



ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA SPALLATION EN CIBLE MINCE

par

**F. BORNE, S. CRESPIN, D. DRAKE, J. FREHAUT, X. LEDOUX
J.P. LOCHARD, E. MARTINEZ, Y. PATIN, E. PETIBON, Ph. PRAS**

CEA/DIF/DPTA/SPN, CEA Bruyères-le-Châtel, France

**P. BOUYER, F. BROCHARD, J.C. DUCHAZEAUBENEIX, J.M. DURAND,
S.I. MEIGO, G. MILLERET, J. THUN, D.M. WHITTAL, W. WLAZLO**

LNS, CEA Saclay, France

A. BOUDARD, R. LEGRAIN, S. LERAY, Y. TERRIEN

CEA/DSM/DAPNIA/SPhN, CEA Saclay, France

**C. LEBRUN, J.F. LECOLLEY, F.R. LECOLLEY,
F. LEFEBVRES, M. LOUVEL, C. VARIGNON**

LPC, ISMRa et Université de Caen, France

S. MENARD

IPN, Orsay, France

L. STUGGE

IReS, Strasbourg, France

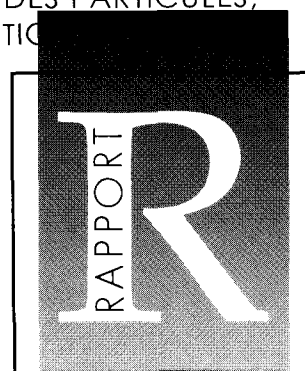
F. HANAPPE

IIM, Bruxelles, Belgique

DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE
CEA / DAM ILE DE FRANCE

ET

DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIÈRE
DÉPARTEMENT D'ASTROPHYSIQUE, DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES,
DE LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE L'INSTRUMENTATION
CEA / SACLAY



DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES
DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

**Please be aware that all of the Missing Pages in this document were
originally blank pages**

RAPPORT CEA-R- 5887 – F. BORNE, S.CRESPIN, D. DRAKE, J. FREHAUT, X. LEDOUX, J.P. LOCHARD, E. MARTINEZ, Y. PATIN, E. PETIBON, Ph. PRAS, P. BOUYER, E. BROCHARD, J.C. DUCHAZEAUBENEIX, J.M. DURAND, S.L MEIGO, G. MILLERET, J. THUN, D.M. WHITTAL, W. WLAZLO, A. BOUDARD, R. LEGRAIN, S.LERAY, Y. TERRIEN, C. LEBRUN, J.F. LECOLLEY, F.R. LECOLLEY, F. LEFEBVRES, M. LOUVEL, C.VARIGNON, S. MENARD, L. STUGGE, J. THUN, F. HANAPPE

« ETUDES EXPERIMENTALES DE LA SPALLATION EN CIBLES MINCES. »

Résumé - Les distributions angulaires des neutrons de spallation induits par des faisceaux de protons (0.8, 1.2 et 1.6 GeV) et de deutrons (0.8 et 1.6 GeV) sur différentes cibles minces ont été mesurées auprès de l'accélérateur SATURNE grâce à deux techniques expérimentales complémentaires : la mesure du temps de vol avec des protons étiquetés pour les neutrons de basse énergie (2-400 MeV) et l'utilisation d'un convertisseur à Hydrogène liquide associé à un spectromètre magnétique à plus haute énergie ($E \geq 200$ MeV). Les résultats expérimentaux sont analysés, interprétés et comparés aux prévisions théoriques obtenus avec le système de codes TIERCE incluant les cascades intranucléaires de BERTINI et CUGNON.

2000- Commissariat à l'Energie Atomique – France

RAPPORT CEA-R- 5887 – F. BORNE, S.CRESPIN, D. DRAKE, J. FREHAUT, X. LEDOUX, J.P. LOCHARD, E. MARTINEZ, Y. PATIN, E. PETIBON, Ph. PRAS, P. BOUYER, E. BROCHARD, J.C. DUCHAZEAUBENEIX, J.M. DURAND, S.L MEIGO, G. MILLERET, J. THUN, D.M. WHITTAL, W. WLAZLO, A. BOUDARD, R. LEGRAIN, S.LERAY, Y. TERRIEN, C. LEBRUN, J.F. LECOLLEY, F.R. LECOLLEY, F. LEFEBVRES, M. LOUVEL, C.VARIGNON, S. MENARD, L. STUGGE, J. THUN, F. HANAPPE

« EXPERIMENTAL STUDIES OF SPALLATION ON THIN TARGET. »

Summary - Angular distribution of spallation neutrons induced by protons (0.8, 1.2 et 1.6 GeV) and deuterons (0.8 et 1.6 GeV beams on various thin targets have been measured at SATURNE (CEA Saclay/ France) with two complementary experimental techniques : the time-of-flight measurement with tagged incident protons for low energy neutrons (2-400 MeV) and the use of a hydrogen converter associated are analysed, interpreted and finally compared with theoretical previsions of simulation codes using the TIERCE system including the intranuclear cascade codes of BERTINI and CUGNON.

2000- Commissariat à l'Energie Atomique – France

- Rapport CEA-R-5887 -

CEA/DAM – Ile de France
Direction Ile de France
Département de Physique Théorique et Appliquée
Service Physique Nucléaire

et

CEA Saclay
Direction des Sciences de la Matière
Département d'Astrophysique, de la Physique des Particules,
de la Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée
Service de Physique Nucléaire

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA SPALLATION EN CIBLE MINCE

par

F. BORNE, S. CRESPIIN, D. DRAKE, J. FREHAUT, X. LEDOUX, J.P. LOCHARD,
E. MARTINEZ, Y. PATIN, E. PETIBON, Ph. PRAS
CEA/DIF/DPTA/SPN, Cea Bruyères-le-Châtel, France

P. BOUYER, F. BROCHARD, J.C. DUCHAZEAUBENEIX, J.M. DURAND,
S.I. MEIGO, G. MILLERET, J. THUN, D.M. WHITTAL, W. WLAZLO
LNS, Cea Saclay, France

A. BOUDARD, R. LEGRAIN, S. LERAY, Y. TERRIEN
CEA/DSM/DAPNIA/SPhN, Cea Saclay, France

C. LEBRUN, J.F. LECOLLEY, F.R. LECOLLEY, F. LEFEBVRES, M. LOUVEL, C.VARIGNON
LPC, ISMRa et Université de Caen, France

S. MENARD
IPN, Orsay, France

L. STUGGE
IReS, Strasbourg, France

J. THUN
Université d'Uppsala, Suède

F. HANAPPE
IIM, Bruxelles, Belgique

- Janvier 2000 -

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Les sources de spallation et leurs applications	5
1.2	Etude de la spallation	7
2	Etudes des neutrons de spallation en cibles minces à SATURNE	11
2.1	Programmes expérimentaux	11
2.2	Descriptif des mesures réalisées en cibles minces	11
2.2.1	Objectifs des mesures	11
2.2.2	Méthodes expérimentales	12
2.2.3	Validation des résultats expérimentaux	13
2.3	Simulations	17
2.3.1	Configurations des simulations	17
2.3.2	Résultats expériences/simulations	18
2.3.3	Description de la forme des spectres et des processus physiques associés	19
2.3.4	Interprétation et discussion	30
2.3.5	Résultats des simulations avec des deutons incidents	33
3	Multiplicité de neutrons	35
3.1	Intégrations des distributions angulaires de neutrons	35
3.2	Nombres moyens de neutrons M_n^X émis par réactions	36
3.3	Quantités moyennes d'énergie $E \times M_n^X$ emportées par les neutrons	38
4	Conclusions et perspectives	43
4.1	Bilan des mesures	43
4.2	Perspectives	44
A	Mesure des neutrons de basse énergie	47
B	Mesure des neutrons de haute énergie	51

Chapitre 1

Introduction

L'objectif de ce rapport est de dresser le bilan des mesures de neutrons de spallation en cibles minces réalisées auprès de l'accélérateur National SATURNE entre 1994 et 1998. Ces travaux sont le fruit d'une collaboration entre deux services du CEA (DAM/DPTA/SPN de Bruyères-le-Châtel et DSM/DAPNIA/SPhN de Saclay), des laboratoires de l'IN2P3 (IPN Orsay, LPC Caen et IRES Strasbourg) et l'université de Bruxelles.

1.1 Les sources de spallation et leurs applications

Les études des réactions de spallation ont connu un regain d'intérêt ces dernières années avec l'apparition de plusieurs projets pour des applications très différentes mais nécessitant chacun une source de neutrons de haute intensité. Cette source est composée d'un accélérateur de particules légères (protons ou deutons) de haute énergie (de quelques centaines de MeV à quelques GeV) et d'une cible épaisse composée de matériaux lourds. On peut citer quelques unes des principales applications envisagées et concernant la communauté scientifique française et internationale.

- L'incinération des déchets nucléaires dans des systèmes hybrides.

La gestion des déchets nucléaires, qu'ils proviennent de l'industrie nucléaire civile (pour la plus grande part) ou militaire constitue un défi majeur pour les prochaines années. A titre d'exemple, le parc électronucléaire français produit annuellement 1100 tonnes de combustible irradié contenant 96% d'Uranium, 1% de Plutonium et 3% de produits de fission et d'actinides mineurs. Certains de ces produits sont des corps à vie très longue¹ (plusieurs millions d'années) et posent le problème de la fiabilité d'un stockage profond à très long terme. Le but des systèmes hybrides accélérateur-réacteur est de transmuter les fragments de fission et les actinides mineurs par captures neutroniques en éléments

1. Sont considérés à vie longue, les éléments dont la période dépasse 30 ans.

stables ou de plus courte période. Dans ces ensembles, un faisceau de protons de haute intensité, ayant une énergie de l'ordre du GeV, produit des neutrons par spallation dans une cible. Ces neutrons alimentent ensuite un réacteur sous-critique dans lequel s'effectuent les réactions de transmutation. Différents projets existent en Europe [1], aux USA [2] (ATW, ABC) et au Japon [3](OMEGA). En France, une loi (Loi du 30 Décembre 1991) oblige les pouvoirs publics à réfléchir sur toutes les options possibles pour le retraitement des déchets. Un Groupement de Recherche (CEA, CNRS, EDF, Framatome) GEDEON [4] (GEstion des DEchets par des Options Nouvelles) est chargé de coordonner les recherches sur les options innovantes, en particulier sur les systèmes hybrides. Par ailleurs, trois directions du Commissariat à l'Energie Atomique, la DAM, la DSM et la DRN, élaborent en commun le code SPARTE [4] (SPallation Ralentissement Transport) destiné à la simulation des systèmes hybrides.

- La production d'énergie.

Les systèmes hybrides accélérateur-réacteur permettraient également de produire de l'énergie. Leur sous-criticité est par ailleurs un atout car elle les rend plus sûrs. Ils pourraient constituer une alternative à la filière des réacteurs à uranium grâce à l'utilisation du thorium comme combustible [1, 5-7]. Celui-ci aurait comme avantage d'être plus abondant et générerait moins d'actinides.

- La production de tritium.

