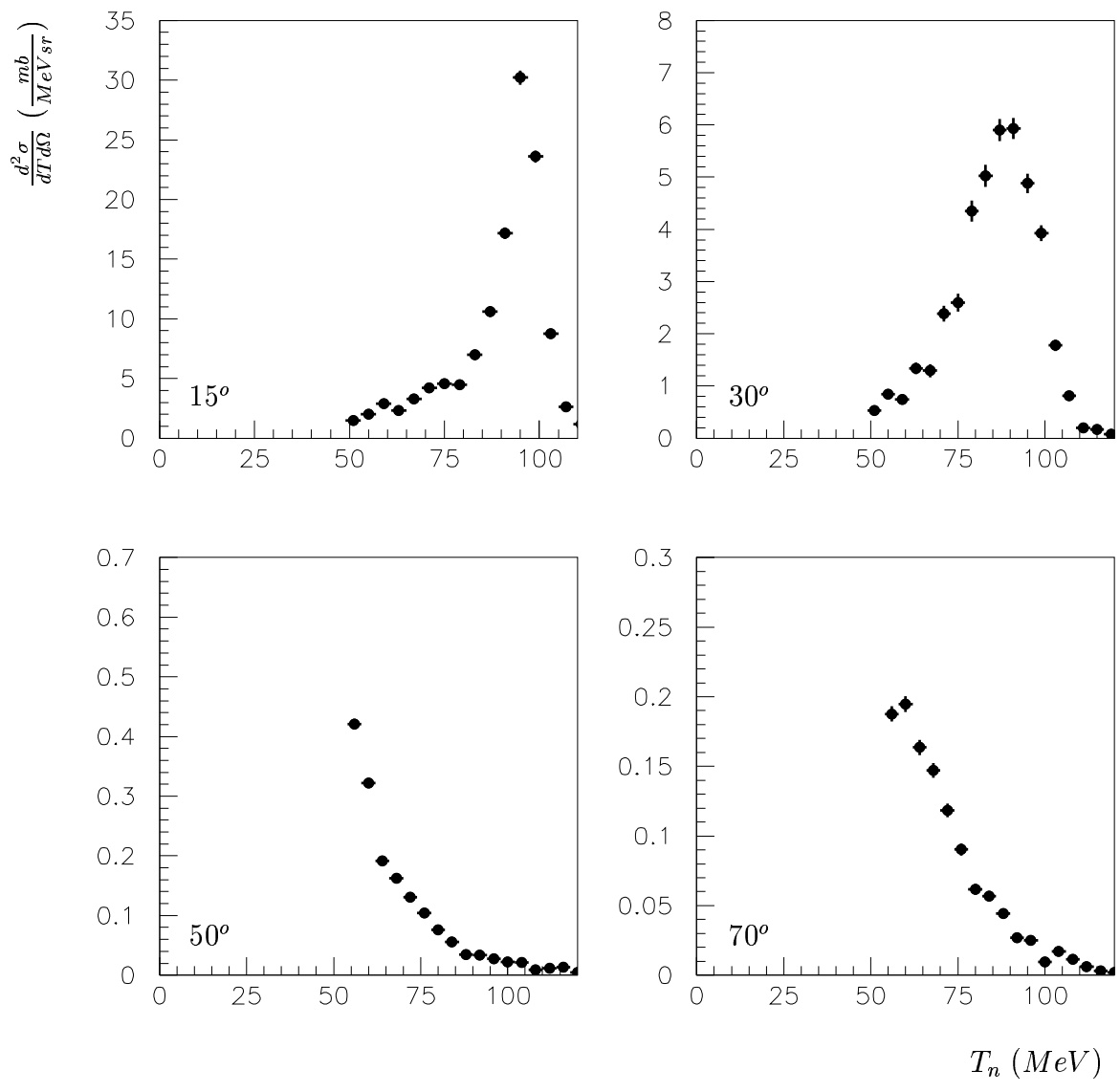


FIG. 3.9 – Section efficaces doublement différentielles $Fe(n,Xn)$ à 96MeV à 15, 30, 50 et 70 degrés obtenues en utilisant CLODIA&SCANDAL.

3.4 Résultats obtenus avec le SyReP

Avec le disque de plomb de 5mm placé devant le DEMON et le mode de déclenchement de l'acquisition (coïncidence DECOI-DEMON), nous disposons en fait d'un télescope à parcours capable de détecter des protons dont l'énergie est du même ordre de grandeur que celle du faisceau de neutrons incidents ($\sim 95\text{MeV}$). En effet, les neutrons qui interagissent élastiquement au niveau de la cible étudiée (Pb ou Fe) diffusent à une énergie de l'ordre de $\sim 95\text{MeV}$. Une interaction $np \rightarrow pn$ va produire un proton de $\sim 95\text{MeV}$ à petit angle susceptible d'être détecté dans le SYREP, de traverser le disque de plomb et de terminer son parcours dans le DEMON où il est détecté avec une totale efficacité.

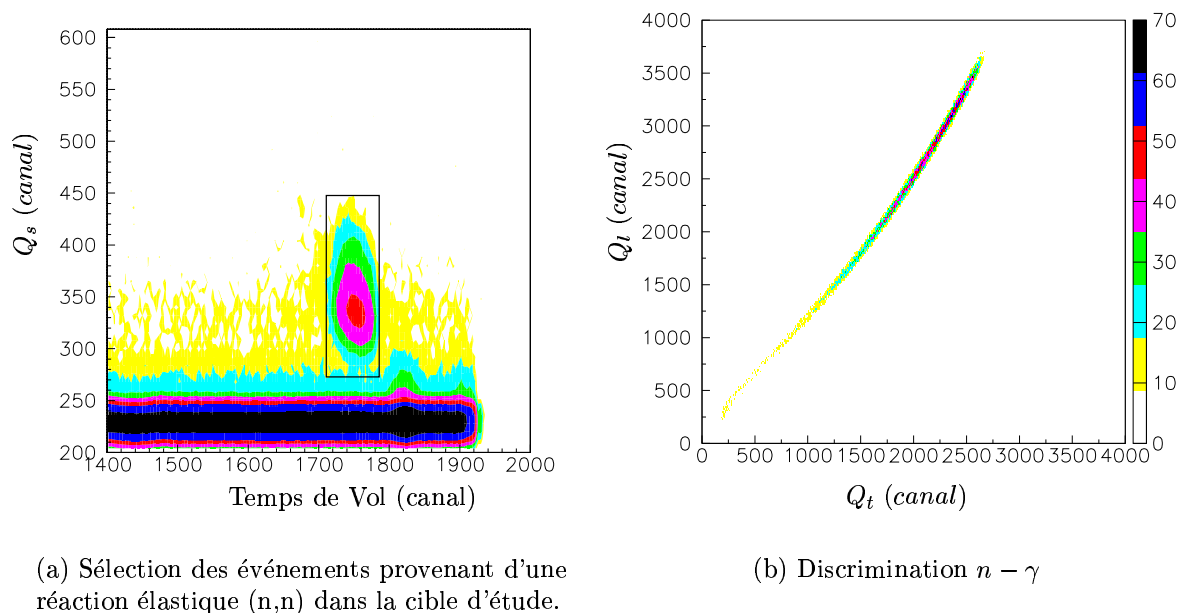


FIG. 3.10 – Données obtenues avec le SyReP.

Les résultats obtenus avec notre dispositif sont présentés sur la figure 3.10. Le diagramme charge déposée dans le SyReP, Q_s versus temps de vol (figure 3.10 (a)) indique la présence d'un îlot (situé dans l'encadré) parfaitement isolable. Les événements sélectionnés dans cette fenêtre sont identifiés sans ambiguïté comme des protons dans le DEMON (pas de contamination γ observées dans la carte Q_l/Q_t : figure 3.10 (b)). Ils sont caractérisés par un spectre en temps de vol très étroit (figure 3.11 (a)) : distribution du temps de vol pour $Q_s > 280$) avec un bruit de fond très faible et une bonne séparation en charge Q_s (figure 3.11 (b)) : projection de Q_s dans une fenêtre en temps de vol 1700 à 1800).

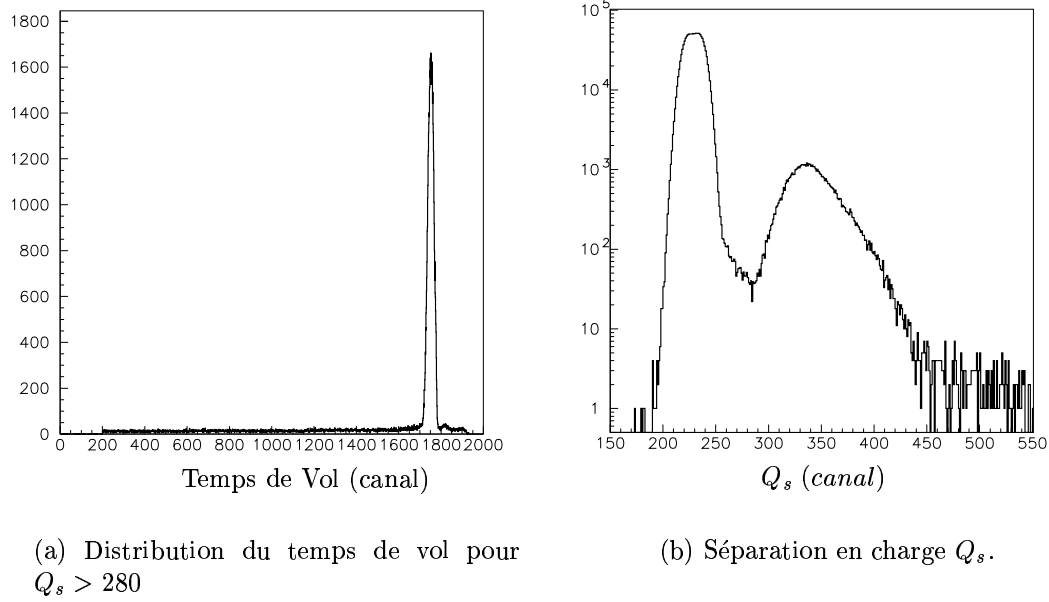


FIG. 3.11 – Données obtenues avec le SyReP.

A partir de cette sélection, il est possible d'évaluer la section efficace du processus élastique aux angles où les deux dispositifs ont été positionnés :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N(\theta)}{\Phi n_c \Delta\Omega \epsilon} \frac{1}{\epsilon} 10^{27} \text{mb/sr}$$

- $N(\theta)$ = nombre d'événements sélectionnés dans le SYREP.
- Φ = flux de neutrons au niveau de la cible étudiée.
- $\Delta\Omega = 9 * 15/L_1^2$ = angle solide, en sr sous-tendu par le convertisseur de DECOI.
- ϵ = efficacité de détection du dispositif ($\sim 8.110^{-4}$). Cette efficacité a été déterminée en utilisant GEANT3.

Les résultats obtenus sont présentés par des points noirs sur la figure 3.12 et comparés à des données existantes à la même énergie pour la cible de plomb [40, 59] (figure (a)) et à un modèle [41] pour la cible de fer (figure de droite) pour laquelle il n'existe aucune donnée à cette énergie. Ces résultats sont très satisfaisants quelque soit la cible et l'angle de mesure. Avec cette technique qui peut être améliorée pour ce type de mesure, il semble possible de mesurer la section efficace élastique n-noyau dans un large domaine angulaire et différentes énergies incidentes en adaptant l'épaisseur du disque absorbant au domaine d'énergie étudié et cela malgré une très faible efficacité dans la mesure où cette technique de détection permet de signer sans ambiguïté le processus d'intérêt quelque soit le bruit γ ambiant.

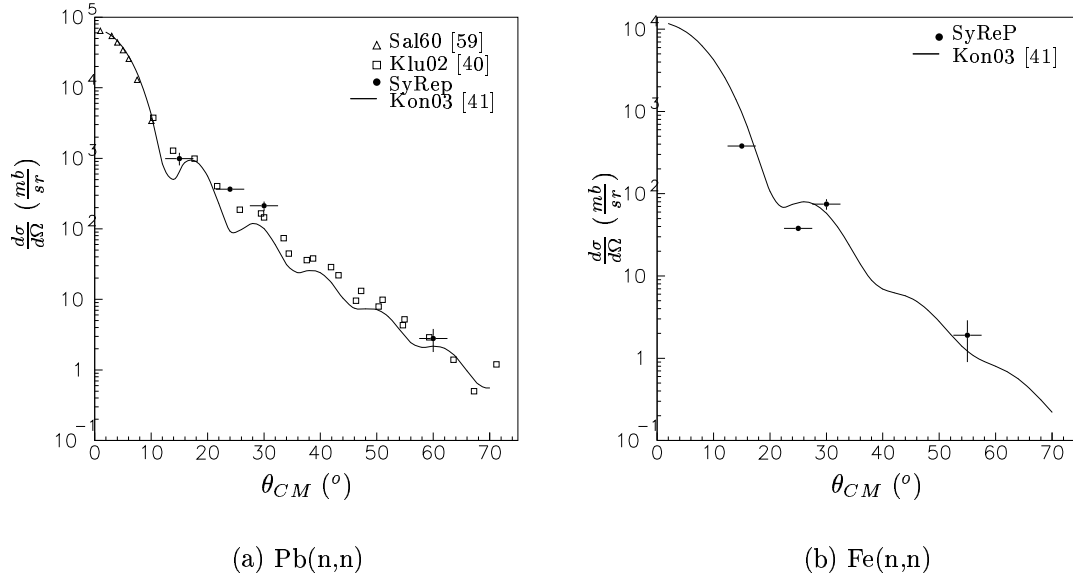


FIG. 3.12 – Sections efficaces élastiques $Pb(n,n)$ et $Fe(n,n)$ à $96MeV$. Comparaison entre les valeurs obtenues en utilisant le SyReP, les données expérimentales obtenues auparavant par [40] et [59] et les prédictions théoriques données dans [41]

3.5 Résultats obtenus avec DECOI&DEMON

Les données brutes (temps de vol) obtenues lors des deux expériences sont présentées sur la figure 3.13 : cible de plomb, et la figure 3.14 : cible de fer (colonnes de gauche). les données en plomb mesurées à $\theta = 15^\circ$ (figure 3.13) proviennent de l'expérience (1) (2003). Toutes les autres ont été mesurées lors de l'expérience (2) (2004) pour les deux cibles (Pb et Fe). Les distributions en énergie associées (colonnes de droite sur ces même figures) ont été évaluées comme pour la cible de Pu-Be (chapitre 2) avec un poids qui prend en compte les géométries du faisceau et du dispositif expérimental utilisées. Elles sont reliées à la section efficace doublement différentielle par la relation :

$$\frac{d^2 N}{d\Omega dT} = \epsilon(T) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dT} \quad (3.2)$$

avec les notations utilisées précédemment (cf : section 4.1.2).

L'efficacité du dispositif $\epsilon(T)$ dépend essentiellement de l'énergie T du neutron détecté et de la distance L_2 entre le DECOI et le DEMON, et un peu de L_1 distance cible étudiée-DECOI et de l'angle relatif θ_c de la cible étudiée et du télescope DECOI&DEMON.