Le tritium ayant une durée de vie limitée, il est nécessaire d'en produire régulièrement pour satisfaire aux besoins militaires. Le projet TRISPAL (production de TRitium par SPAllation) a été développé par la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA-DAM) dans le but d'étudier une nouvelle méthode de production de tritium qui pourrait être mise en œuvre après la fermeture des réacteurs CELESTIN au CEA Marcoule. Cette étude prospective est basée sur un ensemble constitué d'un accélérateur, délivrant des protons de 650 MeV avec une intensité de 40 mA, et d'une cible de spallation dans laquelle les neutrons sont produits, ralentis, puis capturés dans un matériau tritigène à base de Lithium ou d'Hélium3. L'équivalent américain de TRISPAL est le projet APT.

- La recherche scientifique.

La production de flux de neutrons bien plus intenses que ceux disponibles auprès des réacteurs conventionnels est recherchée pour des études nouvelles dans des domaines variés de la physique (matériaux, matière condensée...). Le projet SNS [8] (Spallation Neutron Source) vient d'être lancé aux USA. Une importante collaboration européenne s'est engagée dans l'élaboration du projet concurrent ESS [9] (European Spallation Source).

1.2 Etude de la spallation

La spallation est une réaction nucléaire mettant en jeu un noyau cible et une particule légère -le plus souvent, un proton- d'énergie comprise entre plusieurs centaines de MeV et quelques GeV. A de telles énergies la réaction se traduit par une succession de collisions nucléons-nucléons à l'intérieur du noyau cible. Ce dernier, après avoir émis un certain nombre de nucléons très énergétiques, se trouve dans un état excité. Par la suite, il se refroidit en émettant un grand nombre de particules légères (préférentiellement des neutrons) de basse énergie ($E \leq 20$ MeV). Une partie des nucléons, d'énergie suffisante, peut ensuite induire d'autres réactions de spallation avec les noyaux environnants de la cible et ainsi multiplier le nombre de neutrons émis. L'interaction d'un proton de 1 GeV avec un noyau de Pb produit en moyenne 17 neutrons dont 90% sont des neutrons de basse énergie.

La mise au point des sources de spallation -en particulier l'optimisation de la cible- nécessite une connaissance approfondie des réactions de spallation, afin de prévoir avec précision les produits formés et leurs caractéristiques. il faut prédire:

- le nombre de neutrons de spallation produits par proton incident (important pour l'économie du système),
- la distribution en énergie et en angle des neutrons de spallation (nécessaire pour optimiser la géométrie de la cible et estimer les dommages causés aux matériaux de structure),
- la distribution isotopique des résidus de spallation (indispensable pour évaluer la radiotoxicité à long terme des produits transmutés).

Différents modèles ont été développés pour décrire la spallation, le plus souvent en deux étapes successives:

- La première, qui décrit l'interaction du projectile avec un noyau de la cible, est la cascade intra-nucléaire. Il existe différentes modélisations pour cette phase du processus. Les deux modèles étudiés ici (cascades intra-nucléaires de BERTINI [10] et CUGNON [11, 12]), présentent des approches théoriques différentes [13].

- La seconde étape du processus de spallation, décrit la désexcitation du noyau résiduel par évaporation de nombreuses particules légères de faible énergie [14, 15] (neutrons, protons, deutons, tritons, Hélium3, alphas), ou par fission.

Le noyau évacue enfin les quelques MeV d'énergie d'excitation restants (typiquement 7 à 8 MeV pour un noyau de Pb), en émettant une série de rayonnements gammas, jusqu'à ce qu'il atteigne son état fondamental. Le résidu, rarement stable, va alors se désintégrer plus ou moins rapidement pour aboutir à un noyau stable, signant la fin du processus de spallation. Ces modèles sont utilisés pour prédire les interactions au dessus de 20 MeV dans

des codes de transport alors qu'en dessous de 20 MeV le traitement est réalisé à partir de bases de données.

Les différents codes actuellement développés dans le monde sont basés sur les mêmes approches physiques. Au CEA/DAM, le système TIERCE [16] est utilisé pour les études préliminaires du projet TRISPAL. Un système de codes équivalent, LAHET [17], a été mis au point à Los Alamos. Ces deux systèmes font appel aux mêmes codes de base notamment HETC [18] pour la partie haute énergie. Les différences actuelles résultent des modifications et des évolutions réalisées par chaque laboratoire en vue d'améliorer son outil.

Cependant, une intercomparaison de codes, organisée par l'OCDE/AEN [19] en 1994, a permis de tester leurs performances, en comparant les résultats des simulations aux données expérimentales existant dans le domaine des énergies intermédiaires (\simeq GeV). Cette étude a montré le manque de fiabilité de leurs prédictions, entachées d'erreurs de l'ordre de 50%, et la nécessité d'améliorer les modèles utilisés. Les organisateurs ont en particulier insisté sur la quasi-absence de données expérimentales au-dessus de 800 MeV.

La mise au point des modèles ne peut se faire qu'à l'aide d'une panoplie assez large de données expérimentales [20, 21] telles que les distributions en angle et en énergie des particules légères ou fragments qui s'échappent de la cible, les multiplicités de ces particules et la distribution isotopique des résidus de spallation. Deux catégories de mesures sont nécessaires:

- avec des cibles minces, afin de valider la simulation de l'interaction nucléon-noyau,
- avec des cibles épaisses pour différents diamètres et longueurs, pour tester la simulation du transport des particules dans la matière.

Les mesures de distributions angulaires de neutrons et protons sont rares pour des énergies incidentes supérieures à 800 MeV (tableau 1.1). Il faut aussi noter que les résultats expérimentaux disponibles, ne sont pas toujours fiables.

Un effort important a été consacré ces dernières années par le CEA en collaboration avec divers laboratoires français et étrangers afin d'acquérir une base de données expérimentales variées pour assurer une validation optimale des codes. Des mesures différentielles, en angle et en énergie, de la production de neutrons dans des cibles minces [39, 40] et épaisses [41] de différentes natures ont été réalisées par une collaboration CEA/DAM, CEA/DSM et CNRS/IN2P3. Des mesures de résiduels de spallation sur cibles minces et épaisses [42] et des mesures intégrales de production de neutrons dans des cibles épaisses [43] sont le fruit d'une collaboration entre le CEA/DAM et le LANL. Nous présentons ici l'ensemble des mesures de production de neutrons de spallation en cibles minces.

$E_{p_{inc}}$ (MeV)	Angle	Cible	Epaisseur	Réf.
113	7.5°, 30°, 60°, 150°	<i>Be, C, O, Al, Fe, W, Pb, U</i>	≈ g/cm ²	[22]
143	0°	Li, Be, C, Al, Cu, Pb, U	≈ g/cm ²	[23]
256	7.5°, 30°, 60°, 150° 7.5°, 30°, 60°, 120°, 150°	Be, C, O, Al, Fe, U Li, Al, Zr, Pb	≈ g/cm ² ≈ 0.1 g/cm ²	[24] [25], [26]
318	7.5°, 30°	Pb, U	≈ g/cm ²	[27]
392	12°, 16°, 20°, 24°, 28°	C, Ca, Pb	≈ g/cm ²	[28], [29]
450	10°, 20°, 30°, 45°	Be, C, Al, Cu, Co, Pb, Bi	≈ 0.1 g/cm ²	[30]
495	9°, 14°, 18°, 20°, 22°	C	≈ 0.1 g/cm ²	[31]
585	30°, 90°, 150°	<i>C, Al, Fe, Nb, In, Ta, U</i>	≈ g/cm ²	[32]
597	30°, 60°, 120°, 150°	<i>Be, B, C, N, O, Al, Fe, Pb, U</i>	≈ g/cm ²	[33]
647	0°	Be, C, Al	≈ g/cm ²	[34]
795	7.5°, 9°, 12°, 15°, 18°	C, Pb	≈ 0.1 g/cm ²	[31]
800	0° 0° 7.5°, 30° 7.5°, 30°, 60°, 120°, 150° 30°, 60°, 120°, 150° 15°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°	Al, Ti, Cu, W, Pb, U B, C, Al Li, Al, Pb Li, Al, Zr, Pb <i>Be, B, C, N, O, Al, Fe, Cd, W, Pb, U</i> C, Al, Fe, In, Pb	≈ g/cm ² ≈ g/cm ² ≈ g/cm ² ≈ 0.1 g/cm ² ≈ g/cm ² ≈ 20 g/cm ²	[35] [34] [27] [25], [26] [36] [37]
1000	4°, 7.5°, 11.3°	Li, Be, Ca, Cu, Sn, Ta, Pb	–	[38]
1500	15°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°	C, Al, Fe, In, Pb	≈ 20 g/cm ²	[37]
3000	15°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°	C, Al, Fe, In, Pb	≈ 20 g/cm ²	[37]

TAB. 1.1 – Compilation des précédentes mesures de distributions angulaires de neutrons produits dans des réactions induites par des protons sur des cibles minces.

Chapitre 2

Etudes des neutrons de spallation en cibles minces à SATURNE

2.1 Programmes expérimentaux

Le Laboratoire National Saturne, fermé fin 1997, était l'un des rares accélérateurs au monde à pouvoir produire des faisceaux de particules légères (protons, deutons et Hélium3) de haute énergie ($E_{max} \simeq 2.9$ GeV, 1.15 et 1.6 GeV/A respectivement pour les protons, deutons et les Hélium3) et des ions lourds jusqu'au Krypton84 à 400 MeV/A. Un programme expérimental a été lancé auprès de cet accélérateur pour mesurer les distributions angulaires et énergétiques des neutrons produits dans les réactions induites par des protons et des deutons d'énergies comprises entre 0.8 et 1.6 GeV sur des cibles minces et épaisses.

D'autres aspects du processus de spallation ont également été étudiés à SATURNE:

- mesure de distributions de multiplicité de neutrons [44-46],
- étude des résidus de spallation [47, 48],
- mesures de multiplicités moyennes de neutrons produits en cible épaisse [43],
- étude des résidus en différents points d'une cible épaisse [49].

2.2 Descriptif des mesures réalisées en cibles minces

2.2.1 Objectifs des mesures

Ce rapport est un premier bilan du programme expérimental de mesures de distributions angulaires (0° - 160°) de neutrons en cibles minces réalisée entre 1994 et 1997 à Saturne.

Ces mesures ont été effectuées à partir de protons de 0.8, 1.2 et 1.6 GeV et de deutons de 0.8 et 1.6 GeV, sur des cibles minces d'Al, Fe, Zr, W, Pb et Th. Ce programme a débuté par une étude à 0° entre 1994 et 1995 [39] puis a été prolongé de 1995 à 1998 pour mesurer les distributions angulaires complètes.

Le choix des énergies, 1.2 et 1.6 GeV, correspond aux énergies envisagées dans différents projets de sources de spallation. La mesure avec des protons de 800 MeV permet de comparer nos résultats aux données précédemment publiées. Les cibles utilisées ont permis d'explorer le tableau périodique des éléments dans les domaines correspondant aux matériaux de structures (Al, Fe, Zr) ou aux cibles de spallation (W, Pb, Th). Enfin, le choix de deux projectiles tels que le proton et le deuton permet de comparer la production de neutrons induite par deux particules de natures différentes de même énergie totale (1.6 GeV) ou de même énergie par nucléon (0.8 GeV/A).