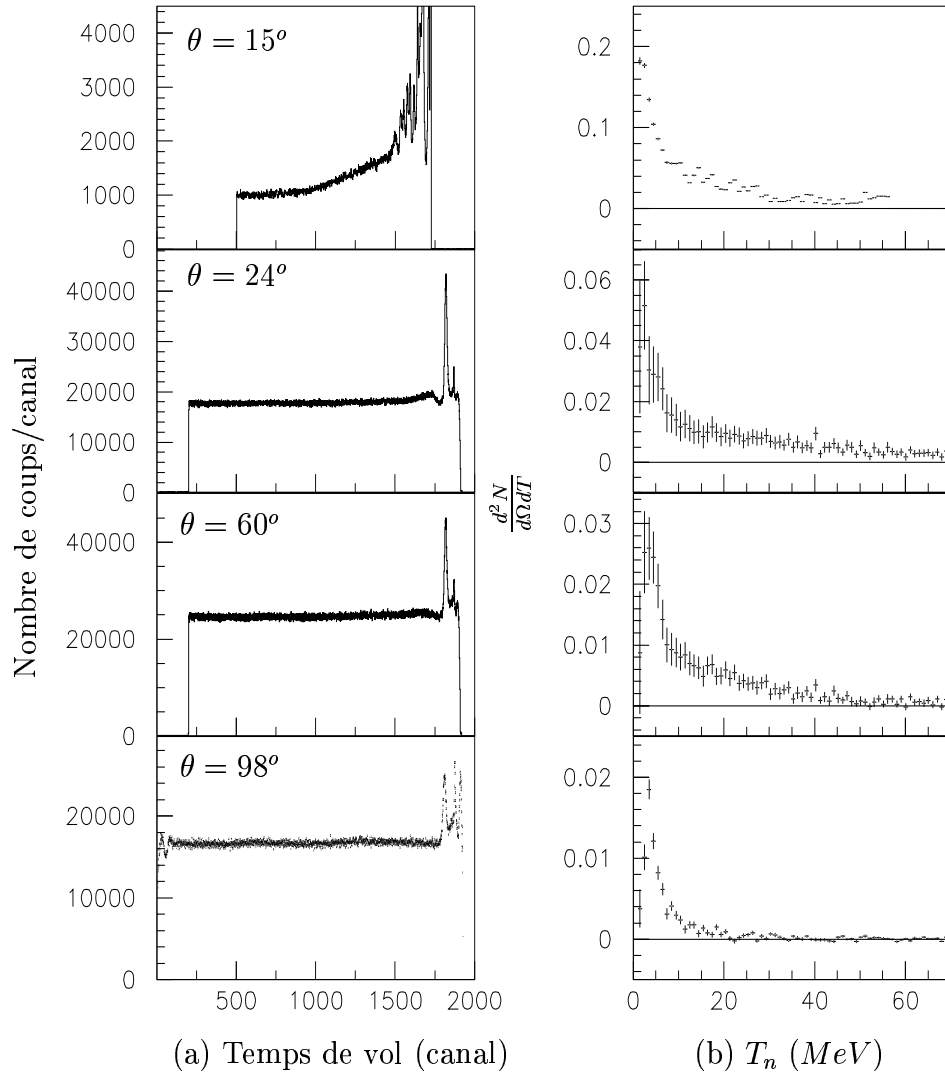


FIG. 3.13 – Cible de Pb : Spectres de temps de vol (a) et distribution en énergie (b).

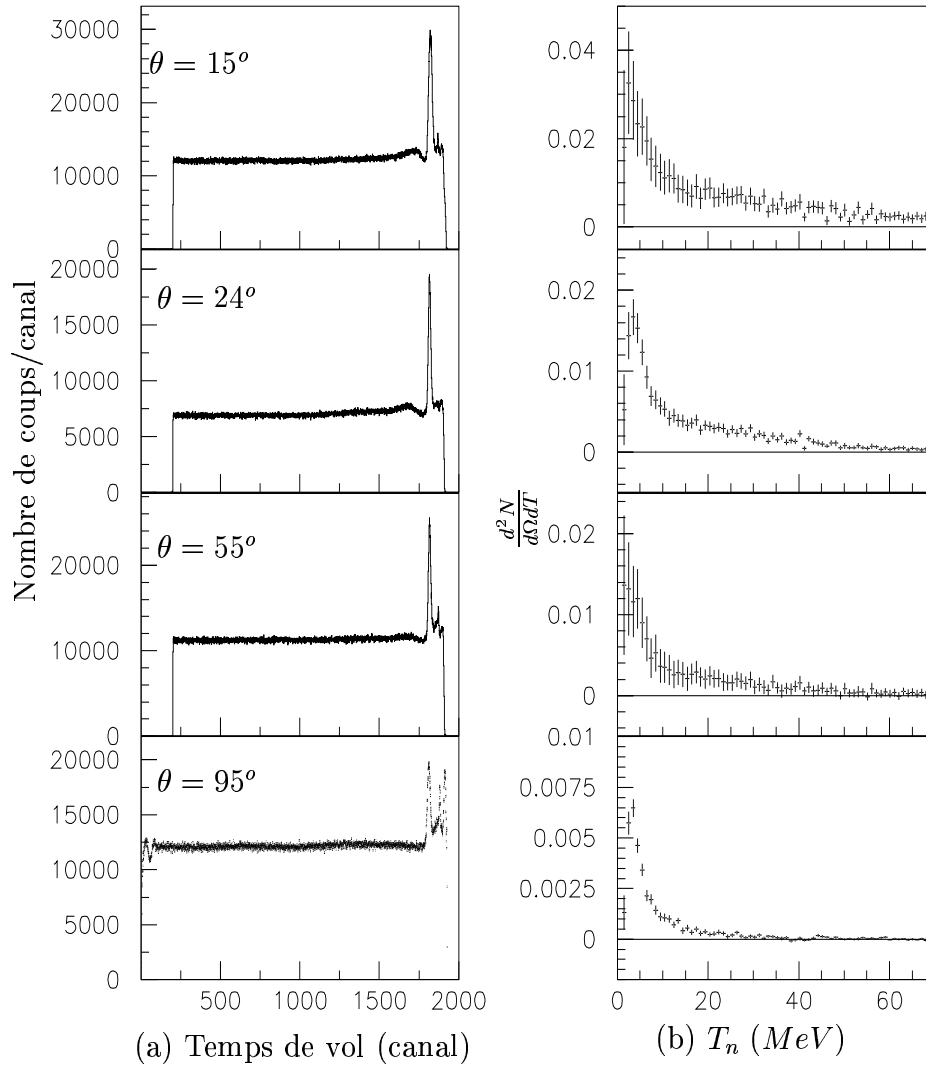


FIG. 3.14 – Cible de Fe : Spectres de temps de vol (a) et distribution en énergie (b).

Les résultats des deux expériences ne sont pas directement comparables, L_2 ayant été modifié lors de l'expérience 2. Cependant l'ensemble des données de l'expérience 2 ont des caractéristiques communes :

- une composante piquée à basse énergie caractéristique de l'évaporation et qui au premier ordre peut être considérée comme isotrope, le jacobien de la transformation laboratoire-centre de masse étant voisin de 1.
- une composante sensiblement constante dans le domaine d'énergie $20 - 70\text{MeV}$ qui peut être associée à une émission de pré-équilibre et qui décroît lorsque l'angle augmente.

A grand angle $\theta \sim 98^\circ$ seule la composante évaporative subsiste, ce qui indique que la technique de soustraction du bruit de fond marche correctement.

Pour évaluer les sections efficaces doublement différentielles, nous avons calculé l'efficacité de détection du dispositif en prenant en compte la géométrie du système qui varie en fonction de la position angulaire du télescope. De la même façon, le spectre en énergie initial utilisé pour la simulation (voir chapitre 2) a été adapté à chaque position angulaire des télescopes en tenant compte des informations fournies par les résultats expérimentaux des ensembles DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL :

- une seule composante évaporative pour la position $\theta \sim 98^\circ$.
- deux composantes (évaporative et de pré-équilibre) pour $\theta = 55^\circ$: Les résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL à $\theta = 50^\circ$ montrent que la composante élastique est négligeable à cet angle.
- trois composantes (évaporative, pré-équilibre et élastique) aux angles de 15° et 24° .

Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 3.15 et 3.16 pour les cibles de plomb et de fer respectivement. Les erreurs représentées dans ces figures comprennent uniquement les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques affectant les données sont de l'ordre de 20%, dont 10% provient de l'erreur associée au moniteur de neutrons. Nous avons choisi un pas en énergie de 4 MeV pour avoir la même représentation que pour les résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL. La méthode d'analyse employée ne permet pas d'obtenir des sections efficaces au delà d'une limite inférieure de 1mb , de ce fait nous avons un seuil supérieur en énergie de 50MeV pour les mesures effectuées à grand angle ($\theta \geq 50^\circ$), tandis que pour les mesures réalisées à petit angle ($\theta = 15^\circ, 24^\circ$) nous avons un seuil de 45MeV pour les mesures effectuées lors de la première expérience (cible de plomb, $\theta = 15^\circ$) et de 65MeV pour les mesures effectuées lors de la deuxième.

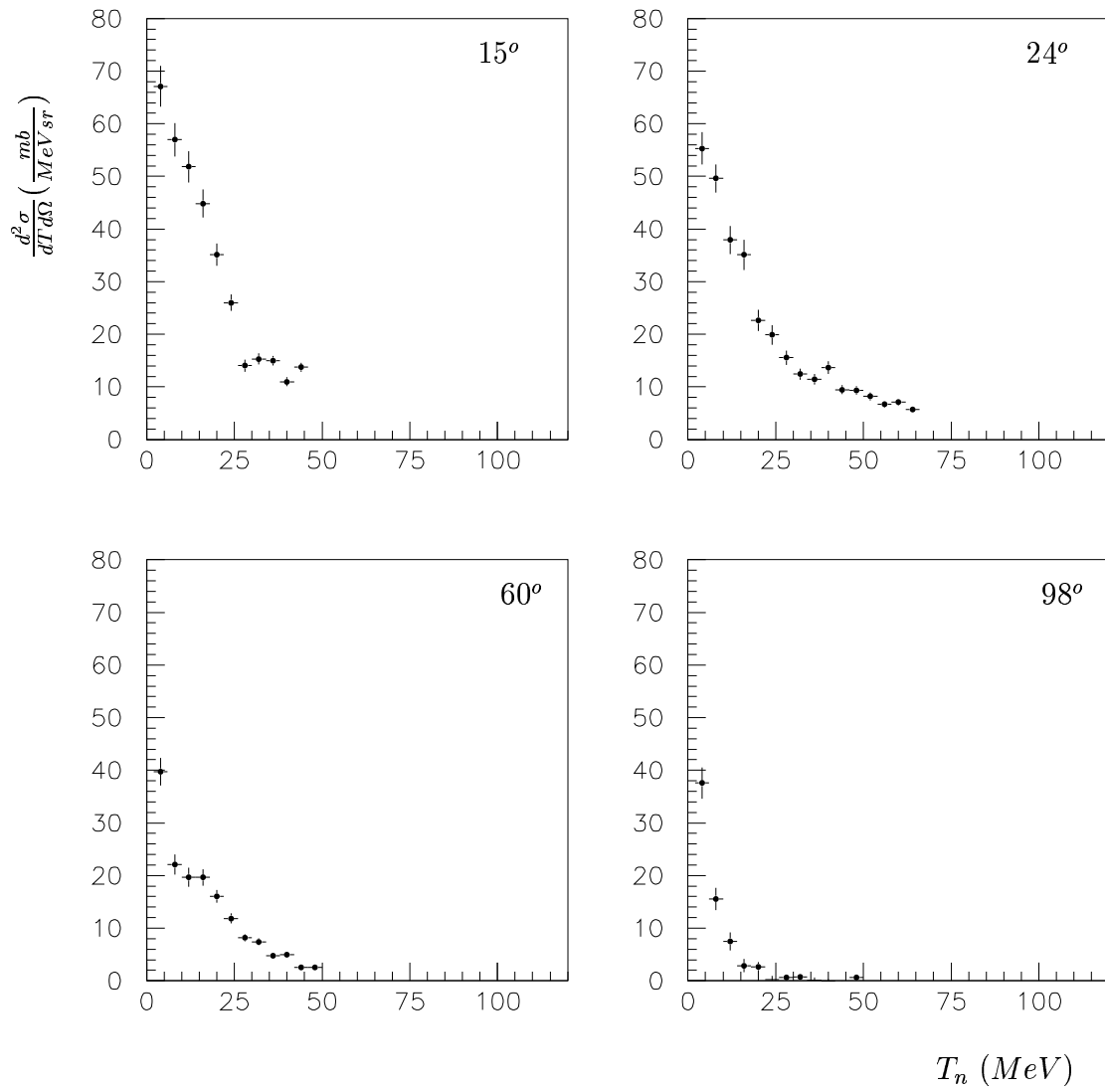


FIG. 3.15 – Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 96 MeV à 15, 24, 60 et 98 degrés obtenues en utilisant DECOI&DEMON.

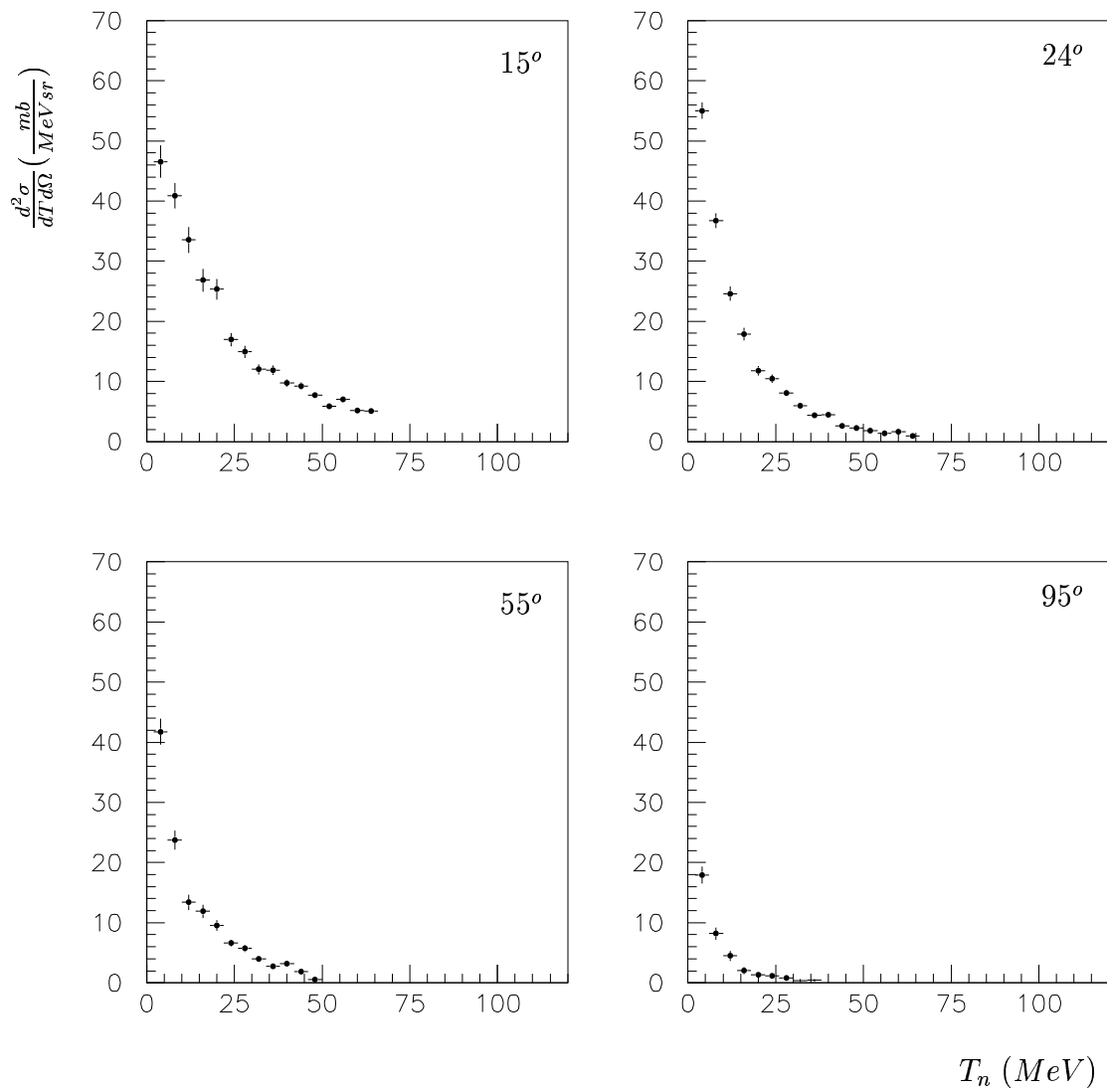


FIG. 3.16 – Sections efficaces doublement différentielles $Fe(n, Xn)$ à 96 MeV à 15 , 24 , 55 et 95 degrés obtenues en utilisant DECOI&DEMON.

3.6 Présentation de l'ensemble des résultats expérimentaux

3.6.1 Sections efficaces élastiques

A partir de données expérimentales obtenues avec les dispositifs CLODIA&SCANDAL et DECOI&DEMON, et en utilisant les méthodes d'analyse montrées dans les sections 3.3.1 et 3.4 respectivement nous avons calculé les sections efficaces élastiques (n,n) à 96MeV pour des cibles de C , de Fe et de Pb à plusieurs angles. Le tableau 3.3 résume l'ensemble de résultats obtenus. La figure 3.17 montre la comparaison entre les résultats que nous avons obtenus, les données expérimentales existantes [40, 59] et les prédictions théoriques basées sur le modèle optique [41, 44]. Les barres d'erreur représentées sur la figure prennent compte uniquement des erreurs statistiques, les erreurs systématiques étant de l'ordre de 15%. En général et compte tenue de ces incertitudes nous trouvons un bon accord entre nos données, le reste des données expérimentales et les prédictions théoriques.

$\theta_{Lab}(\text{°})$	(mb/sr)
15	390 ± 18

(c) C

$\theta_{Lab}(\text{°})$	(mb/sr)
15	380 ± 4
24	38 ± 1
30	75 ± 11
55	1.9 ± 1

(b) Fe

$\theta_{Lab}(\text{°})$	(mb/sr)
15	993 ± 20
24	364 ± 4
30	212 ± 32
60	2.8 ± 1

(a) Pb

TAB. 3.3 – Valeurs des sections efficaces élastiques obtenues pour les cibles de C , Fe et Pb à différentes positions angulaires.

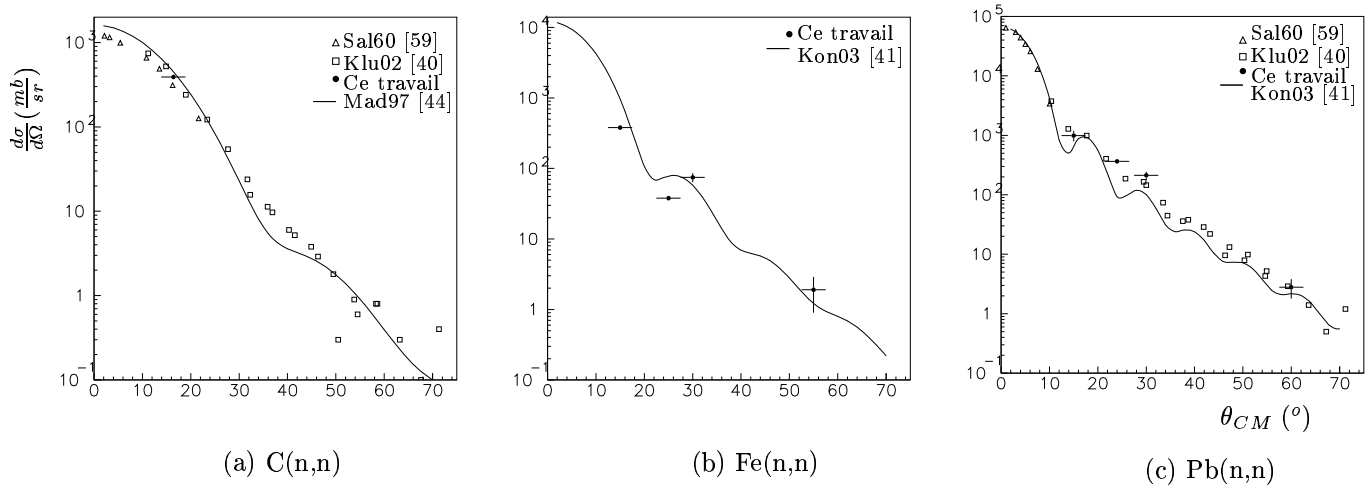


FIG. 3.17 – Sections efficaces élastiques (n,n) à 96MeV . Comparaison entre les valeurs obtenues à partir de ce travail, les données expérimentales obtenues auparavant par [40] et [59] et les prédictions théoriques basées sur le modèle optique données dans [41] pour le plomb et le fer et dans [44] pour le carbone.

3.6.2 Distributions doublement différentielles

En utilisant les résultats expérimentaux obtenus avec les dispositifs CLODIA&SCANDAL (figures 3.8 et 3.9) et DECOI&DEMON (figures 3.15 et 3.16) nous pouvons construire les distributions doublement différentielles complètes dans tout le domaine d'énergie mesuré pour plusieurs angles.

Excepté pour les mesures faites à $\theta = 15^\circ$ et du fait de contraintes mécaniques les mesures effectuées avec les deux dispositifs n'ont pas pu être réalisées exactement aux mêmes angles. Compte tenu de l'ouverture angulaire des dispositifs, dans la plupart des cas, nous pouvons regrouper des mesures effectuées avec les deux ensembles de détection pour construire les distributions complètes (par exemple $\theta = 24^\circ$ avec $\theta = 30^\circ$). Cependant pour la mesure effectuée avec CLODIA&SCANDAL à $\theta = 70^\circ$ nous ne pouvons la relier directement à aucune mesure réalisée avec DECOI&DEMON. Dans ce cas concret nous avons utilisé les données obtenues à partir d'une extrapolation calculée à partir des mesures réalisées avec DECOI&DEMON à $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 98^\circ$ pour la cible de Plomb et avec $\theta = 55^\circ$ et $\theta = 95^\circ$ pour la cible de Fer. Par ailleurs en prenant en compte l'évolution avec l'angle de la section efficace doublement différentielle observée avec les résultats obtenus avec CLODIA&SCANDAL à 50° et 70° degrés (figures 3.8 et 3.9), les mesures réalisées avec DECOI&DEMON à $\theta = 98^\circ$ et $\theta = 95^\circ$ pour les cibles de Plomb et de Fer respectivement peuvent être considérées comme des distributions complètes.

Le tableau 3.4 résume les différents regroupements effectués. θ_{DD} et θ_{CS} sont les angles de mesure des dispositifs DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL respectivement. T_l est la valeur limite d'énergie à laquelle nous avons fait la transition entre les deux séries de données. T_l a été choisie en faisant un compromis entre deux aspects :

- L'efficacité du dispositif de détection CLODIA&SCANDAL est trop petite pour des énergies $T_n < 60\text{MeV}$.
- L'ensemble DECOI&DEMON ne permet pas la mesure des sections efficaces plus petites que $1\text{mb}/\text{MeV}/\text{sr}$.

θ_{DD} (°)	θ_{CS} (°)	T_l (MeV)
15	15	45
24	30	65
60	50	50
60-98*	70	50
98	-	-

(a) Cible de Pb

θ_{DD} (°)	θ_{CS} (°)	T_l (MeV)
15	15	65
24	30	65
55	50	50
55-98*	70	50
95	-	-

(b) Cible de Fe

* Extrapolation obtenue à partir des mesures effectuées avec les deux angles (voir texte)

TAB. 3.4 – *Sommaire des différentes regroupements effectués pour obtenir les sections efficaces doublement différentielles dans tout le domaine d'énergie mesuré. θ_{DD} et θ_{CS} sont les angles de mesure des dispositifs DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL respectivement. T_l est la valeur limite d'énergie à laquelle nous avons fait la transition entre les deux séries de données.*

Les figures 3.18 et 3.19 montrent les résultats complets obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles expérimentales de production des neutrons obtenues avec des cibles de plomb et de fer. Les erreurs présentées sur ces figures prennent en compte uniquement les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques affectant les données sont de l'ordre de 20%, dont 10% provient de l'erreur associée au moniteur de neutrons. Le pas en énergie est de 4 MeV, en accord avec la résolution en énergie du dispositif. Dans le domaine de recouvrement en énergie, un bon accord est observé entre les résultats obtenus avec les deux dispositifs de mesure aussi bien pour la cible de plomb que pour la cible de fer, dans la limite des erreurs expérimentales.

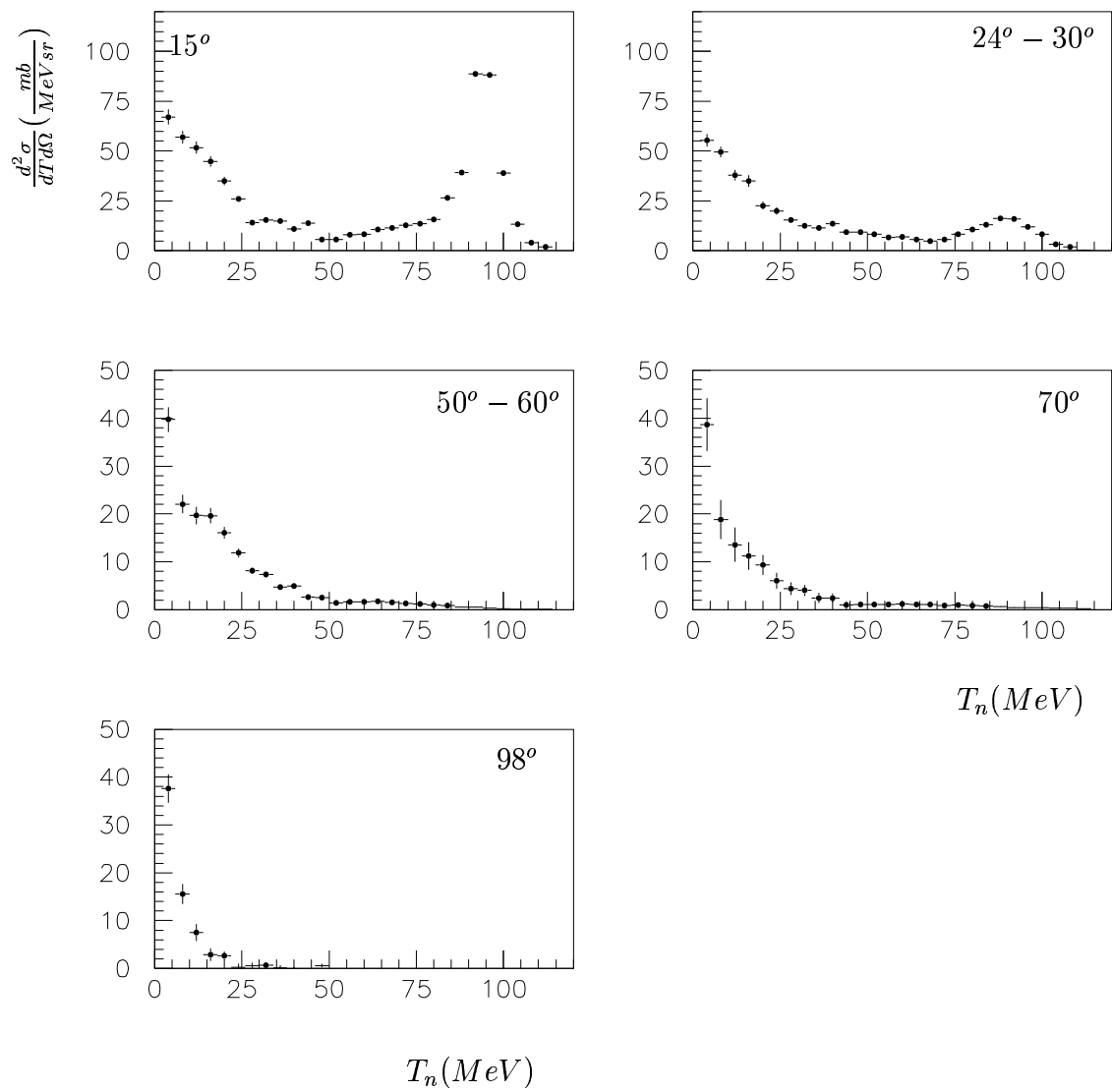


FIG. 3.18 – Résultats : sections efficaces doublement différentielles $\text{Pb}(n, Xn)$ à 96 MeV à $15, 24\text{-}30, 50\text{-}60, 70$ et 98 degrés.