2.2.2 Méthodes expérimentales

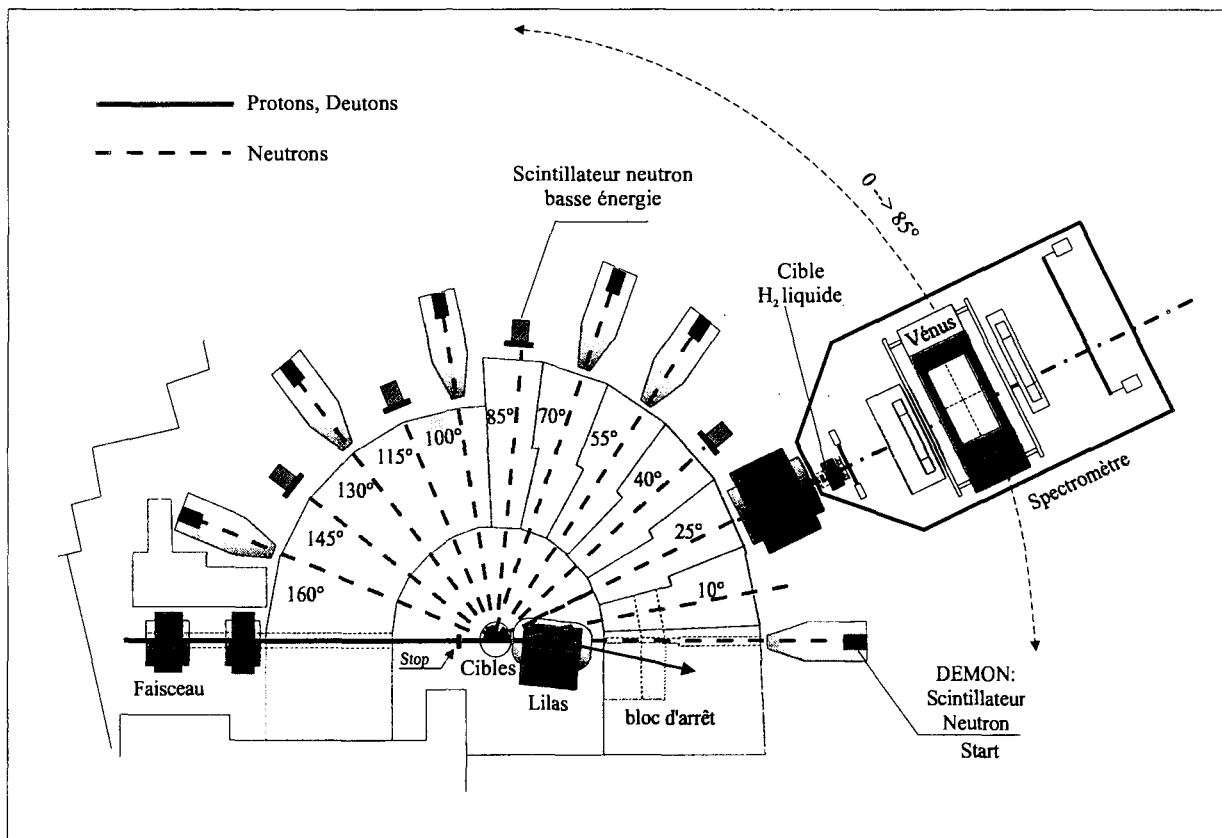


Figure 2.1 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure des distributions angulaires des neutrons de spallation auprès de l'accélérateur national SATURNE (1 cm → 1.7 m).

Les cibles de spallation sont entourées d'un blindage de béton lourd de 2.5 à 3.5 m

d'épaisseur. Douze canaux sont percés dans le mur de béton à hauteur de faisceau, à 0° , puis tous les 15° à partir de 10° permettant de réaliser, simultanément, des mesures à plusieurs angles (cf. figure 2.1). L'aimant LILAS placé en aval de la cible de spallation dévie le faisceau dans un bloc d'arrêt autorisant ainsi des mesures à 0° .

La structure du faisceau délivré par Saturne, ne permettant pas une mesure classique de l'énergie des neutrons par temps de vol, deux autres techniques expérimentales ont été mises au point.

Pour des énergies comprises entre 2 et 400 MeV, la technique consiste à mesurer le temps de vol entre un compteur de neutrons et les protons incidents détectés individuellement par un scintillateur plastique placé devant la cible [40,50] (annexe A). Deux types de détecteurs neutrons sont utilisés pour réaliser ces mesures:

- 6 cellules du multi-détecteur DéMoN [51–53] (**D**étecteur **M**odulaire de **N**eutrons) permettant la mesure des neutrons entre 4 et 400 MeV,
- 4 détecteurs DENSE [54] (**D**étecteur de **N**eutrons **S**uper **E**lastiques) pour mesurer les neutrons d'énergie comprise entre 2 et 14 MeV. Les angles de mesure varient de 0 à 160° .

L'énergie des neutrons de haute énergie ($E \geq 200$ MeV), est mesurée par diffusion sur une cible d'hydrogène liquide et reconstruction de la trajectoire du proton de recul dans un spectromètre magnétique [39,55] (annexe B). Les angles de mesure varient de 0 à 85° .

Les prises de données se sont déroulées en quatre périodes, de l'automne 1994 au printemps 1998 et sont résumées dans le tableau 2.1. Les caractéristiques des cibles minces étudiées sont données dans le tableau 2.2. Si la distribution angulaire complète a été mesurée pour la cible de plomb à 1.2 GeV, pour les autres systèmes, la configuration angulaire retenue est la suivante: $0, 10, 25, 55, 85, 130$ et 160° .

Un tel dispositif expérimental permet la mesure simultanée de 10 angles par la méthode du temps de vol et d'un seul angle pour le spectromètre. Ces mesures ont par conséquent nécessité plus de 1200 heures de faisceau pour obtenir un peu plus de 200 spectres d'énergie.

L'ensemble des spectres mesurés est donné dans la partie 2.3.2 comme base expérimentale de confrontation aux résultats des codes brièvement décrits dans la section 2.3.

2.2.3 Validation des résultats expérimentaux

La validation de nos résultats expérimentaux passe, entre autres, par une confrontation avec des résultats similaires publiés par d'autres laboratoires.

	P 0.8 GeV	P 1.2 GeV	P 1.6 GeV	D 0.8 GeV	D 1.6 GeV
Th		•			
Pb	•	•	•	•	•
W		•			
Zr		•			
Fe	•	•	•		•
Al		•			

TAB. 2.1 – Prises de données. Les points représentent les mesures réalisées.

Cible	Th	nat Pb	nat W	nat Zr	nat Fe	nat Al
Épaisseur en cm ($\phi=3$ cm)	2.0	2.0 et 0.1	1.0	3.0	3.0	3.0

TAB. 2.2 – Épaisseurs des cibles naturelles (cibles cylindriques de diamètre 30 mm), utilisées pour les différentes mesures de distributions en angles et en énergies des neutrons de spallation.

Comparaison à 0° avec les mesures de Bonner et al. [35]

Une étude réalisée au Los Alamos National Laboratory par Bonner et al. [35] a permis de mesurer les distributions d'impulsions des neutrons émis à 0° en bombardant des cibles d'Al, Ti, Cu, W, Pb et U par des protons de 800 MeV. La technique expérimentale est similaire à celle que nous avons utilisée pour mesurer les neutrons de haute énergie ($E \geq 200$ MeV). Ces résultats sont comparés aux spectres obtenus avec des protons de 800 MeV sur des cibles de Pb de 1.2 et 20 mm d'épaisseurs (figure 2.2). Seules les incertitudes statistiques sont représentées. Les incertitudes systématiques sont évaluées à 13,3% pour le spectre de la référence [35] et à 10% pour nos résultats à 800 MeV.

- Cette comparaison (figure 2.2) montre un excellent accord entre les deux mesures à épaisseurs de cible équivalentes que ce soit pour le pic inélastique ($p_{lap} \simeq 1100 \text{ MeV}/c$) ou le pic quasi-élastique ($p_{lap} \simeq 1400 \text{ MeV}/c$). Le rapport des sections efficaces (Bonner/Saturne) intégrées dans différents domaines en énergie fait apparaître un taux de production moyen de neutrons plus faible de 6% pour la mesure de Saturne que pour celle de Bonner et al. [35]. Cette différence est cohérente avec les incertitudes systématiques citées plus haut.
- La mesure des sections efficaces de production de neutrons nécessiterait l'utilisation de cibles très minces, afin de pouvoir mesurer les sections efficaces des neutrons

produits lors des interactions primaires dans la cible. L'intensité de faisceau utilisable étant limité pour la technique de temps de vol (dynamique du photomultiplicateur et mesures des événements fortuits), nous avons dû employer des cibles de quelques centimètres d'épaisseur afin d'assurer des taux de comptage suffisants.

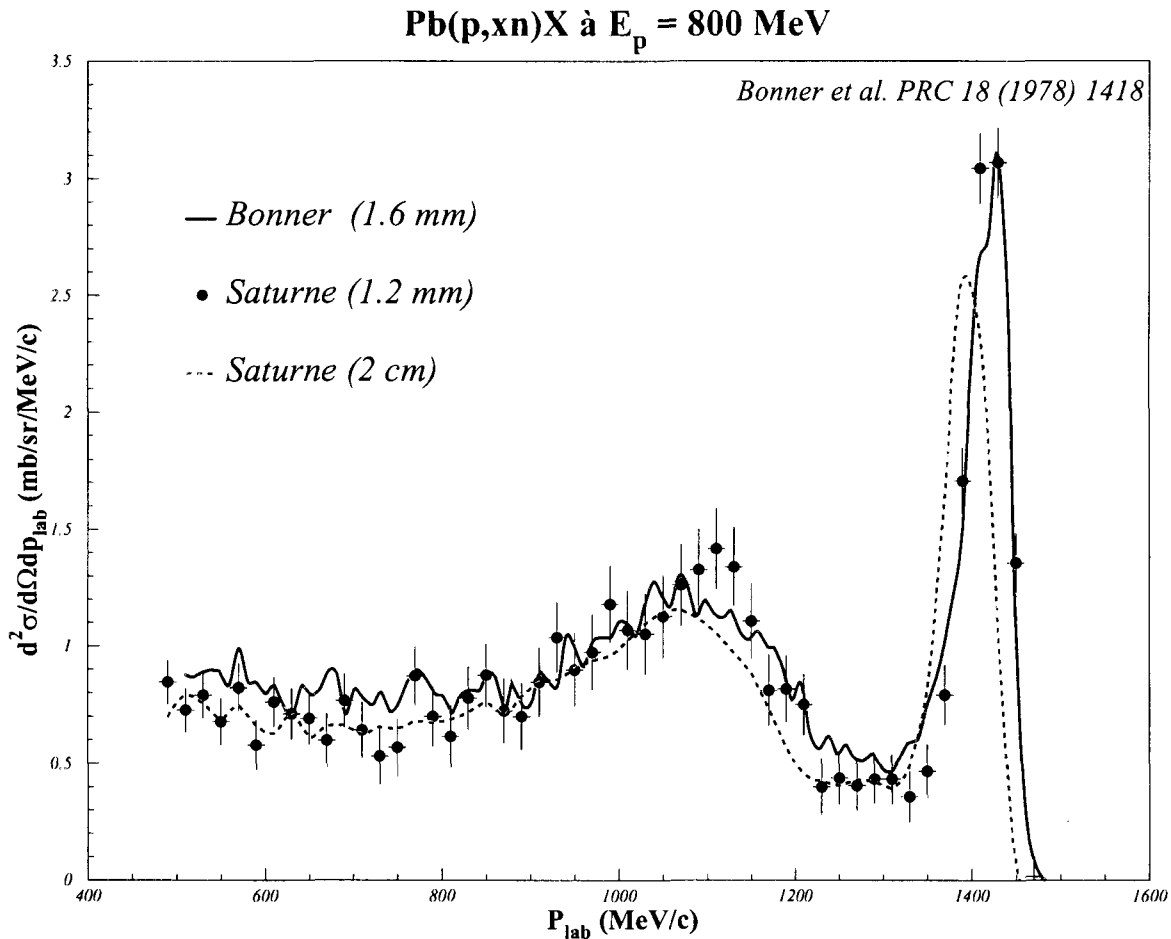


Figure 2.2 – Comparaison des distributions de neutrons à 0° mesurées à 800 MeV sur des cibles de Pb de 1.2 mm (symboles pleins noirs) et 20 mm (trait pointillé vert) avec le résultat de Bonner et al. [35] (trait continu rouge). Pour plus de clarté nous n'avons pas représenté les incertitudes pour la mesure avec la cible de 20 mm. Elles sont du même ordre de grandeur que celles représentées pour la cible de 1.2 mm.