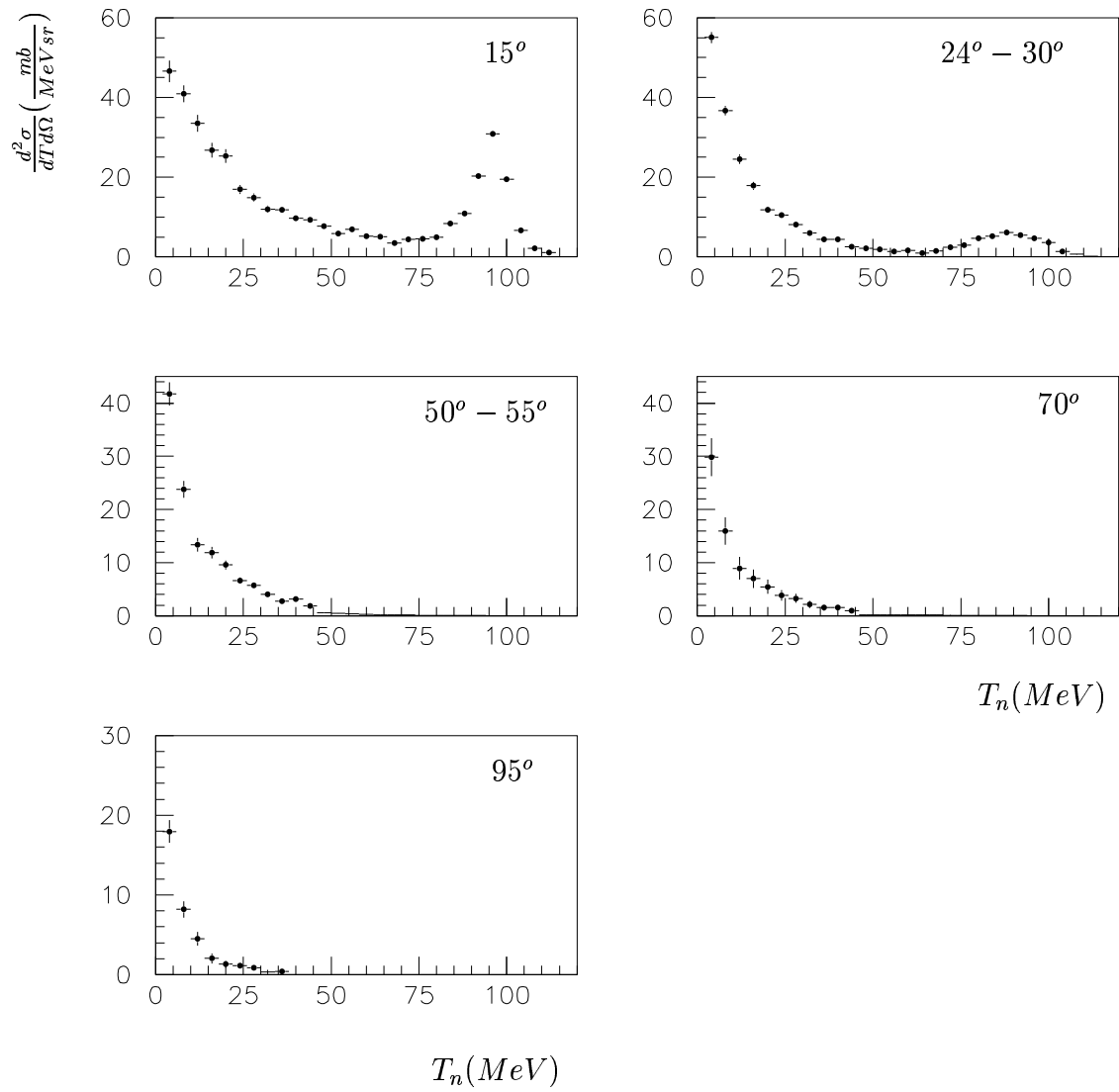


FIG. 3.19 – Résultats : sections efficaces doublement différentielles $Fe(n, Xn)$ à 96 MeV à 15 , 24 - 30 , 50 - 55 , 70 et 95 degrés.

D'une façon générale les distributions obtenues à petit angle ($\theta = 15^\circ, 30^\circ$) aussi bien avec la cible de plomb qu'avec la cible de fer présentent trois contributions :

- une contribution élastique avec un pic centré à l'énergie du faisceau de neutrons incidents
- une contribution située dans le domaine d'énergie $20 - 70 \text{ MeV}$ qui peut être associée à une émission de pré-équilibre et qui décroît lorsque l'angle augmente.
- une composante piquée à basse énergie caractéristique de l'évaporation.

A plus grand angle la contribution élastique disparaît ($\theta = 50^\circ, 70^\circ$) et il ne subsiste que les contributions associées au pré-équilibre et à l'évaporation. Pour l'angle le plus grand ($\theta = 95^\circ, 98^\circ$) nous observons seulement la composante à basse énergie associée aux processus d'évaporation. La seule mesure existante en (n, Xn) [30] a un seuil à basse énergie de 20 MeV , c'est-à-dire que la partie d'évaporation n'a pas été mesurée, cependant les résultats publiés des sections efficaces (p, Xn) sur des cibles de *Fe* de *Pb* (ou de noyaux proches comme le *Co* et le *Bi*) à des énergies de 65, 90 et 113 *MeV* [28, 46, 38] montrent que la composante d'évaporation est isotrope. A partir de ces résultats, le jacobien de la transformation laboratoire-centre de masse étant voisin de 1, nous avons considéré cette distribution comme une mesure de la section efficace doublement différentielle d'évaporation.

D'autre part, comme nous l'avons largement discuté dans la section 3.3.1, dans les cas où la composante élastique est présente nous pouvons l'approximer par une gaussienne. Pour chaque distribution doublement différentielle obtenue à un angle donné, nous pouvons isoler la composante d'évaporation et, si elle est présente, la composante élastique, le reste de la distribution étant associée à l'émission de pré-équilibre.

De cette manière nous pouvons décomposer les distributions doublement différentielles montrées dans les figures 3.18 et 3.19 en deux ou trois composantes selon l'angle de mesure. Les figures 3.20 et 3.21 montrent le résultat de cette décomposition pour la cible de plomb et la cible de fer respectivement. La partie élastique (en vert) est présente seulement dans les distributions obtenues à 15° et 30° . La composante d'évaporation (en rouge), considérée comme isotrope est la même pour toutes les distributions. L'émission de pré-équilibre (en bleu) est caractérisée par une remontée de la section efficace vers les basses énergies.

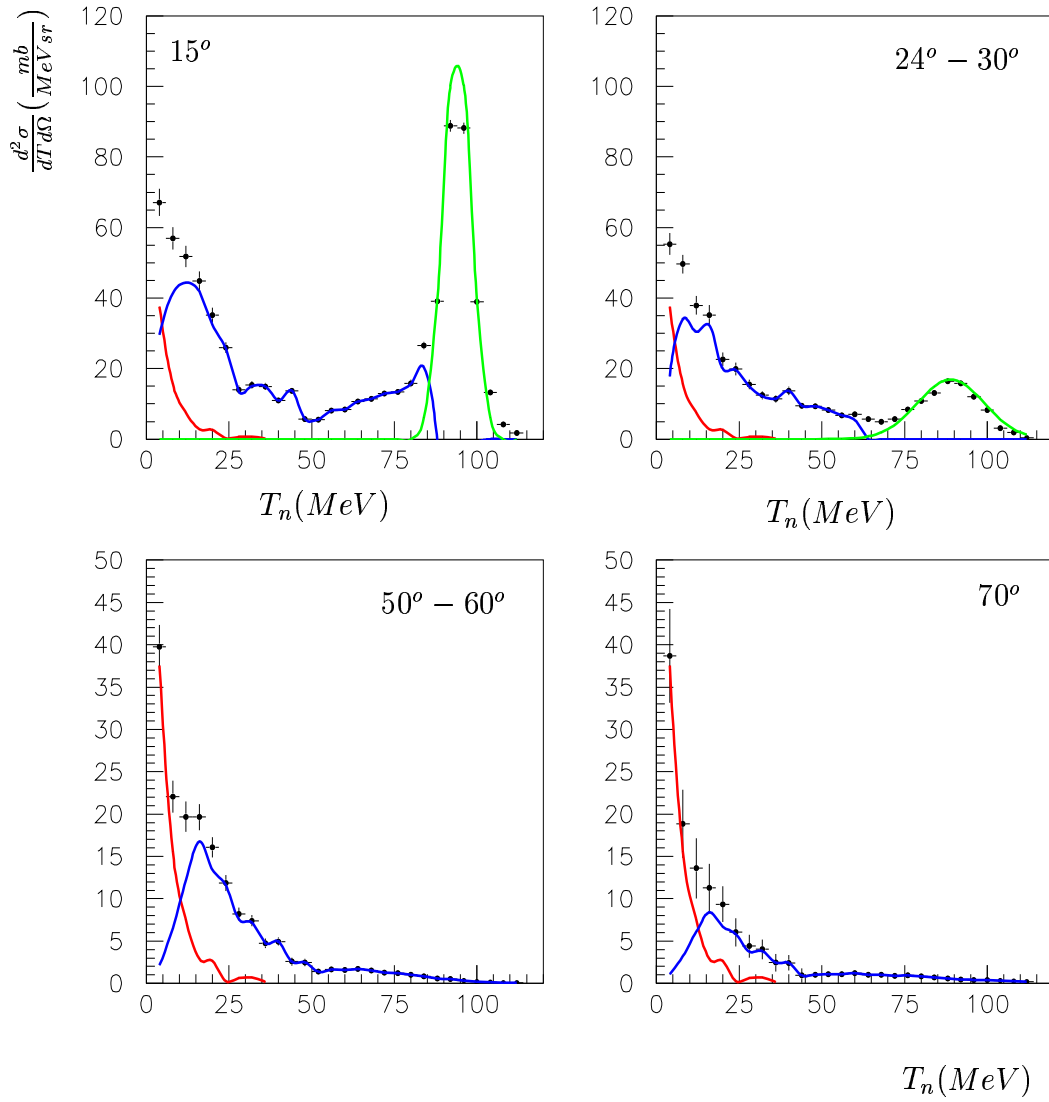


FIG. 3.20 – Distributions $Pb(n, Xn)$ à 96MeV , séparation des différentes composantes : évaporation (en rouge), pré-équilibre (en bleu) et élastique (en vert).

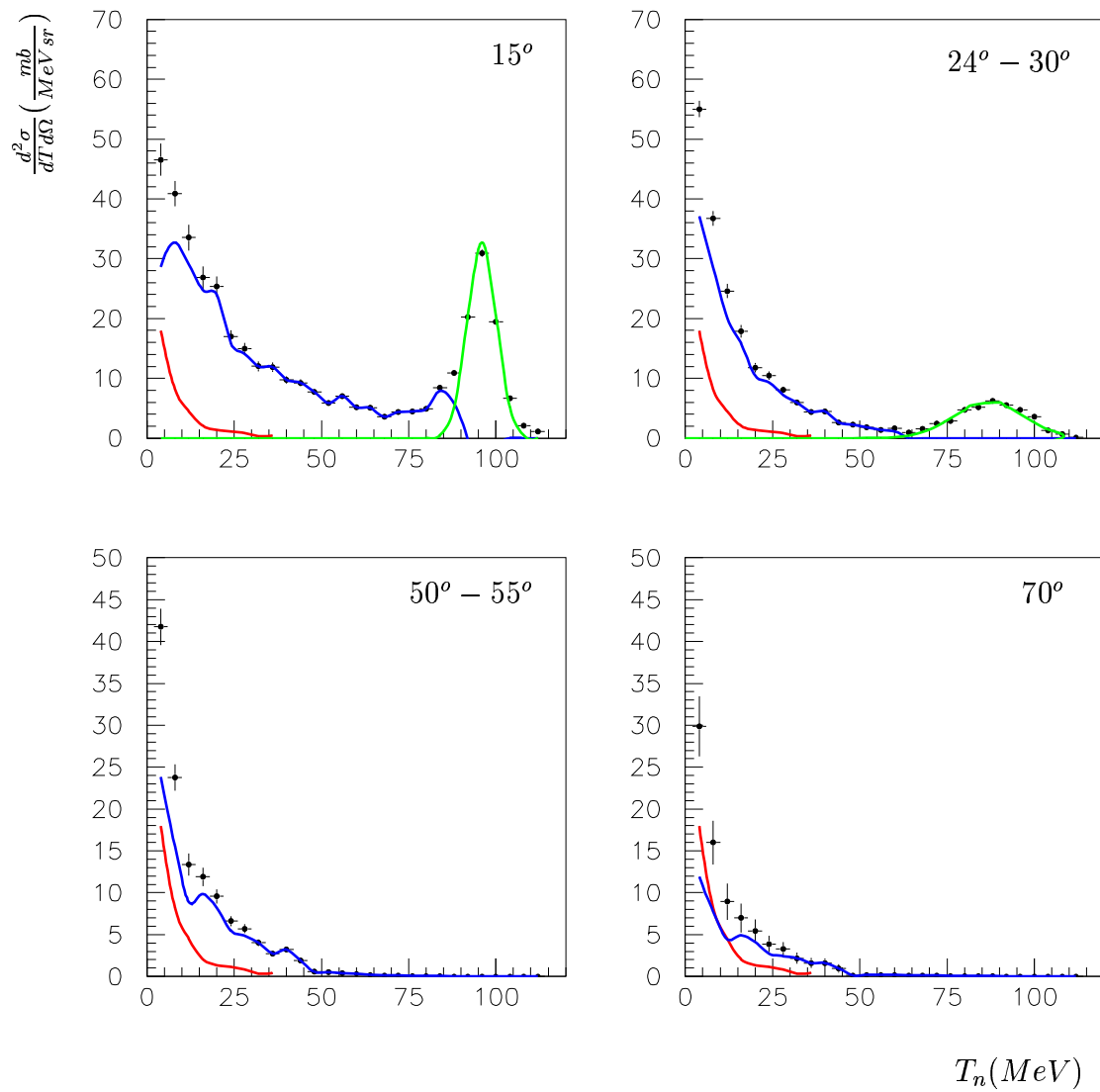


FIG. 3.21 – Distributions $\text{Fe}(n, Xn)$ à 96MeV , séparation des différentes composantes : évaporation (en rouge), pré-équilibre (en bleu) et élastique (en vert).

Chapitre 4

Comparaison avec les modèles

Après avoir présenté dans le chapitre 3 les résultats des sections efficaces doublement différentielles ainsi que leur décomposition en trois composantes : évaporation, pré-équilibre et élastique, nous allons dédier la première section de ce chapitre à l'étude de la composante d'évaporation. Les distribution angulaires, les distribution en énergie ainsi que les sections efficaces totales des deux composantes inélastiques seront ensuite extraites des données.

Dans ce chapitre nous allons faire également un rappel des différentes approches théoriques présentes dans les modèles utilisés dans les codes les plus employés par la communauté scientifique (MCNPX, GEANT) ainsi que les comparaisons entre leurs prédictions et les résultats expérimentaux obtenus.

Pour finir nous allons dédier la dernière section de ce chapitre au modèle de simulation microscopique DYWAN : DYnamical WAvelet in Nuclei [32, 48], développé par le groupe de physique théorique du laboratoire SUBATECH de Nantes. La collaboration entre le LPC et le SUBATECH a déjà donné les premiers résultats [11, 60]. Dans ce travail nous allons approfondir quelques aspects de ce modèle en utilisant les nouvelles données expérimentales obtenues.