La comparaison des spectres obtenus en augmentant l'épaisseur de la cible (cf. figure 2.2) montre l'effet de ralentissement du projectile dans la cible. Cet effet se traduit par un élargissement et un déplacement vers les basses énergies des pics d'échange de charge et de diffusion inélastique. L'amplitude du pic d'échange de charge est également plus faible, compensée par un élargissement plus accentué.

Comparaison avec les mesures de Amian et al.

Les distributions angulaires mesurées pour des protons de 800 MeV sur une cible de Pb à 25, 55, 130 et 160° sont comparées aux données de Amian et al. [36], obtenues par une technique de temps de vol, à des angles similaires. L'accord entre ces deux mesures est excellent dans toute la gamme en énergie. On constate également un très bon accord entre nos deux techniques expérimentales (temps de vol et spectromètre) dans leur zone de recouvrement en énergie (200 MeV - 400 MeV).

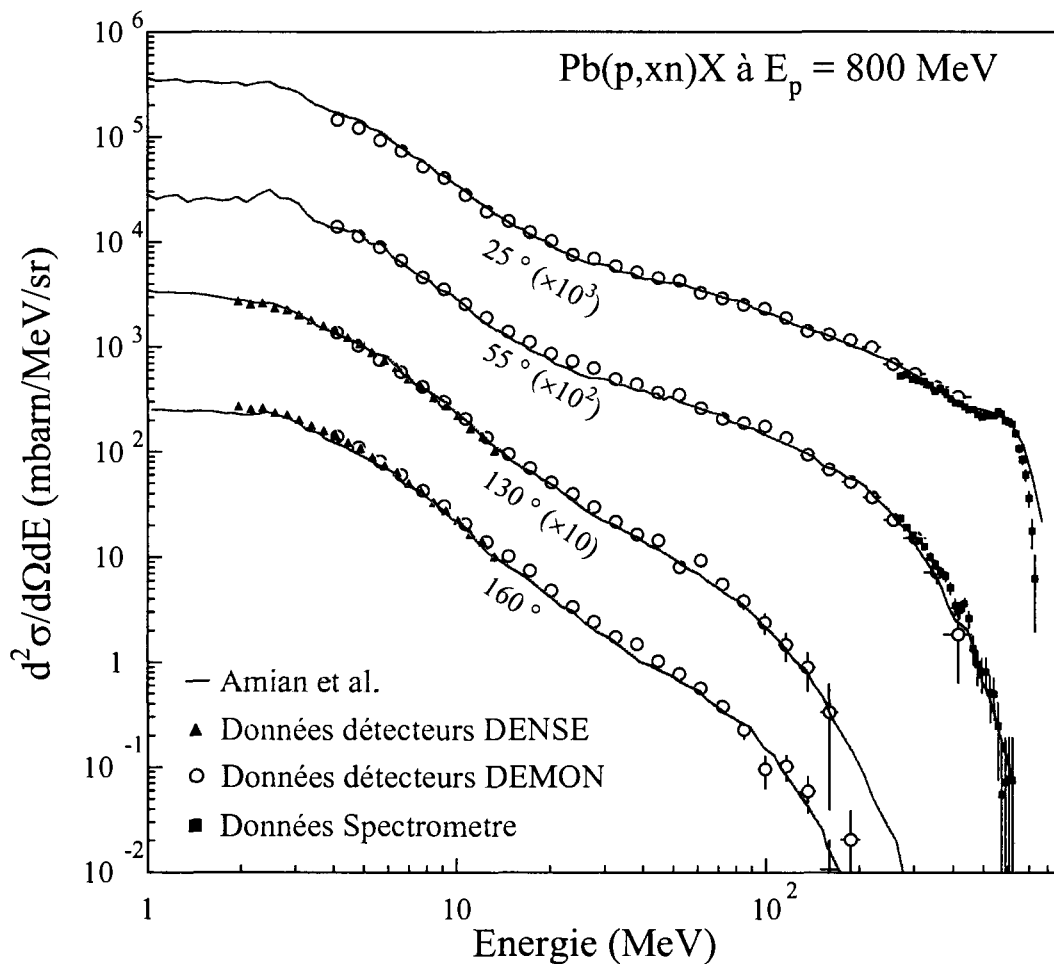


Figure 2.3 – Comparaison des spectres de neutrons pour la réaction $Pb(p, 800 \text{ MeV}, xn)X$ obtenus par nos mesures (symboles vides) avec ceux obtenus par les groupes Amian et al. [36] (trait continu).

L'ensemble de ces comparaisons permet de valider nos deux méthodes expérimentales, les étalonnages des différents détecteurs utilisés et les techniques de normalisation adoptées.

2.3 Simulations

2.3.1 Configurations des simulations

Les simulations sont réalisées avec le système de codes TIERCE [16] (**T**ransport des **I**ons **E**t du **R**ayonnement en **C**ibles **E**paisses) développé à Bruyères-le-Châtel (DPTA/SPN). Il s'articule autour de deux codes principaux:

- le code HETC [18] (**H**igh **E**nergy **T**ransport **C**ode) qui simule par méthode Monte-Carlo l'interaction des hadrons (n , p , π) et des ions légers (d , t , ${}^3\text{He}$, α) avec le noyau et effectue le transport des particules d'énergie comprises entre 20 MeV et 3500 MeV dans une géométrie tri-dimensionnelle. Il permet notamment de calculer les sections efficaces doublement différentielles qui nous intéressent. Lors de la collision du hadron ou de l'ion léger avec un noyau de la cible, deux processus interviennent successivement:
 - la cascade intra-nucléaire,
 - la désexcitation du noyau résiduel de la cascade principalement par évaporation de particules légères ou par fission du noyau.

Dans le cadre du développement des systèmes TIERCE et SPARTE, le DPTA/SPN a apporté différentes améliorations au code HETC, notamment dans le transport et l'évaporation.

Deux codes de cascade intra-nucléaires différents, de BERTINI [10, 56–58] ou de CUGNON [11, 12] peuvent être utilisés. Le code de cascade de CUGNON est une version améliorée [12] du code initial [11] développée au DAPNIA/SPhN en collaboration avec l'auteur. Elle inclut un nouveau paramétrage des sections efficaces NN libres et des sections efficaces $N\Delta$ présentées dans la référence [59].

Le code d'évaporation de DRESNER [60] amélioré au DPTA/SPN (BRCNEW) est utilisé. Il est basé sur le théorie de Weisskopf mais le paramètre de densité de niveau suit le formalisme de Ignatyuk [61] sur la base des données de Baba [62] et non selon une simple loi linéaire en $A/8$.

Les résultats de simulation présentés dans la suite ont été obtenus avec la version 25 du code HETC (HETC_mcnp_25.S) avec la cascade de BERTINI et celle de J.CUGNON.

- le code MCNP [63] (**M**onte-**C**arlo code for **N**eutron and **P**hoton transport) est couplé au code HETC pour effectuer le transport des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, des photons et des électrons. Le domaine en énergie des neutrons varie de 10^{-11} à 20 MeV et celui des photons et des électrons de 10^{-3} à 1000 MeV. La version 4a du code MCNP a été utilisée.

Pour toutes les simulations, la cible est une reproduction fidèle de celle utilisée expérimentalement soit un cylindre dont la section transversale est normale aux particules incidentes et de rayon et d'épaisseur identiques. Les effets de ralentissement des projectiles et de l'absorption des neutrons dans la cible sont également pris en compte.

Pour ne pas être limité par des temps de calcul prohibitifs¹ les domaines angulaires suivants ont été définis $[0, 5^\circ]$ et $[\theta - 2.5, \theta + 2.5^\circ]$, θ variant de 10 à 160° par pas de 15° . Les ouvertures angulaires expérimentales sont, elles, inférieures à 1 degré.

Les tranches d'énergie des spectres calculés sont obtenus selon un découpage en léthargie².

Toutes les simulations réalisées procèdent en deux étapes. Dans un premier temps, HETC simule l'interaction des particules incidentes avec les noyaux de la cible. Les neutrons issus de ces interactions primaires peuvent s'échapper de la cible ou, à leur tour, initier des collisions secondaires. Le transport des neutrons de haute énergie ($E \geq 20$ MeV) est pris en charge par HETC. Dans un deuxième temps, MCNP simule le transport des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV issus du code HETC.

Signalons enfin que la résolution en énergie des mesures n'est pas prise en compte dans les simulations.

2.3.2 Résultats expériences/simulations

Nous présentons l'ensemble des distributions angulaires expérimentales, réalisées à SATURNE avec des protons incidents, comparées aux résultats obtenus avec le système de code TIERCE pour les deux cascades intra-nucléaires. Ces confrontations sont données pour des protons incidents de 0.8 , 1.2 et 1.6 GeV sur des cibles de Pb et de Fe (figures 2.4

1. A statistique équivalente, les calculs (machine identique) avec le code de CUGNON demandent en moyenne 10 fois plus de temps que ceux réalisés avec la cascade de BERTINI. Par exemple, une simulation pour 10^6 protons incidents de 1200 MeV sur une cible de Pb de 2 cm demande 88 heures avec la cascade de CUGNON en mode interactions forcées, contre 9 heures pour BERTINI (calculs réalisés sur station SUN ULTRA).

2. L'unité de léthargie est définie par une constante égale au logarithme du rapport des bornes de chaque groupe en énergie $[E_i, E_{i+1}]$, soit:

$$\ln \frac{E_{i+1}}{E_i} = Cte$$

Pour découper l'intervalle $[E_1, E_m]$ en $m-1$ groupes de léthargie, la borne E_j est donnée par:

$$\frac{E_j}{E_1} = \left(\frac{E_m}{E_1} \right)^{\frac{j-1}{m-1}}$$

à 2.9) et pour des protons de 1.2 GeV sur des cibles de Th, W, Zr, Fe et Al (figures 2.10 à 2.13) aux angles 0, 10, 25, 55, 85, 130 et 160°. Pour plus de clarté dans les figures, les barres d'erreur ont été volontairement supprimées. **Les courbes présentées sur les figures 2.4 à 2.13 à chaque angle sont décalées d'un facteur 10 par rapport à l'angle précédent, l'angle de référence étant celui à 160°.**

Afin de garantir l'homogénéité des simulations entre la cascade de BERTINI et celle de CUGNON, les résultats de CUGNON ont été renormalisés par rapport aux sections efficaces de réactions évaluées par le modèle de BERTINI³. Les facteurs de correction retenue sont exprimés dans le tableau 2.3. Les sections efficaces de réaction sont données au chapitre 3 3.2.

Energies \ Cibles	Th	Pb	W	Zr	Fe	Al
$E_p = 800$ MeV		0.732			0.626	
$E_p = 1200$ MeV	0.738	0.731	0.724	0.666	0.625	0.540
$E_p = 1600$ MeV		0.730			0.624	

TAB. 2.3 – Facteurs de correction appliqués aux résultats de CUGNON.

2.3.3 Description de la forme des spectres et des processus physiques associés

Pour un angle donné, les spectres mesurés ont une forme similaire quelle que soit l'énergie du projectile et la nature de la cible. Par contre, ils varient fortement en fonction de l'angle d'émission des neutrons (figures 2.4 à 2.13). L'évolution de leur forme très caractéristique nous renseigne sur les processus physiques qui entrent en jeu lors des différentes étapes de la réaction de spallation.

Les neutrons de haute énergie (supérieure à environ 20 MeV) proviennent de la phase de cascade intra-nucléaire caractérisée par un temps de réaction court ($\leq 10^{-22}$ s) et une distribution angulaire piquée vers les angles à l'avant. Les deux pics observés aux plus hautes énergies et aux petits angles, sont associés à des réactions directes au cours desquelles une seule collision Nucléon-Nucléon a eu lieu dans le noyau. Ils signent les processus suivants:

1. Le pic situé à des énergies très voisines de l'énergie du projectile correspond aux réactions quasi-élastiques (pic d'échange de charge). Il est dû aux neutrons produits par réaction d'échange de charge proton-neutron ${}^Z\text{X}(p,n)^{Z+1}\text{X}$ dans le noyau. Ce

3. Les valeurs de σ_R obtenues dans le code de BERTINI sont conformes à une base de données évaluées.

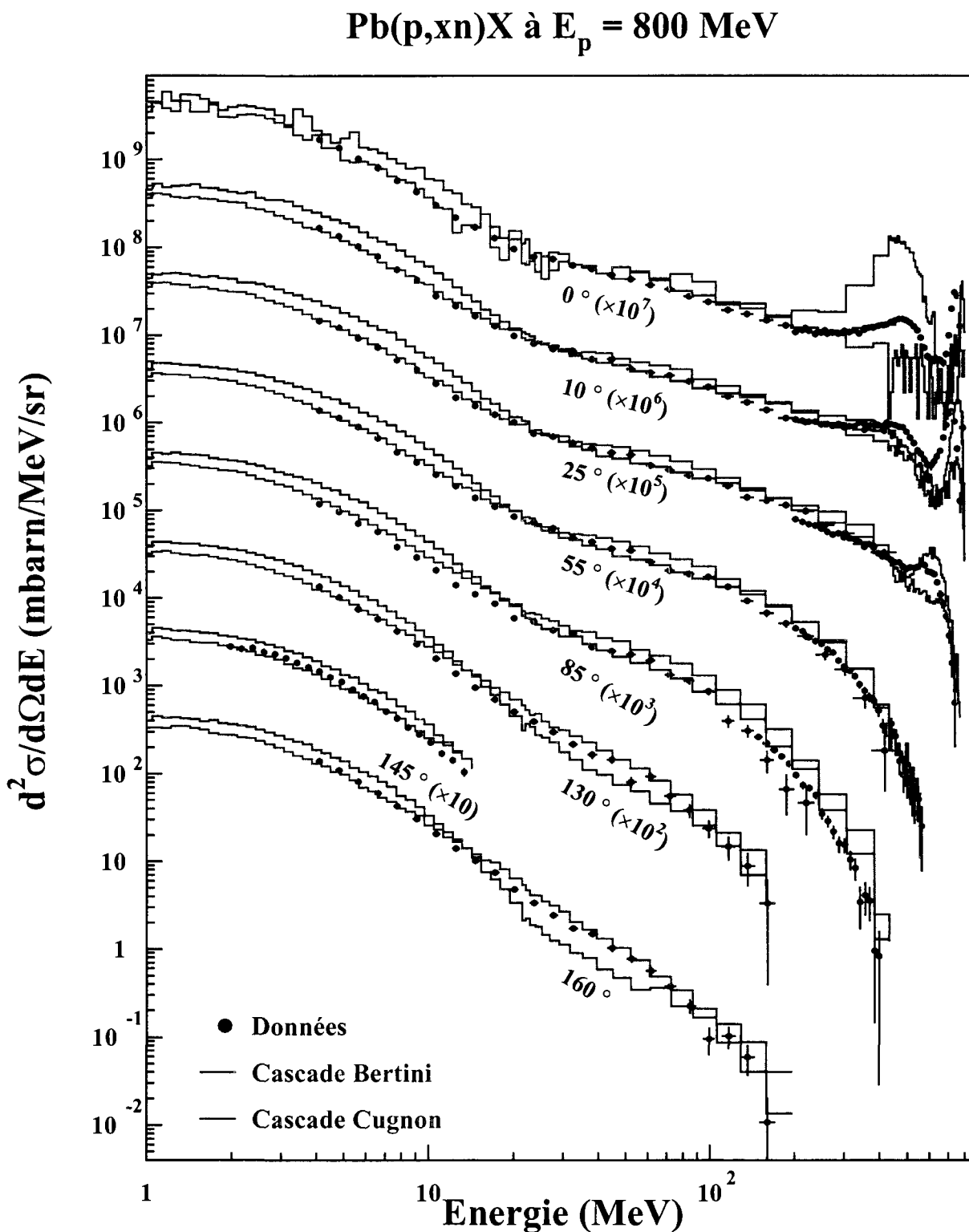


Figure 2.4 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 800 MeV sur une cible de Pb (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

Pb(p,xn)X à $E_p = 1200$ MeV

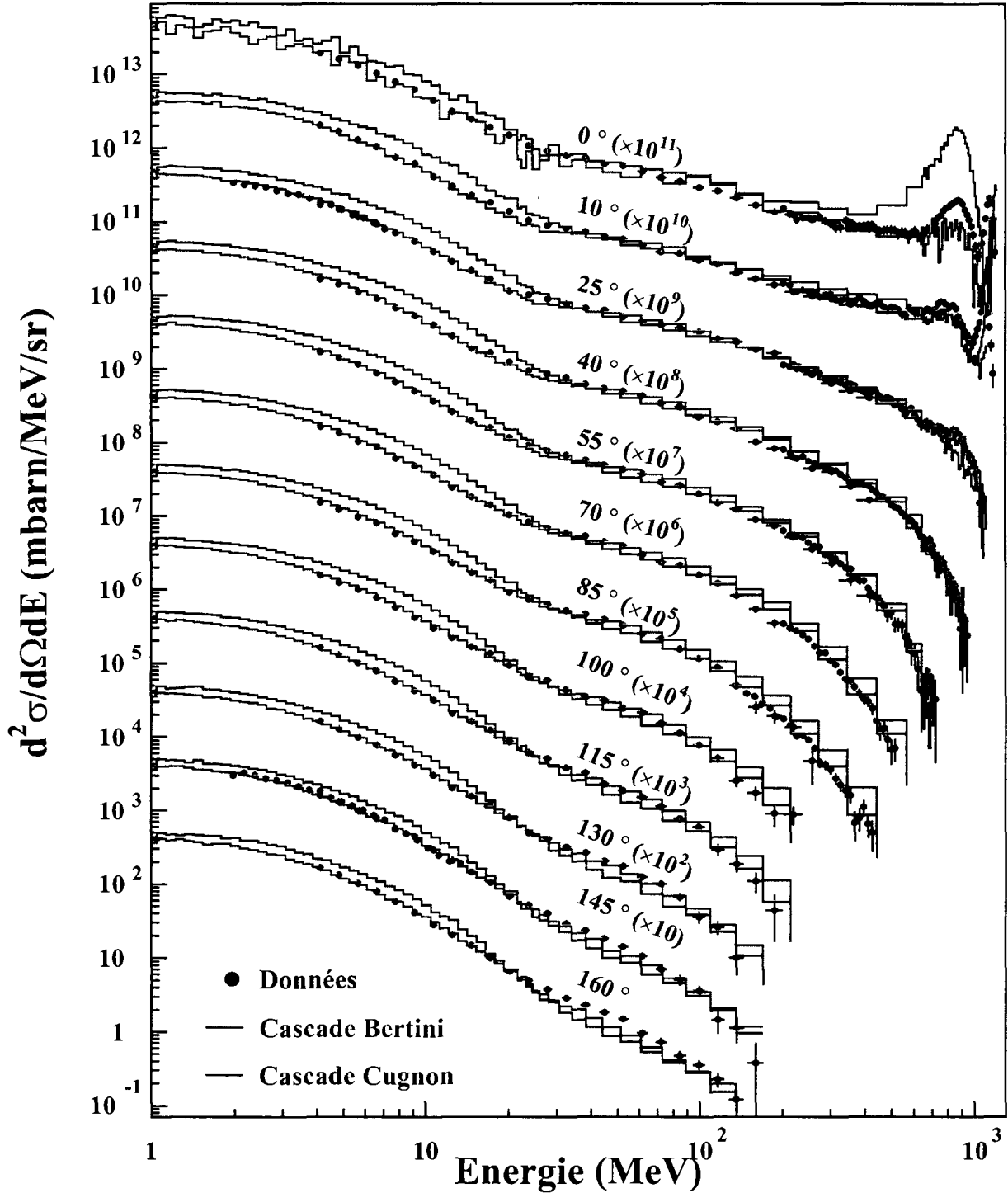


Figure 2.5 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de Pb (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