4.1 L'émission d'évaporation

Selon la théorie de Weisskopf [65] la probabilité d'évaporer une particule donnée d'énergie cinétique T dans la direction Ω s'écrit :

$$\mathcal{P}(T, \Omega) dT d\Omega = \frac{T - B}{T_A^2} \exp -\frac{T - B}{T_A} dT d\Omega \quad (4.1)$$

où T_A est la température apparente du noyau considéré et B est la barrière coulombienne, nulle pour les neutrons. Cette probabilité est directement liée à la section efficace doublement différentielle :

$$\frac{d^2\sigma^{ev}}{dT d\Omega} = K \mathcal{P}(T, \Omega) = K \frac{T}{T_A^2} \exp -\frac{T}{T_A} \quad (4.2)$$

où K est une constante de normalisation qui peut être déterminée par intégration :

$$\frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega} = K \int_0^\infty \frac{T}{T_A^2} \exp -\frac{T}{T_A} dT \quad (4.3)$$

La valeur de l'intégrale est égale à 1 et la constante de normalisation :

$$K = \frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega} \quad (4.4)$$

en remplaçant la valeur de K dans l'équation 4.2 nous avons :

$$\frac{d^2\sigma^{ev}}{dTd\Omega} = \frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega} \frac{T}{T_A^2} \exp -\frac{T}{T_A} \quad (4.5)$$

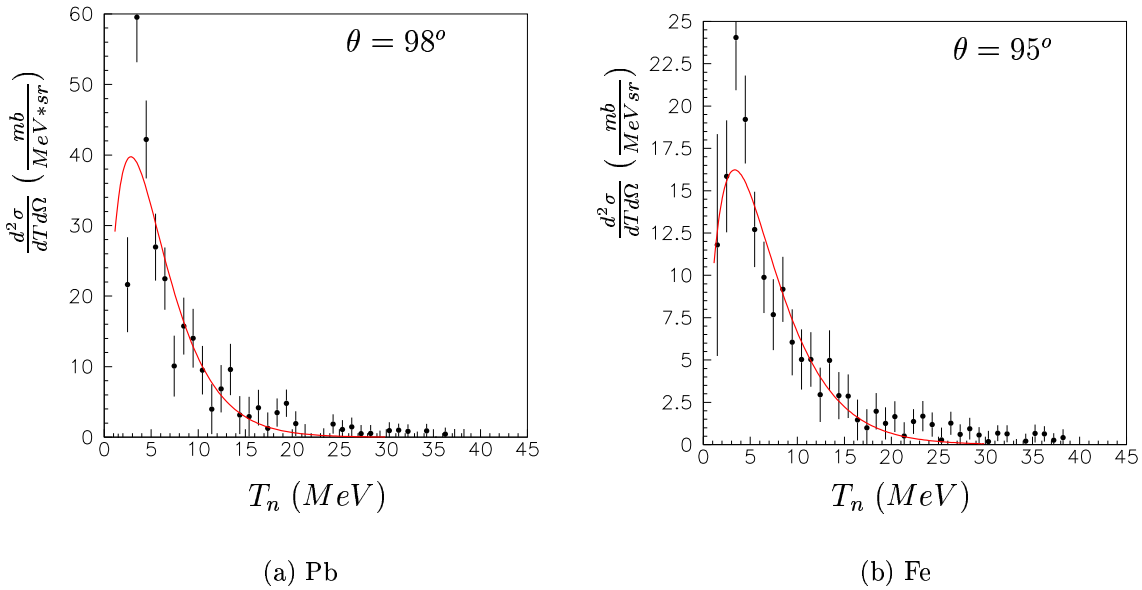


FIG. 4.1 – Distributions d'évaporation. Détermination du paramètre de densité de niveaux a en utilisant la théorie d'évaporation de Weisskopf [65] .

En utilisant les distributions doublement différentielles mesurées à $\theta = 98^\circ$ pour la cible de plomb et à $\theta = 95^\circ$ pour la cible de fer, et avec l'hypothèse que pour ces valeurs de θ nous n'avons que la composante évaporative nous pouvons calculer la section efficace différentielle en angle et la température apparente T_A du noyau considéré. Nous avons utilisé l'expression 4.5 pour ajuster les distributions doublement différentielles d'évaporation obtenues pour les noyaux de Fe et de Pb en laissant deux paramètres libres : $\frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega}$ et T_A

(figure 4.1). L'énergie d'excitation du noyau est reliée à la température apparente selon la relation :

$$E^* = aT_A^2 \quad (4.6)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux. En utilisant l'hypothèse que l'énergie du faisceau de neutrons incident est complètement absorbée par la cible nous pouvons considérer que l'énergie d'excitation du noyau est égale à l'énergie du faisceau de neutrons incident :

$$E^* = 96MeV \quad (4.7)$$

Les valeurs obtenues des sections efficaces angulaires, de T_A et de a pour les noyaux de Fe et de Pb sont présentées dans le tableau 4.1. La valeur phénoménologique, $a \sim A/8$ communément utilisée reproduit bien les valeurs expérimentales en moyenne, c'est le cas du fer. Cependant pour certains noyaux il y a de forts écarts liés à la fermeture de couches. Le plomb est un noyau magique en protons ($Z=82$) et l'isotope le plus abondant (^{208}Pb , 52.41 %) est aussi magique en neutrons ($N=126$), ceci provoque une chute dans les valeurs du paramètre de densité de niveaux. En prenant en compte les erreurs associées ainsi que le fait que nos mesures ont été réalisées avec du plomb et du fer naturels les valeurs de a obtenues sont en bon accord avec la compilation des valeurs expérimentales données par [12].

Les valeurs des sections efficaces différentielles en angle obtenues sont également en bon accord avec les valeurs obtenues à partir des distributions doublement différentielles obtenues par intégration directe dans le domaine d'énergie mesuré, que nous allons présenter dans la section suivante.

cible	$\frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega} \left(\frac{mb}{sr}\right)$	$T_A(MeV)$	$a (MeV^{-1})$
plomb	306	2.8	11.9
fer	148	3.4	8.5

TAB. 4.1 – Valeurs obtenues de la section efficace angulaire d'évaporation, de la température apparente T_A et du paramètre de densité a en utilisant la théorie d'évaporation de Weisskopf [65].

Après l'analyse des résultats obtenus en considérant les sections efficaces doublements différentielles à $\theta = 98^\circ$ pour le plomb et à $\theta = 95^\circ$ pour le fer comme des distributions purement d'évaporation nous pouvons conclure que ces distributions ont toutes les caractéristiques des processus d'évaporation dans le cadre de la théorie d'évaporation de Weisskopf [65].

4.2 Les distributions angulaires

Nous disposons des sections doublement différentielles élastiques, de pré-équilibre et d'évaporation. Cette section est dédiée à l'étude des contributions de pré-équilibre et d'évaporation.

Les distributions angulaires sont obtenues à partir des distributions doublement différentielles d'évaporation et de pré-équilibre simplement par intégration des spectres obtenus pour chaque angle (figures 3.20 et 3.21) sur le domaine d'énergie mesuré (relation 4.8).

$$\left(\frac{d\sigma^i}{d\Omega}\right) = \int_{T_{min}}^{T_{max}} \left(\frac{d^2\sigma^i}{dTd\Omega}\right)(\theta, T) dT \quad (4.8)$$

(i=pré-équilibre ou évaporation)

Les résultats obtenus pour les deux réactions étudiées sont présentés dans le tableau 4.2 et dans la figure 4.2.

Comme nous pouvons nous y attendre la composante de pré-équilibre diminue fortement avec l'angle. Pour la composante évaporative, avec l'hypothèse que la production aux grands angles ($\theta = 98^\circ$ pour le plomb et $\theta = 95^\circ$ pour le fer) est dominée par l'évaporation et que cette composante est isotrope, nous avons obtenu une section efficace d'évaporation $\frac{d\sigma^{ev}}{d\Omega}$ égale à $259 \pm 23 \text{ mb/sr}$ pour le plomb et $159 \pm 11 \text{ mb/sr}$ pour le fer, valeurs comparables à celles obtenues dans la section précédente à partir d'une analyse des sections efficaces doublement différentielles d'évaporation réalisée dans le cadre du modèle d'évaporation de Weisskopf.

θ (deg)	Plomb	Fer
15	1723 ± 60	1061 ± 36
30	1058 ± 53	659 ± 23
50	458 ± 43	402 ± 28
70	248 ± 66	203 ± 39

TAB. 4.2 – Distributions angulaires de pré-équilibre (mb/sr).

4.3 Les distributions en énergie

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 [11, 28, 39] consiste à paramétrer la section efficace doublement différentielle en imposant une contrainte sur l'énergie et sur la dépendance angulaire.

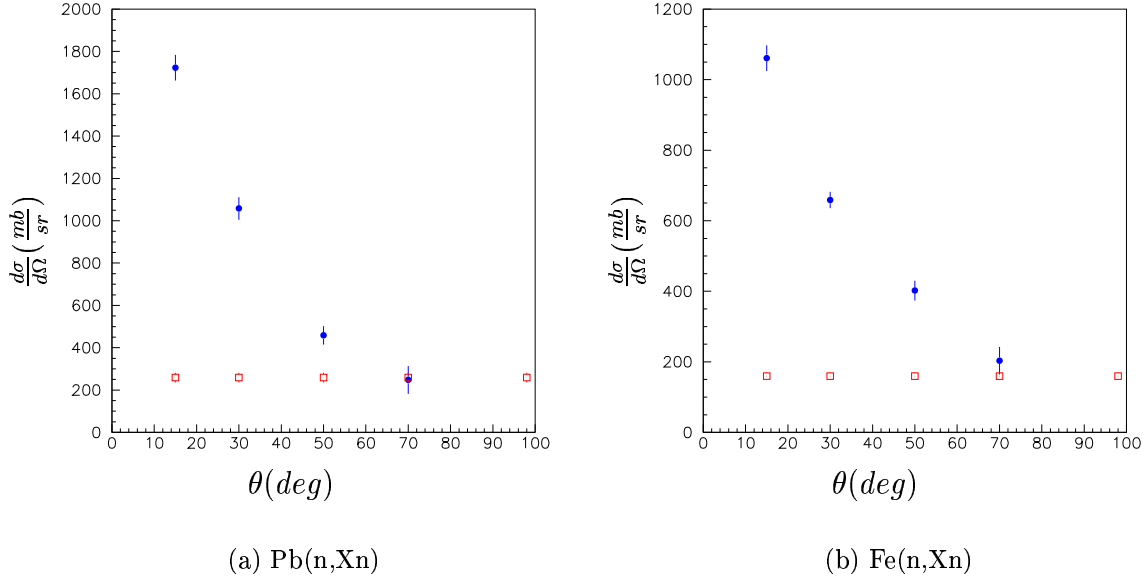


FIG. 4.2 – Distributions angulaires pour l'émission de neutrons dans les réactions $Pb(n, Xn)$ et $Fe(n, Xn)$. Les résultats obtenus pour le pré-équilibre sont représentés avec les cercles bleus. Les résultats obtenus pour l'évaporation en prenant en compte l'hypothèse d'isotropie sont représentés avec les carrés rouges.

Cette technique a été proposée par Kalbach dans le cadre de l'amélioration de la description quantitative du processus d'excitation : le modèle d'exitons [27]. Cette nouvelle approche [34], développée à cause de l'incapacité du modèle à reproduire les contributions de tous les mécanismes de production de particules, 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'exitons.

Ce formalisme peut être adopté pour calculer les spectres d'émission des nucléons et des particules légères chargées [37]. Les contributions des réactions directes telles que la réaction de transfert de nucléons, la réaction de knock-out et les réactions de diffusion élastique et inélastique sont calculées en utilisant des modèles phénoménologiques. La composante d'évaporation est calculée dans la théorie de Weisskopf [65]. Les émissions secondaires de pré-équilibre, ainsi que celles d'équilibre sont prises en compte seulement pour les nucléons. La distribution en énergie de la section efficace de production d'une particule est calculée en prenant en compte la somme des processus hors équilibre, MSD (Multi-Step Direct) et des processus à l'équilibre, MSC (Multi-Step Compound) :

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right) = \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)^{MSC} \quad (4.9)$$

Cette approche permet aussi le calcul des distributions en énergie en utilisant une paramétrisation décrite dans les références [35] et [36] pour la distribution doublement différentielle :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dT} \frac{a}{\sinh(a)} [\cosh(a \cos \theta) + f_{MSD} \sinh(a \cos \theta)] \quad (4.10)$$

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 [36]. Le paramètre f_{MSD} détermine la fraction d'émission qui n'est pas une émission à l'équilibre :

$$f_{MSD} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)^{MSD}}{\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)^{MSD} + \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)^{MSC}} \quad (4.11)$$

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 pas alors de composante d'évaporation.

La procédure employée pour obtenir les distributions en énergie à partir des sections efficaces doublement différentielles consiste à lisser les distributions doublement différentielles expérimentales par pas d'énergie en utilisant l'expression 4.10 en laissant libres les paramètres a et f_{MSD} et la section efficace différentielle en énergie $\frac{d\sigma}{dT}$, valeur que nous voulons obtenir.

Cette technique a été communément utilisée pour obtenir les distributions en énergie à partir des sections doublement différentielles de production de particules légères chargées dans des réaction induites par de neutrons [39, 11] et de production de neutrons et de particules légères chargées dans des réactions induites par des protons [28]. Nous allons l'utiliser pour la première fois pour obtenir les distributions en énergie à partir des sections doublement différentielles de production de neutrons induits par des neutrons.

La paramétrisation de Kalbach que nous allons utiliser (équation 4.10) ne tient pas compte des réactions directes, c'est-à-dire que la partie élastique (en vert sur les figures 3.20 et 3.21 du chapitre 3) ne doit pas être prise en compte. Une fois la partie élastique soustraite nous avons appliqué cette technique :

- En prenant en compte la partie d'évaporation et la partie de pré-équilibre (en rouge et bleu sur les figures 3.20 et 3.21) et en laissant libres les paramètres a et f_{MSD} et la section efficace différentielle en énergie $\frac{d\sigma}{dT}$.
- En prenant en compte uniquement la partie de pré-équilibre (en bleu sur les figures 3.20 et 3.21), avec le paramètre $f_{MSD}=1$ et en laissant libres le paramètre a et la section efficace différentielle en énergie $\frac{d\sigma}{dT}$.

Les résultats obtenus pour les cibles de Pb et de Fe sont présentés dans la figure 4.3. Les points bleus ont été obtenus en utilisant la première méthode et les points noirs en utilisant la deuxième. La contribution du pré-équilibre (points noirs) a une distribution différente suivant le type de cible étudiée. A basse énergie elle tombe pour la cible de plomb alors qu'elle croit pour la cible de fer. Dans la mesure où nous sommes au seuil de détection de dispositif expérimental, il semble difficile de conclure sur la validité de l'effet observé.

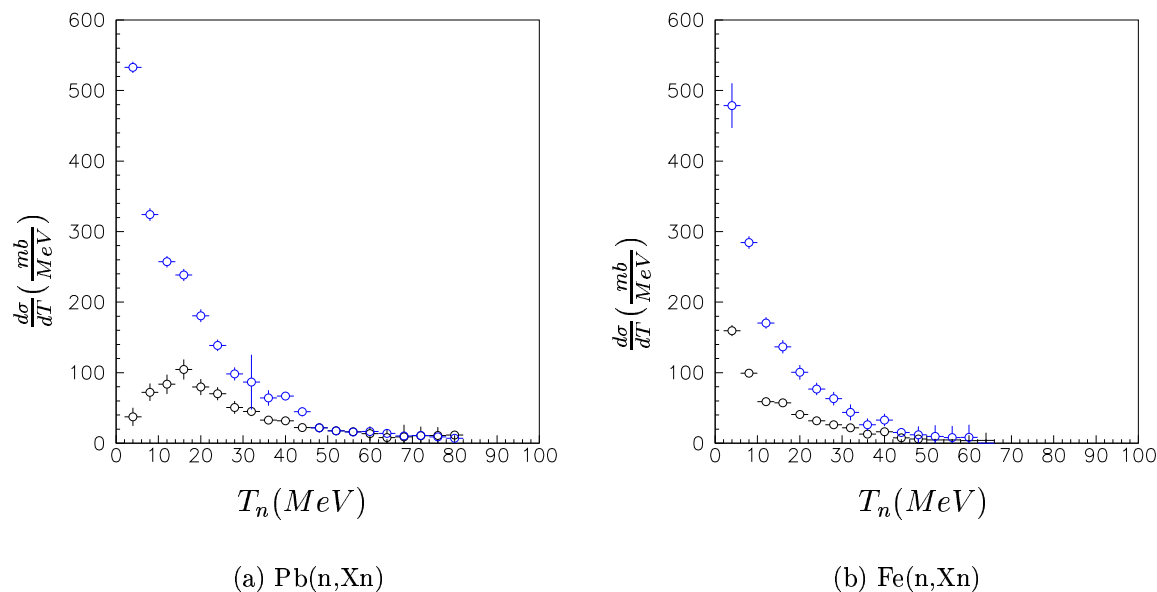


FIG. 4.3 – Distributions en énergie pour l'émission de neutrons dans les réactions $Pb(n, Xn)$ et $Fe(n, Xn)$. Les résultats obtenus en prenant en compte les contribution d'évaporation et de pré-équilibre sont représentés en bleu. Les résultats obtenus en prenant en compte seulement la contribution de pré-équilibre sont représentés en noir.

4.4 Les sections efficaces totales de production

Les sections efficaces expérimentales totales de production de neutrons peuvent être calculées à partir des distributions angulaires ou bien à partir des distributions en énergie.

Pour obtenir les sections efficaces totales de production à partir des distributions angulaires nous avons représenté les sections efficaces angulaires en fonction du cosinus de l'angle de détection (figure 4.4). Ces distributions peuvent être paramétrisées par la somme d'une exponentielle et d'une constante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + \exp(\alpha + \beta \cos \theta) \quad (4.12)$$

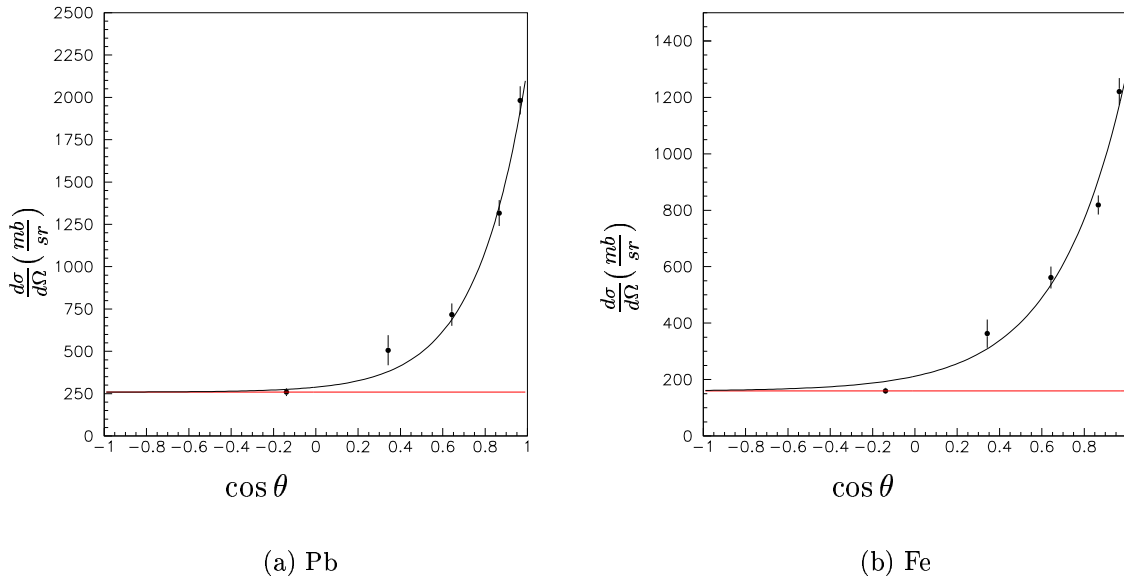


FIG. 4.4 – *Obtention des sections efficaces totales de production à partir des distributions angulaires. Les points représentent les valeurs expérimentales obtenues, la courbe noire correspond à la paramétrisation trouvée et la ligne rouge horizontale représente la contribution du processus d'évaporation (considéré comme isotrope) à la section efficace.*

A partir des valeurs expérimentales de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et en utilisant cette paramétrisation les valeurs A , α et β ont été déterminées (figure 4.4). Il suffit d'intégrer la fonction ainsi obtenue dans tout l'espace pour obtenir les sections efficaces totales de production inélastique des neutrons :

$$\sigma_{in} = \int_{\Omega} (A + \exp(\alpha + \beta \cos \theta)) d\Omega = \int_{\phi} \int_{\theta} (A + \exp(\alpha + \beta \cos \theta)) d\phi \sin \theta d\theta \quad (4.13)$$

Nous retrouvons la contribution isotrope correspondant à la section efficace d'évaporation et une autre contribution correspondant à l'émission de pré-équilibre :

$$\sigma_{in} = \sigma_{év} + \sigma_{pré} = 4\pi A + 2\pi \int_{\theta} \exp(\alpha + \beta \cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (4.14)$$

Les valeurs des sections efficaces totales d'évaporation et de pré-équilibre obtenues en utilisant cette technique sont présentées dans le tableau 4.3.

Les sections efficaces différentielles en énergie ont été déterminées en utilisant la paramétrisation de Kalbach. Nous avons calculé les distributions en énergie en prenant en compte les contributions de pré-équilibre et d'évaporation et aussi en prenant en compte seulement l'émission de pré-équilibre (figure 4.3). En intégrant les spectres ainsi obtenus sur le domaine en énergie mesuré :

$$\sigma_{in}(mb) = \int_{T_{min}}^{T_{max}} \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)(T) dT \quad (4.15)$$

nous avons obtenu la section efficace de pré-équilibre et la section efficace inélastique totale. Par soustraction de ces deux valeurs la section efficace d'évaporation a été déterminée.

Les valeurs des sections efficaces totales de production pour les cibles de plomb et de fer obtenues en utilisant les deux méthodes sont présentées dans le tableau 4.3. Les valeurs obtenues des sections efficaces totales de pré-équilibre avec les deux méthodes sont comparables, et compte tenue des erreurs associées, sont en bon accord. Par contre les valeurs obtenues des sections efficaces totales d'évaporation obtenues à partir des distributions en énergie sont sensiblement plus élevées que celles obtenues à partir des distributions angulaires. Les distributions en énergie sont dominées par les points à basse énergie, obtenus à la limite du seuil de détection du dispositif expérimental et ceci peut expliquer l'écart trouvé. De plus la section efficace $\frac{d\sigma}{dT}$ est obtenue à partir de la paramétrisation de Kalbach et il est difficile d'évaluer l'erreur que cette méthode introduit sur les valeurs obtenues.

Méthode	$\int(\frac{d\sigma}{dT})dT$	$\int(\frac{d\sigma}{d\Omega})d\Omega$	Méthode	$\int(\frac{d\sigma}{dT})dT$	$\int(\frac{d\sigma}{d\Omega})d\Omega$
$\sigma_{év} (mb)$	5662	3255	$\sigma_{év} (mb)$	3664	1998
$\sigma_{pré} (mb)$	3001	2877	$\sigma_{pré} (mb)$	2224	2306
$\sigma_{in} (mb)$	8663	6132	$\sigma_{in} (mb)$	5868	4304

(a) Plomb

(b) Fer

TAB. 4.3 – Sections efficaces totales de production inélastique des neutrons dans les réactions $Fe(n, Xn)$ et $Pb(n, Xn)$ à 96MeV

4.5 Modèles et codes communément utilisés

La mise en évidence expérimentale des processus de pré-équilibre a eu comme conséquence le développement de modèles basés sur plusieurs approches théoriques (phénoménologiques, stochastiques, etc...). La plupart des approches dans ce domaine sont aujourd'hui encore en phase de développement et le caractère prédictif de ces modèles est souvent incomplet ou insatisfaisant. Il existe un nombre important de codes de calcul, qui sont

également dans un développement continu lié à l'évolution des modèles et leur niveau de reproduction des résultats expérimentaux (par exemple TALYS [42]). Ces travaux ont été stimulés par les mesures expérimentales réalisées ces dernières années [29]. Cependant avant ce travail, il existait une seule mesure expérimentale pour des réactions du type (n, Xn) [30] (mesure limitée aux petits angles et avec un seuil en énergie de 20MeV). Ce manque de mesures expérimentales a provoqué l'impossibilité de tester et d'améliorer le pouvoir de prédiction des modèles pour ce type de réaction. Pourtant les codes de calcul sont déjà utilisés dans des applications spécifiques (voir par exemple la référence [14]). Pour ces raisons nous avons considéré utile de réaliser une analyse du niveau de reproduction des résultats expérimentaux obtenus dans ce travail avec ce genre de calculs.

Compte tenu du temps dédié à cette étude nous nous sommes limités à la comparaison des données expérimentales avec les modèles actuellement utilisés au travers de deux des codes de simulation les plus utilisés par la communauté scientifique : MCNPX et GEANT.

4.5.1 MCNPX

MCNPX est un code utilisé aujourd'hui dans des applications, ce code est le seul à être capable de calculer les probabilités d'émission pour toutes les particules 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 [5, 6], ISABEL [66, 67], CEM [45] et INCL4 [13]), un modèle pour l'émission de pré-équilibre (MPM, Multistage Pre-Equilibrium Model [55]) et deux modèles pour la description des processus d'évaporation (Le modèle de Dresner [19] et ABLA [33]).

La deuxième méthode de calcul utilise les valeurs des sections efficaces évaluées, une combinaison des sections efficaces mesurées ou calculées avec le code GNASH [16] qui utilise une version du modèle d'excitons pour calculer la partie hors-équilibre et le formalisme de Hauser-Feshbach [24] pour la contribution du processus de d'évaporation. Ces sections efficaces sont groupées dans les bibliothèques LA150N, LA150H [56] qui sont appelées par le programme pendant les calculs. Généralement c'est cette méthode qui est employée, l'appel aux modèles étant recommandé pour les cas où les sections efficaces évaluées ne sont pas disponibles.

Nous avons utilisé ce code, dans la version 2.5.0 qui date d'avril 2005 [53], pour obtenir les spectres d'émission de réactions étudiées dans ce travail :

- en faisant appel aux sections efficaces évaluées avec le code GNASH [16].
- en utilisant le modèle de cascade intranucléaire INCL4 [13] couplé avec le modèle ABLA [33] pour la description des processus d'évaporation.

Les résultats obtenus pour les distributions en énergie ont été comparés avec les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dT}$ obtenues expérimentalement en utilisant la paramétrisation de Kalbach (figure 4.5).

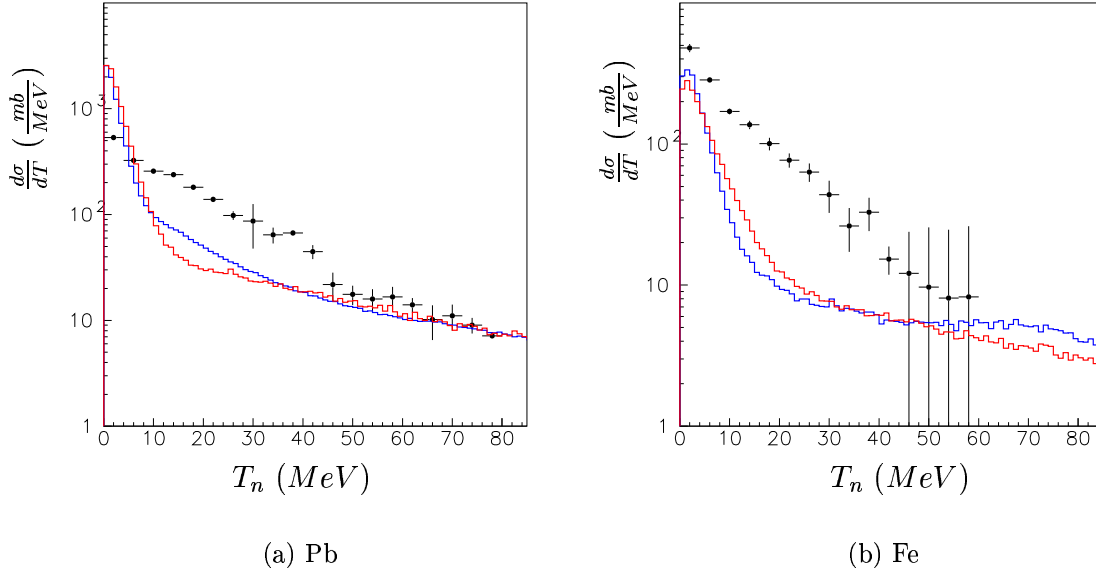


FIG. 4.5 – Distributions en énergie obtenues avec MCNPX. Les résultats expérimentaux sont représentés par les points. Les résultats obtenus à partir de MCNPX sont représentés par les histogrammes, en bleu celui obtenu en utilisant GNASH et en rouge celui obtenu en utilisant INCL4/ABLA.

4.5.2 GEANT3

GEANT3 est un code de simulation à l'origine destiné aux expériences à haute énergie. Aujourd'hui il est communément employé dans des applications diverses (physique médicale, radio-protection, etc...). Le code dispose de deux interfaces pour décrire les interactions hadroniques et pour calculer la probabilité d'émission des particules dans les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires : FLUKA [22] et GHEISHA [25].

FLUKA [23] est un code de transport en lui même, il n'est pas implémenté complètement dans le code GEANT3 et seulement les routines référentes à des interactions hadroniques ont été ajoutées. Les routines de FLUKA présentes dans le code GEANT3 peuvent calculer les sections efficaces pour toutes les particules excepté les neutrons avec une énergie cinétique inférieure à 20MeV. Les résultats obtenus à partir de l'interface GEANT3-FLUKA [22] peuvent ne pas être les mêmes que ceux obtenus avec FLUKA. Le code GHEISHA génère les interactions hadroniques et évalue les sections efficaces. Les sections efficaces

utilisées proviennent de la compilation du CERN HERA [25].

Nous avons utilisé le code GEANT3 dans la version 3.114 [25], pour obtenir les spectres d'émission de réactions étudiées dans ce travail :

- en faisant appel aux routines FLUKA pour les énergies $> 20\text{MeV}$ et aux routines GHEISHA pour les énergies inférieures.
- en faisant toujours appel aux routines GHEISHA.

Les résultats obtenus pour les distributions en énergie ont été comparés avec les sections efficaces obtenues expérimentalement à partir des sections efficaces doublement différentielles en utilisant la paramétrisation de Kalbach (figure 4.6).