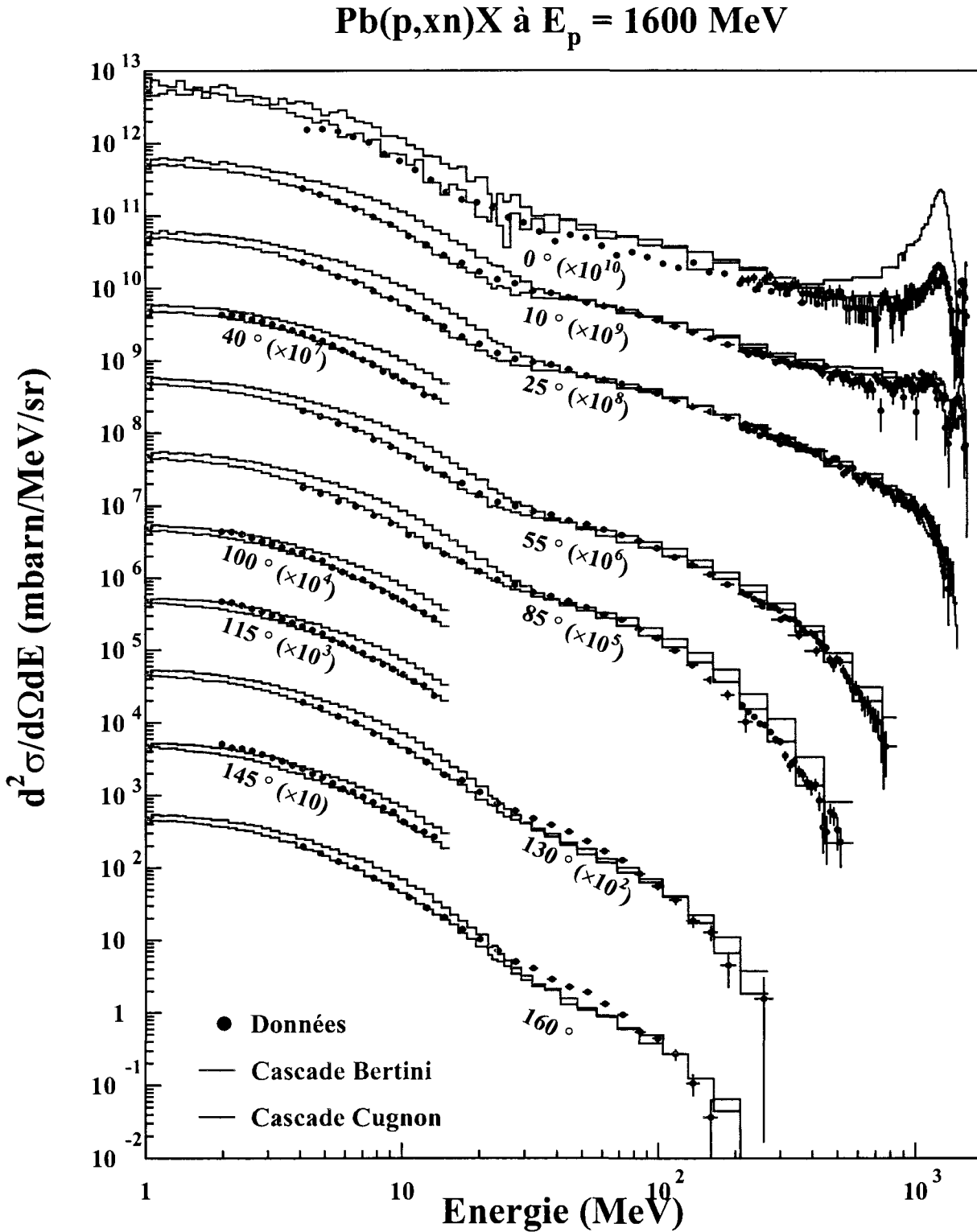


Figure 2.6 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1600 MeV sur une cible de Pb (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

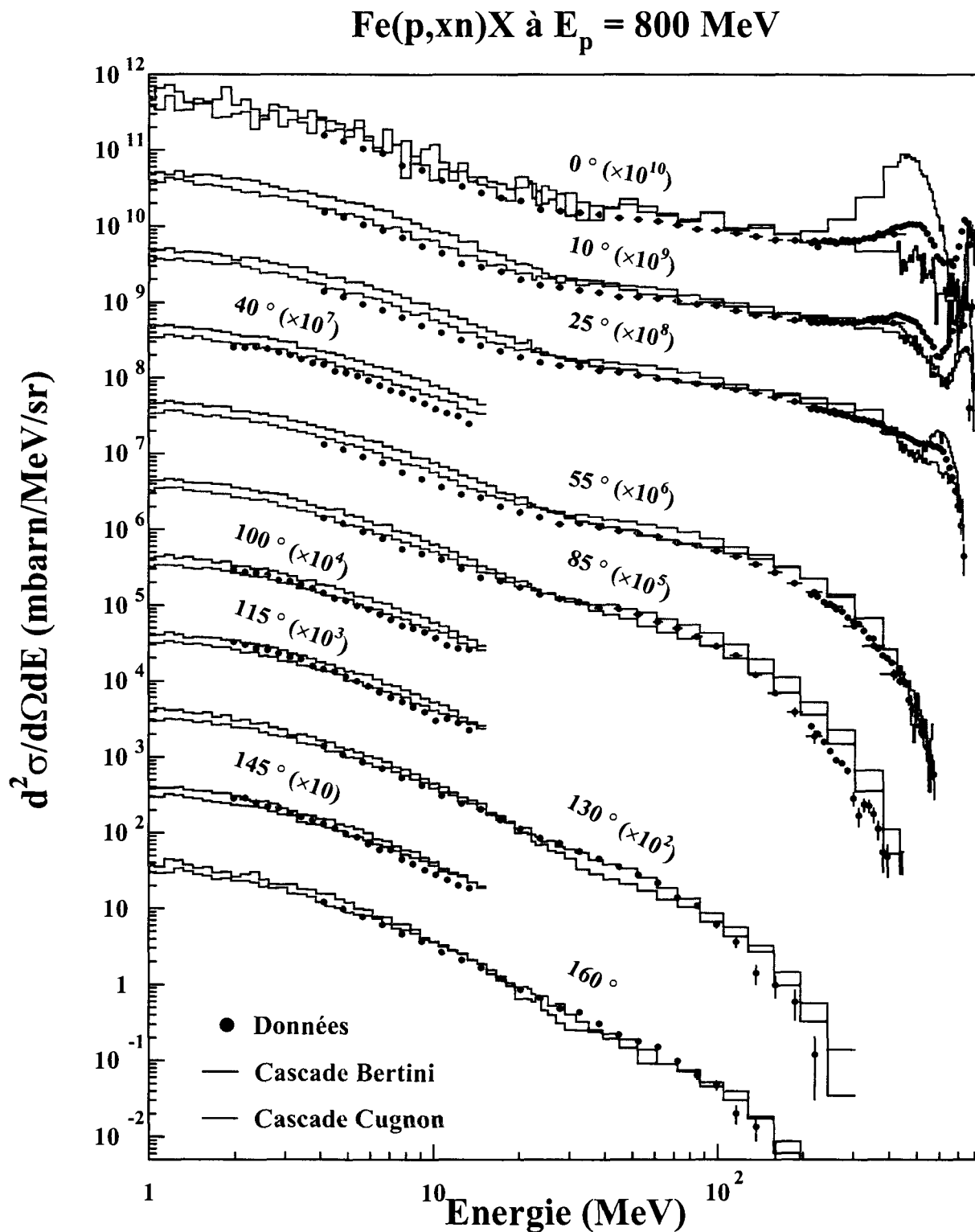


Figure 2.7 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 800 MeV sur une cible de Fe (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

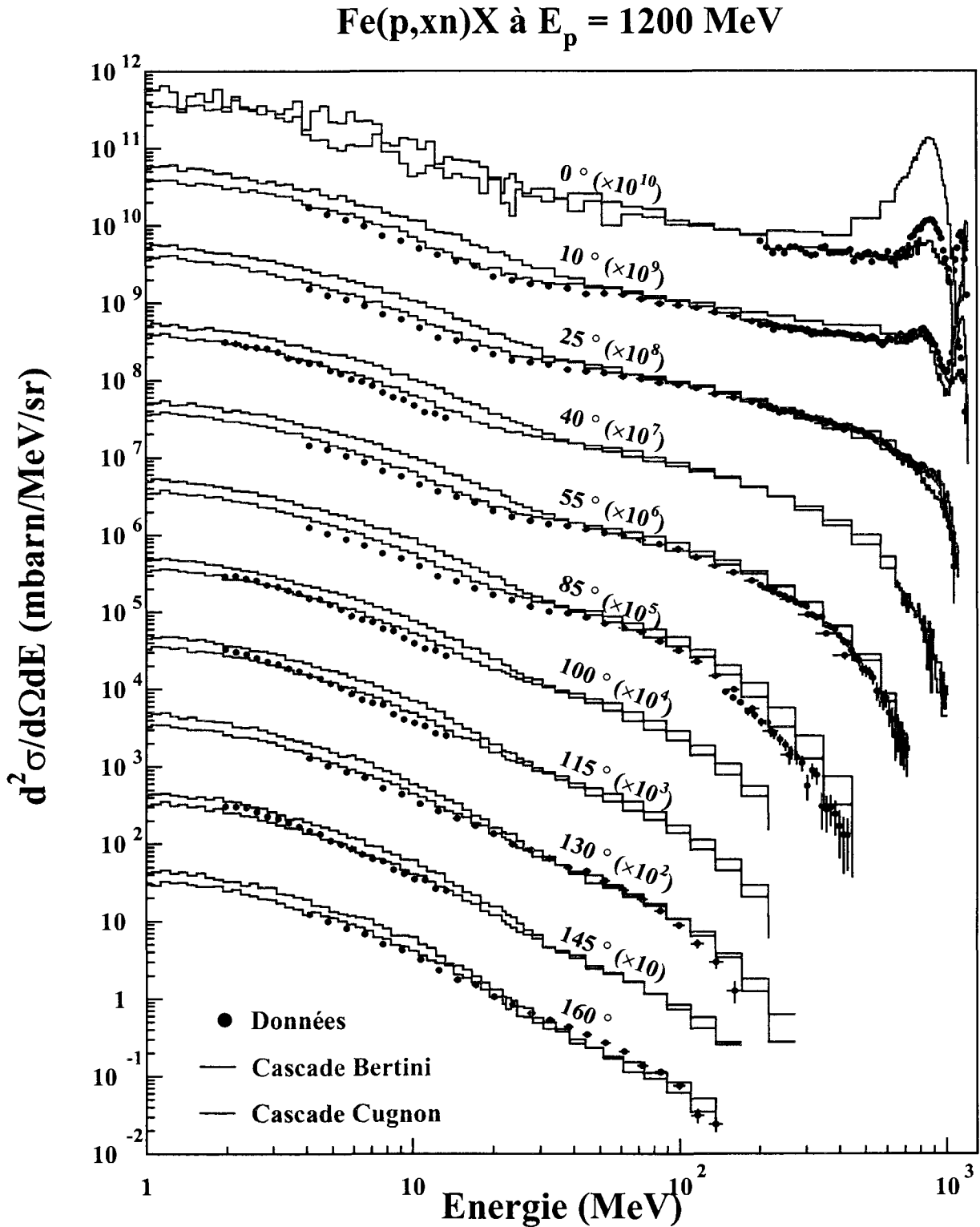


Figure 2.8 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de Fe (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