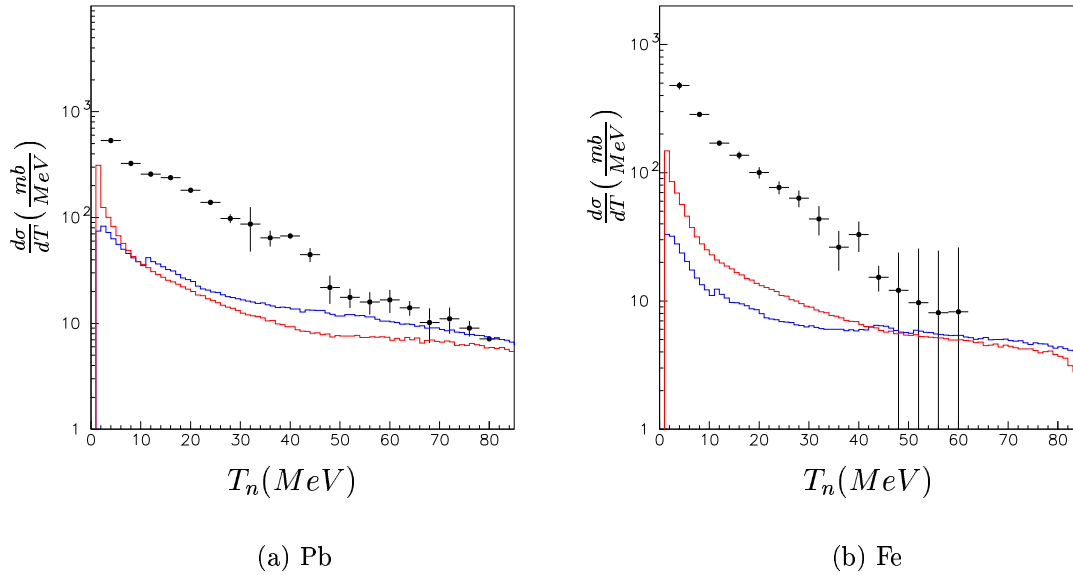


FIG. 4.6 – Distributions en énergie obtenues avec GEANT3. Les résultats expérimentaux sont représentés par les points. Les résultats obtenus à partir de GEANT3 sont représentés par les histogrammes, en bleu celui obtenu en utilisant FLUKA et en rouge celui obtenu en utilisant GHEISHA.

4.5.3 Conclusions

Les simulations menées avec MCNPX (figure 4.5) démontrent un pouvoir prédictif relativement satisfaisant pour l'émission de neutrons. Les distributions en énergie obtenues pour le plomb sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales tandis que pour le fer les valeurs expérimentales sont sous-estimées. A des énergies $< 15\text{MeV}$ les

valeurs expérimentales sont assez bien reproduites, dans la région d'énergie entre 15 et 40 MeV les résultats sont sous-estimés et pour des énergies $> 40\text{MeV}$ les simulations sont plus proches de résultats expérimentaux. En intégrant ces distributions dans le domaine d'énergie mesuré expérimentalement nous avons calculé les sections efficaces totales de production inélastique (tableau 4.4) données par MCNPX. Les valeurs obtenues avec les deux options employées, GNASH et INCL4/ABLA, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux (tableau 4.3), si bien il y a un effet de compensation entre la région d'évaporation et la région de pré-équilibre que nous pouvons observer dans les distributions en énergie (figure 4.5).

Les distributions en énergie obtenues à partir des simulations effectuées avec GEANT3 (figure 4.6), en utilisant FLUKA ou GHEISHA, sous-estiment fortement et de façons systématique les valeurs expérimentales. Les sections efficaces totales obtenues par intégration dans le domaine d'énergie mesuré expérimentalement (tableau 4.4) sont d'environ un ordre de grandeur plus petites que les valeurs expérimentales, c'est-à-dire qu'il y a une forte sous-estimation de la production de neutrons.

Code	Plomb	Fer
MCNP/GNASH	5011	1459
MCNP/INCL4-ABLA	5964	1577
GEANT3/FLUKA	1406	475
GEANT3/GHEISHA	1178	724

TAB. 4.4 – Sections efficaces totales de production inélastique (mb) de neutrons dans les réactions $Fe(n, Xn)$ et $Pb(n, Xn)$ à 96 MeV obtenues à partir des codes de simulation .

4.6 DYWAN : une description microscopique

Dans le domaine des énergies intermédiaires les effets de champ moyen et les processus dissipatifs jouent un rôle prépondérant. La plupart des modèles traite séparément les différents aspects de la réaction. DYWAN (DYnamical WAvelet in Nuclei) [48, 32] est un modèle original qui 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 partiels 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 [18, 1] 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 physique statistique hors de l'équilibre [4, 58]. Les méthodes de

projection et la théorie d'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.

DYWAN inclut des effets quantiques essentiels nécessaires à une description microscopique des collision nucléons-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 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.

La possibilité d'implémenter différentes interactions effectives donne l'opportunité d'étudier des aspects physiques tels que sa dépendance en isospin. On s'attend à ce que ces effets aient un impact sur les observables, en particulier sur la section efficace différentielle d'émission des particules.

Dans cette section nous allons faire la comparaison entre l'émission de pré-équilibre prédite par DYWAN et les résultats expérimentaux ainsi que l'étude de son évolution avec la taille de la cible. Nous allons dédier la dernière partie de cette section à étudier la dépendance en isospin dans les sections efficaces différentielles d'émission de nucléons dans des réactions induites par des neutrons, pour cela en plus de nos résultats, nous allons utiliser les résultats des sections efficaces (n, Xp) à $96 MeV$ [11].

Les premières simulations avec DYWAN pour les réactions $Pb(n, Xn)$ et $Fe(n, Xn)$ à $96 MeV$ ont été réalisées avec une interaction nuclear de type Skyrme purement local avec une équation d'état du type 'soft' et sans prendre en compte l'énergie de symétrie, c'est-à-dire les effets d'isospin. Pour compléter l'investigation théorique de l'émission des particules dans des réaction induites par des nucléons une évaluation de la contribution d'évaporation a été introduite [60]. La comparaison entre les résultats obtenus à partir de cette simulation (courbe bleu) et les données expérimentales (points) est présentée dans la figure 4.7.

L'émission de pré-équilibre entre 20 et $80 MeV$ est fortement sous-estimée, contrairement au cas des réactions (n, Xp) (figure 4.8). Pour des énergies $< 10 MeV$ un bon accord avec les résultats expérimentaux est trouvé. La déviation la plus importante des simulations par rapport les données expérimentales se trouve dans la région d'énergie entre 10 et $40 MeV$ où l'expérience montre une remontée de la section efficace qui n'est pas reproduite par DYWAN comme pour MCNPX et GEANT3.

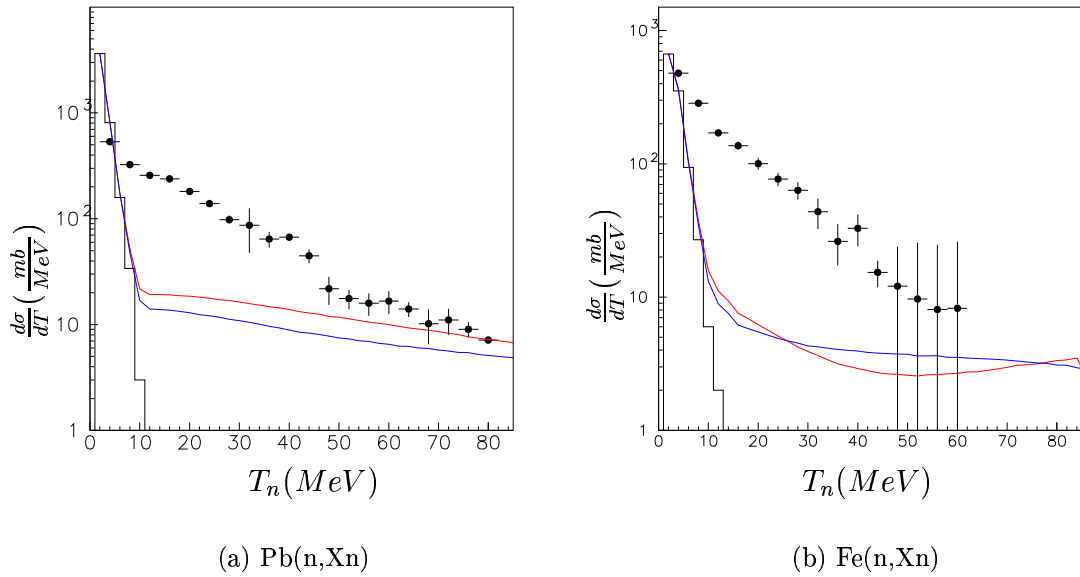
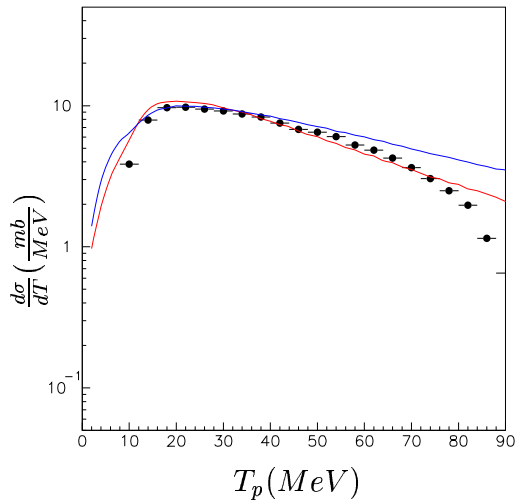


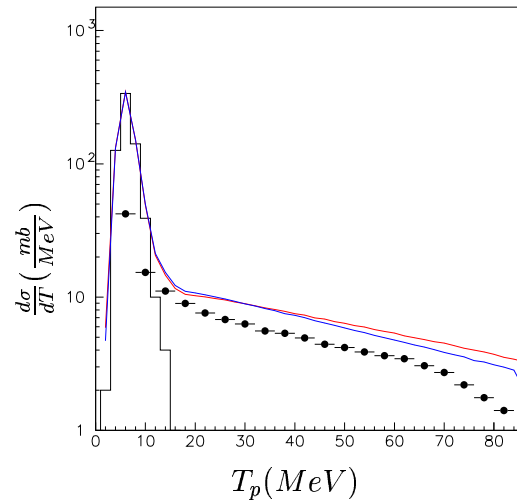
FIG. 4.7 – Distributions en énergie des réactions $Pb(n,Xn)$ et $Fe(n,Xn)$ à $96MeV$ obtenues avec DYWAN. Les résultats expérimentaux sont représentés par les points. Les prédictions données par DYWAN sont représentées par les histogrammes, en bleu celui obtenu sans introduire l'énergie de symétrie (terme d'isospin) et en rouge celui obtenu en introduisant l'énergie de symétrie. La courbe noire représente la contribution des processus d'évaporation.

Pour évaluer les effets d'isospin dans des réactions (n,Xn) nous avons utilisé une simulation réalisée avec DYWAN en prenant en compte l'énergie de symétrie. La figure 4.7 montre la comparaison entre les section efficaces différentielles en énergie $Pb(n,Xn)$ et $Fe(n,Xn)$ à $96MeV$ obtenues avec cette simulation (en rouge), celles obtenues sans tenir en compte les effets d'isospin (en bleu) et les résultats expérimentaux (points).

Pour la réaction $Pb(n,Xn)$ la section efficace différentielle est modifiée par le terme de symétrie. Dans la région d'énergie comprise entre 50 et $80MeV$ les prédictions données par DYWAN en considérant le terme de symétrie sont très proches des résultats expérimentaux (au même niveau de prédiction que MCNPX). De façon générale l'introduction de l'énergie de symétrie fait monter la section efficace différentielle en la rapprochant des valeurs expérimentales. Pour la réaction $Fe(n,Xn)$, l'introduction du terme d'isospin n'améliore pas les résultats de la simulation. De ce fait, l'introduction de l'énergie de symétrie semble plus important pour les noyaux plus lourds, où la différence entre protons et neutrons est plus marquée.



(a) Pb(n,Xp)



(b) Fe(n,Xp)

FIG. 4.8 – Distributions en énergie $Pb(n,Xp)$ et $Fe(n,Xp)$ à 96MeV obtenues avec DYWAN. Les résultats expérimentaux (référence [11]) sont représentés par les points. Les prédictions données par DYWAN sont représentées par les histogrammes, en bleu celui obtenu sans introduire l'énergie de symétrie (terme d'isospin) et en rouge celui obtenu en introduisant l'énergie de symétrie. La courbe noire représente la contribution des processus d'évaporation uniquement présente dans la réaction $Fe(n,Xp)$.

Dans les réactions $Pb(n,Xp)$ et $Fe(n,Xp)$ à 96MeV (figure 4.8), les sections efficaces différentielles de pré-équilibre ne sont quasiment pas modifiées lorsqu'on introduit le terme d'isospin. Cela paraît indiquer que l'effet de symétrie est uniquement observé si la voie d'entrée (le projectile) et la voie de sortie (la particule émise) ont le même isospin.

Conclusion

La difficulté d'avoir des faisceaux de neutrons mono-cinétiques avec des intensités suffisantes et la problématique associée à la détection des neutrons provoquent un manque de données expérimentales des sections efficaces pour les réactions du type (n, Xn) .

Dans ce travail nous avons mesuré les sections efficaces doublement différentielles de production des neutrons produits dans les réactions induites par des neutrons de 96MeV sur des cibles de fer et de plomb à plusieurs angles. Malgré toutes les difficultés rencontrées pendant les deux expériences effectuées (bruit de fond, mauvais contrôle en ligne des paramètres acquis, etc...) nous avons obtenu pour la première fois dans ce type de réactions des résultats dans tout le domaine en énergie d'émission du neutron, avec une limite inférieure de $1 - 2\text{MeV}$. Cependant l'analyse des données s'est avérée beaucoup plus compliquée que prévu et cela a influencé la qualité de l'ensemble de résultats obtenus.

En intégrant le pic élastique observé dans les sections efficaces doublement différentielles mesurées avec CLODIA&SCANDAL, nous avons obtenu des sections efficaces élastiques comparables à des résultats publiés précédemment et aux modèles théoriques communément utilisés. Cet accord nous donne confiance qu'en à la normalisation des sections efficaces doublement différentielles obtenues avec le même ensemble de détection.

Le recouvrement observé entre la partie basse énergie mesurée avec DECOI&DEMON et la partie haute énergie mesurée avec CLODIA&SCANDAL avec deux méthodes expérimentales différentes nous confirme donc cette confiance malgré les incertitudes liées aux seuils de détection.

En utilisant plusieurs hypothèses nous en avons extrait les distributions angulaires, les distributions en énergie ainsi que les sections efficaces totales de production inélastique.

Nous avons employé les résultats expérimentaux obtenus pour tester le niveau de prédiction des codes MCNPX et GEANT3 pour des réactions du type (n, Xn) . Les valeurs prédites par MCNPX, autant avec GNASH qu'avec INCL4/ABLA, sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales pour la cible de plomb tandis que pour la cible de fer les valeurs expérimentales sont sous-estimées. Par contre le code GEANT3, avec les interfaces FLUKA et GHEISHA, sous-estime fortement et de façon systématique la production de neutrons. De façon plus générale MCNPX est le code qui arrive à reproduire le plus correctement la production des nucléons.

Les résultats obtenus dans ce travail ont été également utilisés pour mettre en évidence les principales caractéristiques du modèle DYWAN dont les premières performances par rapport à l'émission des particules chargées induite par des neutrons ont été déjà testées. Ce travail a servi à mettre en évidence l'importance de l'introduction d'un terme d'isospin dans des réactions du type (n, Xn) où la voie d'entrée est la même que la voie de sortie.

Les résultats présentés dans ce travail pourraient être éventuellement complétés avec la mesure des sections efficaces $U(n, Xn)$ à 96MeV (mesure initialement prévue et non réalisée dû au manque de temps faisceau). Pour accomplir l'objectif de construire une base de données dans le domaine $20 - 200\text{MeV}$ susceptible d'être utilisée dans les codes de transport, des efforts doivent être réalisés pour arriver à décrire de façon correcte la production des neutrons dans des réactions induites par des neutrons. Pour cela des mesures expérimentales doivent être réalisées.