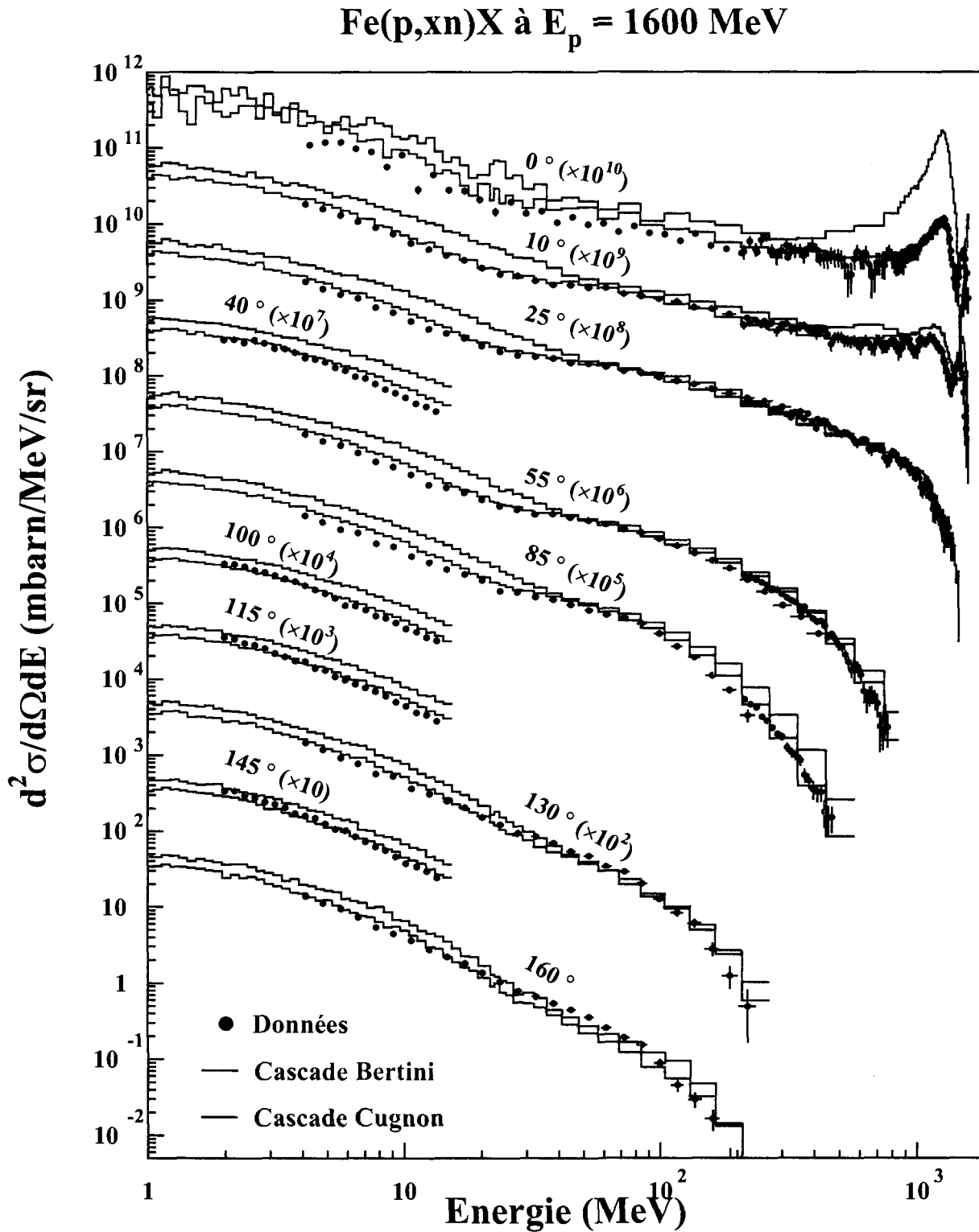


Figure 2.9 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1600 MeV sur une cible de Fe (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

Th(p,xn)X à $E_p = 1200$ MeV

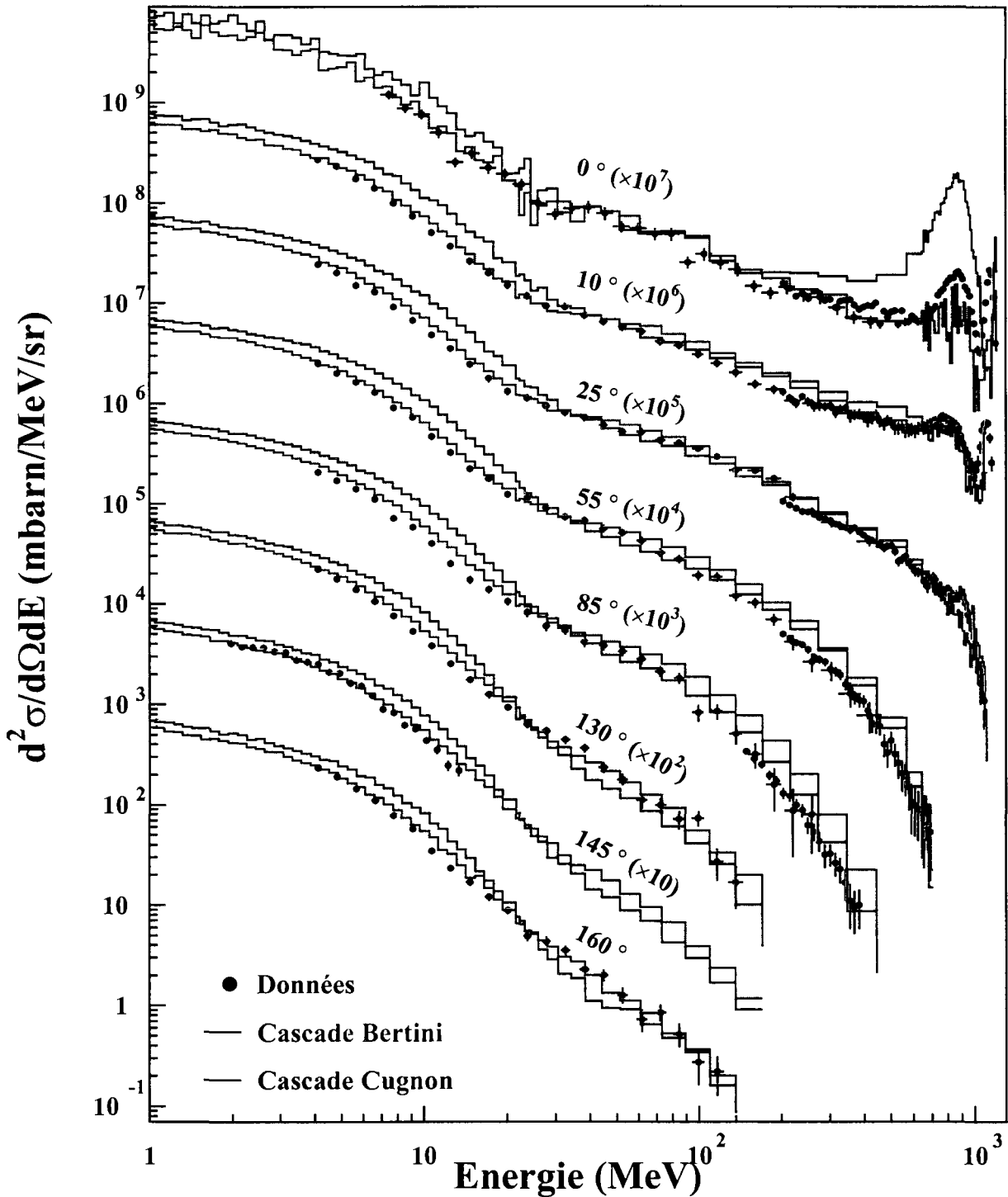


Figure 2.10 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de Th (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

$W(p, xn)X$ à $E_p = 1200$ MeV

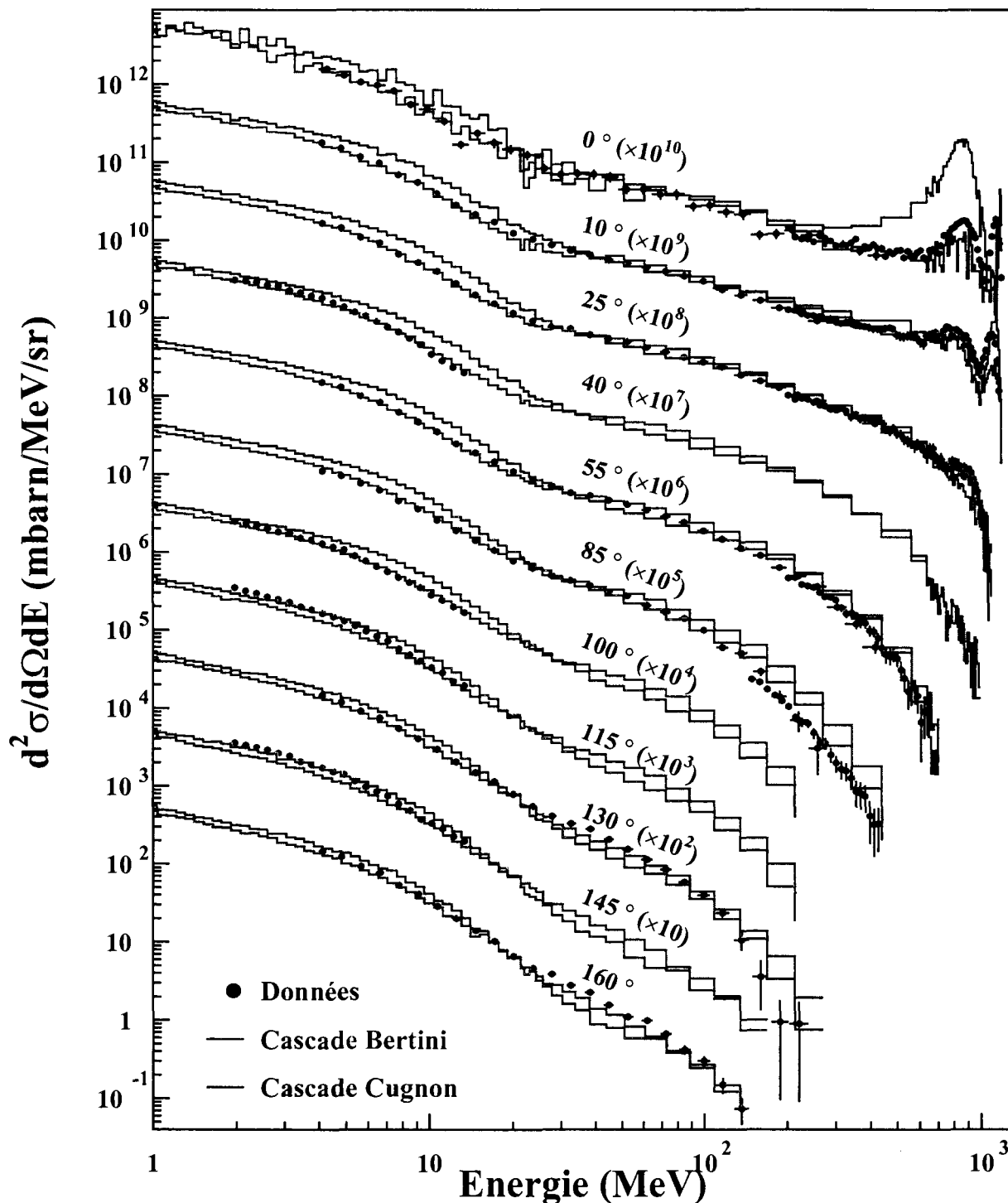


Figure 2.11 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de W (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