Bibliographie

- [1] S.T. Ai et al., *Rev. Math. Phys.* 7 (1995) 1013
- [2] M. E. Anderson and R.A. Neff, *Nucl. Instr. Meth.* (1972) 231
- [3] L. O. Andersson et al., *Proceedings of EPAC 2004*. Lucerna (Switzerland) (2004)
- [4] R. Balian et al., *Phys. Rep.* 1 (1986) 131
- [5] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* 131 (1963) 1801
- [6] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* 188 (1969) 1711
- [7] F. E. Bertran and R. W. Peele, *Phys. Rev.* C8 (1973) 1045
- [8] BICRON, *www.bicron.com*
- [9] J. Binstock, *Phys. Rev.* C10 (1974) 19
- [10] V. Blideanu, *Thèse*. Université de Caen (2003)
- [11] V. Blideanu et al., *Phys. Rev.* C70 (2004) 014607
- [12] A. Bohr et B. Mottelson, *Théoretical Nuclear Physics*. Tome 1, Benjamin (1969)
- [13] A. Boudar et al., *Phys. Rev.* C66 (2002) 044615
- [14] CEA Direction de l'énergie nucléaire.
Rapport DM2S. SERMA/LCA/RT/02-3149/A (2002)
- [15] R. A. Cecil et al., *Nucl. Instr. Meth.* 161 (1979) 439
- [16] M. B. Chadwick et al.,
Cross Section Evaluations to 150MeV for ADS an Implementation in MCNP.
(1999)
- [17] H. Condé et al., *Nucl. Instr. Meth.* A292 (1990) 121
- [18] I. Daubechies, *Ten Lectures on Wavelets*. Amns providence (1992)
- [19] L. Dresner, *Oak Ridge report ORNL-TM-196* (1962)
- [20] V. P. Eismont et al., *Radiat. Meas.* 25,151 (1995)
- [21] EUROTRANS *EUROpean research program for the TRANSmutation of high level nuclear waste in an accelerator driven system*
Contrat N° : FI6W-CT-2004-516520 (2004)

- [22] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft et P. R. Sala,
Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics.
La Biodola (Italy) (1993)
- [23] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft et P. R. Sala.
INFN/TC_05/11, SLAC-R-773. CERN-2005-10 (2005)
- [24] H. Feshbach, A. Kerman et S. Koonin, *Annals of Physics* (1980) 429
- [25] GEANT *Detector Description and Simulation Tool* CERN Program Library
- [26] GEDEPEON
GEstion des DEchets et Production d'Energie par des Options Nouvelles. (2001)
- [27] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 478
- [28] A. Guertin et al., *Eur. Phys. J.* A23 (2005) 49
- [29] HINDAS *European community contract number FIKW-CT-2000-00031*
- [30] E. L. Hjort et al., *Phys. Rev.* C53 (1996) 237
- [31] B. Höistad et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* A295 (1990) 172
- [32] B. Jouault, F. Sébille et V. de la Mota, *Nucl. Phys.* A628 (1998) 119
- [33] A. R. Junghans et al., *Nucl. Phys.* A629 (1998) 635
- [34] C. Kalbach, *Z. Physik.* A283 (1977) 401
- [35] C. Kalbach, *Phys. Rev.* C23 (1981) 112
- [36] C. Kalbach, *Phys. Rev.* C37 (1988) 2350
- [37] C. Kalbach-Walker, *Users Manual for PRECO-2000.* (2001)
- [38] A. M. Kalend et al., *Phys. Rev.* C28 (1983) 105
- [39] M. Kerveno et al., *Phys. Rev.* C66 (2002) 014601
- [40] J. Klug et al., *Nucl. Instr. Meth.* A489 (2002) 282
- [41] A. J. Koning et J.P. Delaroche, *Nucl. Phys.* A713 (2003) 231
- [42] A. J. Koning et al., *NRG Report 21297/04.62741/P FAI/AK/AK* (2004)
- [43] F. R. Lecolley, *Thèse.* Université de Caen (1996)
- [44] D. G. Madland, *OECD/NEA Spec. Mtg.* Paris (1997) 129
- [45] S. G. Mashnik et V. D. Toneev, *Communication JINR P4-8417* Dubna (1974)
- [46] M. M. Meier et al., *Nucl. Sci. Eng.* 102 (1989) 310
- [47] M. Moszynski et al., *Nucl. Instr. Meth.* A350 (1994) 226
- [48] V. de la Mota et F. Sébille, *Eur. Phys. J.* A12 (2001) 479
- [49] S. Mouatassim, *Thèse.* Université Louis Pasteur de STRASBOURG (1994)
- [50] M. Mouatassim et al., *Nucl. Instr. Meth.* A359 (1995) 530

- [51] H. Moustafa, *Contribution instrumentales au projet DEMON*.
Mémoire, Université Catholique de Louvain (1993)
- [52] NUDATRA, *NUclear DAta for TRAnsmutation*.
- [53] D. B. Pelowitz et al., *MCNPX User's Manual Version 2.5.0*.
Los Alamos National Laboratory (2005)
- [54] S. Pomp et al., *International Conference on Nuclear Data for Science et Technologie*.
Santa Fe (2004)
- [55] R. E. Prael and M. Bozoian, *Los Alamos National Laboratory Report*
LA-UR-88-3238 (1998)
- [56] R. E. Prael and H. Lichtenstein, *Los Alamos National Laboratory Report*
LA-UR-89-3014 (1989)
- [57] J. Rahm et al., *Phys. Rev. C* 63 (2001) 044001-1
- [58] J. Rau et B. Müller, *Phys. Rep.* 1 (1996) 272
- [59] G. L. Salmon et al., *Nucl. Physics.* 21 (1960) 15-20
- [60] F. Sébille, C. Bonilla, V. Blideau et J. F. Lecolley, *Nucl. Phys.* A756 (2005) 229
- [61] *Stopping Power and Range Tables for Protons*.
<http://Physics.nist.gov/PhysRefData>
- [62] J. Thun et al., *Nucl. Instr. Meth.* A478 (2002) 559
- [63] I. Tilquin et al., *Nucl. Instr. Meth.* A365 (1995) 446
- [64] C. Varignon, *Thèse*. Université de Caen (1999)
- [65] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing, *Phys. Rev.* 57 (1940)
- [66] Y. Yariv and Fraenkel, *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2227
- [67] Y. Yariv and Fraenkel, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 488

Table des figures

1.1	La ligne du faisceau	8
1.2	Distribution angulaire de la réaction np à 96 MeV	11
1.3	Schéma de l'ensemble de détection	13
1.4	CLODIA	14
1.5	CLODIA & SCANDAL	17
1.6	DECOI&DEMON	20
2.1	Mesures avec la MultiCible	24
2.2	Signal brut dans un des CsI	27
2.3	Numéro de plans de CLODIA touchés.	29
2.4	Mesure du temps de vol expérimental	30
2.5	Temps de vol	31
2.6	Comparaison spectres symétrisés et non symétrisés	32
2.7	Signal dans le veto	33
2.8	Carte ΔE -E	34
2.9	Calibrage avec la MultiCible.	37
2.10	Calibrage avec CLODIA	38
2.11	Calibrage avec la MultiCible et avec CLODIA	39
2.12	Calibrage à partir du temps de vol	40
2.13	Calibrage à partir du ΔE	42
2.14	Calibrage Expérience (1)	43
2.15	Calibrage Expérience (2)	44
2.16	Perte d'énergie du proton émis	46
2.17	Simulations GEANT3	48
2.18	Soustraction expérimentale de la contribution du carbone.	50
2.19	Efficacité de l'ensemble de détection CLODIA&SCANDAL.	51
2.20	DECOI & DEMON : données obtenues lors de l'expérience(1) avec une cible de plomb à 15°.	52
2.21	DECOI&DEMON : données obtenues lors de l'expérience(2) avec une cible de fer à 15°.	53
2.22	Données obtenues avec la source de Pu-Be.	54
2.23	Résultats obtenus avec la source de Pu-Be	55
2.24	DECOI&DEMON : Spectres de temps de vol.	58

2.25	DECOI&DEMON : Sélection de neutrons de 96 MeV	59
2.26	Efficacité d'un module DEMON.	61
2.27	DECOI&DEMON : Détermination de l'efficacité du dispositif expérimental à partir d'un spectre initial uniformément distribué	62
2.28	Détermination de l'efficacité du dispositif expérimental à partir d'un spectre initial basé sur les résultats expérimentaux	63
3.1	Flux de neutrons	67
3.2	Dimensions du faisceau de neutrons	69
3.3	Obtention de la section efficace élastique $Pb(n, n)$ à 15 degrés et 96MeV .	70
3.4	Section efficace élastique $Pb(n, n)$ à 96MeV	71
3.5	Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 15 degré et 96MeV obtenues avec les différents plans de CLODIA.	73
3.6	Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 15 degrés et 96MeV obtenues pendant les deux expériences réalisées	74
3.7	Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, n)$ à 50 degrés et 96MeV obtenue avec les deux bras	75
3.8	Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 96MeV obtenues en utilisant CLODIA&SCANDAL	76
3.9	Sections efficaces doublement différentielles $Fe(n, Xn)$ à 96MeV obtenues en utilisant CLODIA&SCANDAL	77
3.10	Données avec le SyReP	78
3.11	Données avec le SyReP.	79
3.12	Sections efficaces élastiques $Pb(n, n)$ et $Fe(n, n)$ à 96MeV	80
3.13	Cible de Pb : Spectres de temps de vol et distribution en énergie.	81
3.14	Cible de Fe : Spectres de temps de vol et distribution en énergie.	82
3.15	Sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 96MeV obtenues en utilisant DECOI&DEMON	84
3.16	Sections efficaces doublement différentielles $Fe(n, Xn)$ à 96MeV obtenues en utilisant DECOI&DEMON	85
3.17	Sections efficaces élastiques à 96MeV	87
3.18	Résultats : sections efficaces doublement différentielles $Pb(n, Xn)$ à 96MeV	89
3.19	Résultats : sections efficaces doublement différentielles $Fe(n, Xn)$ à 96MeV	90
3.20	Distributions $Pb(n, Xn)$: séparation des différentes composantes.	92
3.21	Distributions $Fe(n, Xn)$: séparation des différentes composantes.	93
4.1	Distributions d'évaporation	96
4.2	Distributions angulaires pour l'émission de neutrons dans les réactions $Pb(n, Xn)$ et $Fe(n, Xn)$	99
4.3	Distributions en énergie pour l'émission de neutrons dans les réactions $Pb(n, Xn)$ et $Fe(n, Xn)$	101
4.4	Obtention des sections efficaces totales à partir des distributions angulaires	102
4.5	Distributions en énergie obtenues avec MCNPX	105

4.6	Distributions en énergie obtenues avec GEANT3	106
4.7	Distributions en énergie obtenues avec DYWAN pour l'émission de neutrons	109
4.8	Distributions en énergie obtenues avec DYWAN pour l'émission de protons	110

Liste des tableaux

2.1	Distances entre les détecteurs	22
2.2	Configuration de la Multicible	23
2.3	Mesures réalisées avec la MultiCible pendant l'expérience (1)	23
2.4	Configuration CLODIA lors de l'expérience (1)	24
2.5	Mesures réalisées lors de l'expérience (1)	25
2.6	Mesures réalisées avec la MultiCible pendant l'expérience (2)	25
2.7	Mesures réalisées lors de l'expérience (2)	26
2.8	Configuration CLODIA lors de l'expérience (2)	26
2.9	Calibrage des CsI	36
2.10	Mesures réalisées avec DECOI&DEMON	51
3.1	Section efficace élastique $Pb(n, n)$ à 15 degrés et $96MeV$	71
3.2	Sections efficaces élastiques $C(n, n)$ et $Fe(n, n)$ à 15 degrés et $96MeV$. . .	72
3.3	Sections efficaces élastiques	86
3.4	Sommaire des différents regroupements effectués pour obtenir les sections efficaces doublement différentielles dans tout le domaine d'énergie mesuré. .	88
4.1	Valeurs obtenues de la section efficace angulaire d'évaporation, de la température apparente T_A et du paramètre de densité a en utilisant la théorie d'évaporation de Weisskopf	97
4.2	Distributions angulaires de pré-équilibre	98
4.3	Sections efficaces totales de production inélastique	103
4.4	Sections efficaces totales de production inélastique de neutrons obtenues à partir de MNCPX et GEANT3.	107

Mesure des Sections Efficaces (n,Xn) à 96 MeV

Les réactions induites par des nucléons dans le domaine d'énergie entre 20-200 MeV font depuis longtemps l'objet d'études intensives. Les processus d'évaporation et de pré-équilibre dans ces réactions ont une contribution importante à la section efficace de production. Plusieurs approches théoriques ont été proposées afin de l'expliquer et leur pouvoir prédictif doit être vérifié. Les résultats expérimentaux présentés dans ce travail représentent le seul ensemble complet de mesure pour des réactions du type (n,Xn) dans ce domaine d'énergie.

Réalisées au laboratoire TSL à Uppsala (Suède), les expériences ont eu comme objectif la mesure des sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons dans des réactions induites par des neutrons de 96 MeV sur des cibles de Fe et de Pb, pour la première fois avec un seuil en énergie de 2 MeV et dans un domaine angulaire important (15°-98°). La détection des neutrons a été effectuée en utilisant deux dispositifs expérimentaux indépendants, DECOI&DEMON et CLODIA&SCANDAL, afin de couvrir tout le domaine d'énergie (2-100 MeV). Des sections efficaces doublement différentielles nous avons extrait les distributions angulaires, les distributions en énergie ainsi que les sections efficaces totales de production inélastique.

Les résultats obtenus ont été comparés avec les prédictions données par deux des codes les plus utilisés, GEANT3 et MCNPX, ainsi qu'avec le modèle de simulation microscopique DYWAN choisi pour son originalité dans le traitement des réactions nucléon-noyau.

Mots clés : sections efficaces (physique nucléaire), détection de neutrons, faisceaux de neutrons, réactions nucléaires, codes de simulation.

(n,Xn) Cross Sections Measurements at 96 MeV

Nucleon induced reactions in the 20-200 MeV energy range are intensively studied since a long time. The evaporation and the pre-equilibrium processes correspond to an important contribution of the production cross section in these reactions. Several theoretical approaches have been proposed and their predictions must be tested. The experimental results shown in this work are the only complete set of data for the (n,Xn) reactions in this energy range.

Neutron double differential cross sections measurements using lead and iron targets for an incident neutron beam at 96 MeV were carried out at TSL laboratory, in Uppsala (Sweden). The measurements have been performed for the first time with an energy threshold of 2 MeV and for a wide angular range (15°-98°). Neutrons have been detected using two independent setups, DECOI&DEMON and CLODIA&SCANDAL, in order to cover the whole energy range (2-100 MeV). The angular distributions, the differential cross sections and the total inelastic production cross sections have been calculated using the double differential cross sections.

The comparisons between the experimental data and the predictions given by two of the most popular simulation codes, GEANT3 and MCNPX, have been performed, as well as the comparison with the predictions of the microscopic simulation model DYWAN, selected for its original treatment of nucleon-nucleus reactions.

Key words : cross sections (nuclear physics), neutron detection, neutron beam, nuclear reactions, simulation codes.