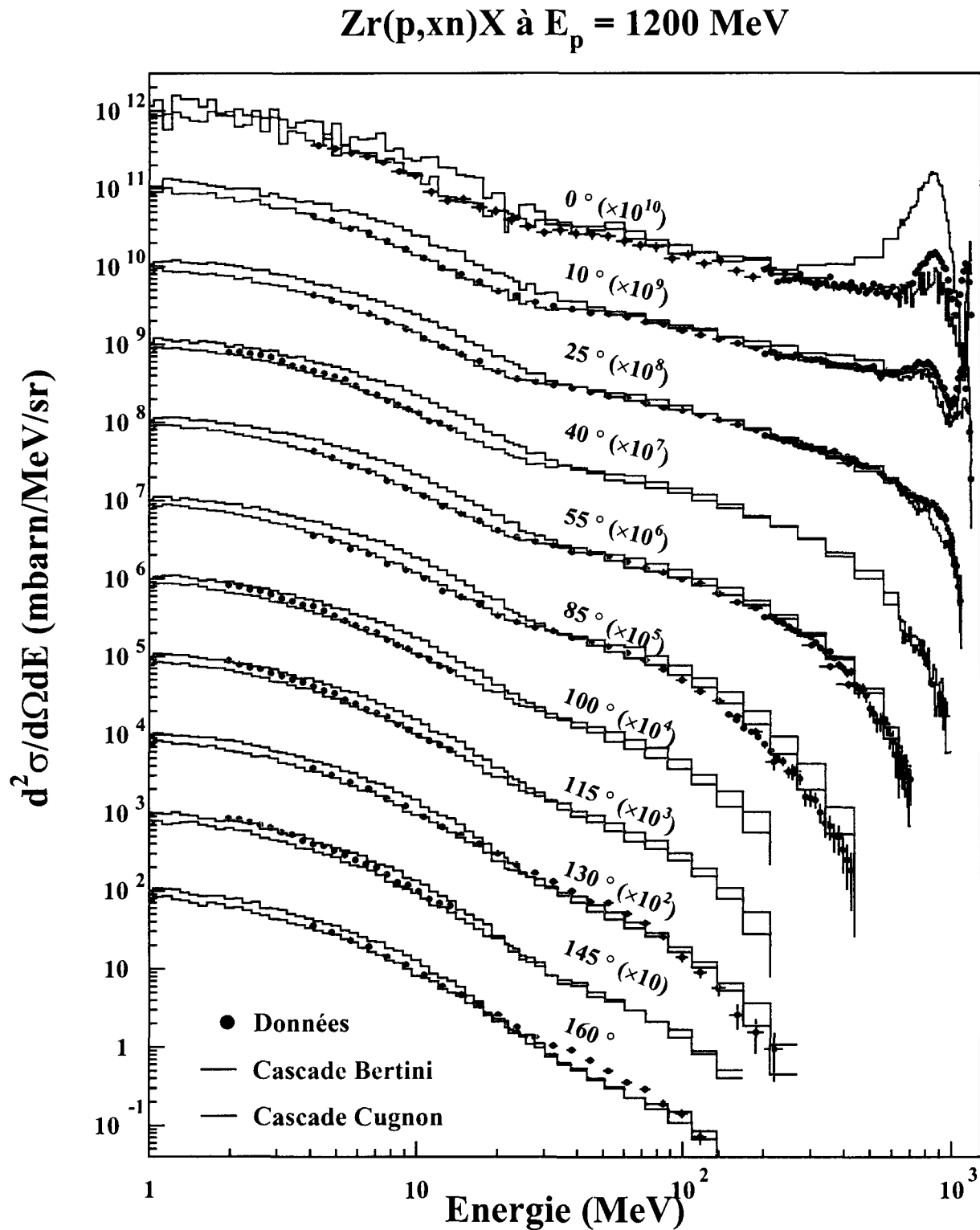


Figure 2.12 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de Zr (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

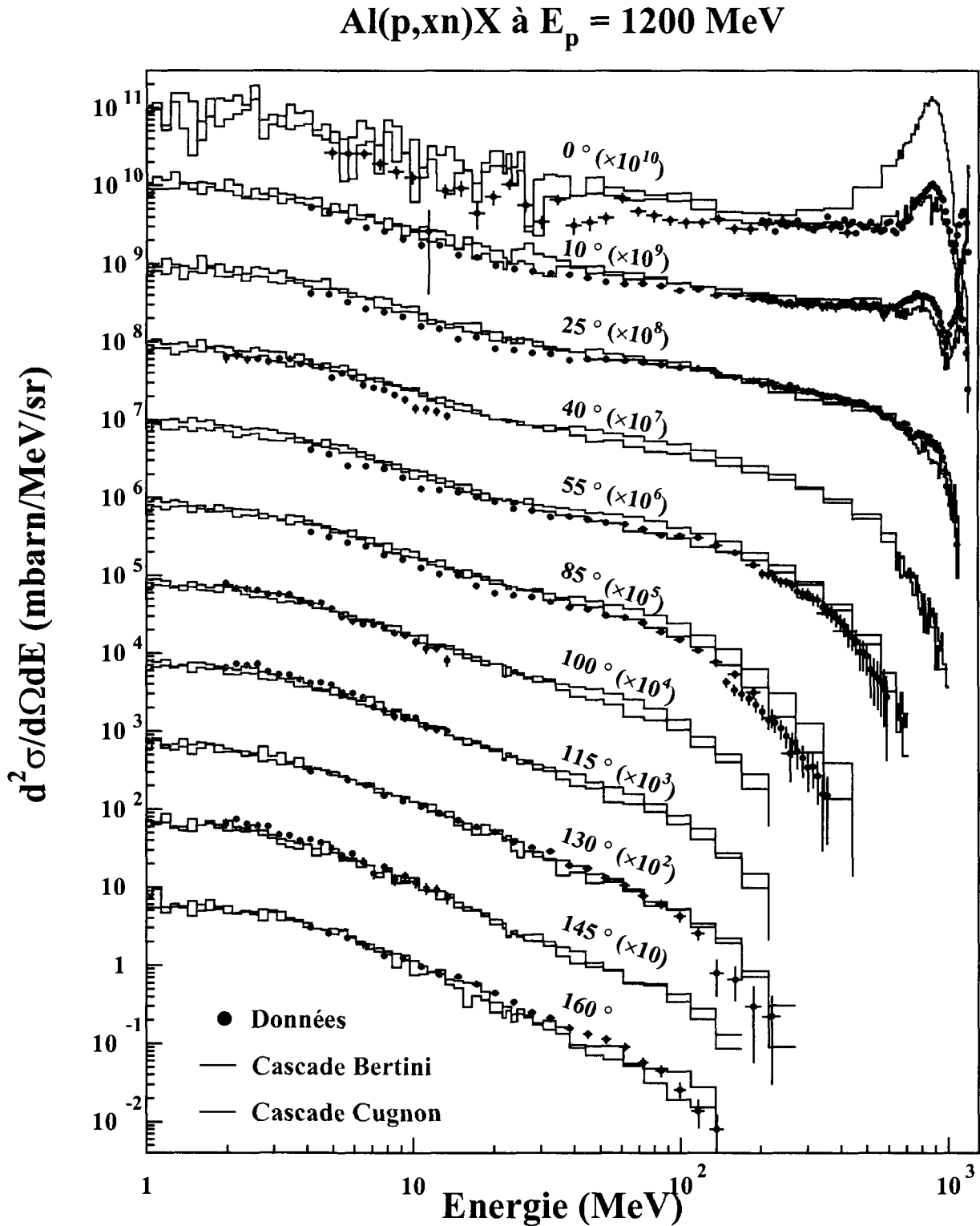


Figure 2.13 – Comparaison des distributions angulaires de neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible de Al (points noirs) avec les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI (traits pleins rouges) et CUGNON (traits pleins bleus).

processus procède via deux types de transitions que la résolution de notre mesure ne permet pas de dissocier (transitions de Fermi et Gamov-Teller).

Ces réactions ont lieu pour des paramètres d'impact assez élevés. Le neutron produit par ce type de réaction, lorsqu'elle se produit à la surface du noyau cible, a une forte probabilité de sortir du noyau sans subir d'interaction supplémentaire du fait de son énergie élevée. Leurs caractéristiques ont été énoncées entre autres par Glauber [64] dans les années 60 et confirmées par Bertsch [65] dans les années 80. Elles sont qualitativement reproduites par les codes de cascade intra-nucléaire bien que ces modèles ne soient pas vraiment adaptés pour la description de ces phénomènes. Une analyse systématique en fonction de la cible en a été faite dans la référence [39]. En ce qui concerne les variations en fonction de l'angle de diffusion, ces processus sont très fortement piqués vers les angles avant comme le montrent les figures 2.4 à 2.13. Au-delà de 40° , le pic quasi-élastique disparaît complètement.

2. La "bosse" observée à l'énergie incidente diminuée de 300 MeV est associée aux neutrons produits par diffusion inélastique du proton incident sur un des nucléons du noyau. Cette diffusion donne lieu à la production d'une résonance Δ selon les processus $p + n \rightarrow n + \Delta^+$ et $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ [25, 34, 66]. La désexcitation de cette résonance se traduit alors par l'émission d'un nucléon et d'un pion. L'énergie du neutron détecté est donc en moyenne l'énergie du projectile diminuée de l'énergie seuil de réaction dans le laboratoire.

Les neutrons de plus basse énergie (inférieure 20 MeV) sont associés à des processus beaucoup plus lents ($\geq 10^{-19}$ s) provenant de la désexcitation du noyau issu de la phase de cascade intra-nucléaire : les collisions Nucléon-Nucléon successives conduisent à la thermalisation du noyau résiduel qui évacue son énergie d'excitation par émission de neutrons, de particules chargées légères et/ou en fissionnant. La forme de la distribution observée aux basses énergies ($E \leq 20$ MeV) est directement issue de ces processus de désexcitation isotropes dans le centre de masse. Pour de telles réactions la vitesse de recul du noyau est faible et par conséquent on observe une quasi-isotropie dans le référentiel du laboratoire.

2.3.4 Interprétation et discussion

Composantes de cascade des codes de BERTINI et CUGNON

L'analyse des figures 2.4 à 2.13 permet de formuler les observations suivantes sur les codes de simulation de cascades intra-nucléaires:

1 - Cascade de BERTINI

La production de neutrons est d'une manière générale nettement surestimée à 0° par le modèle de BERTINI. L'écart s'accroît lorsque la masse atomique de la cible diminue ou

lorsque l'énergie incidente du projectile augmente. Cette évolution en fonction de la masse et de l'énergie, conforme aux résultats de la référence [39], découle du processus de cascade tel qu'il est décrit dans le modèle de BERTINI.

Cet écart, très important à 0° , diminue fortement en fonction de l'angle. Au-delà de 10° les résultats de la cascade de BERTINI reproduisent correctement les données expérimentales. Cette tendance est systématique pour les différentes cibles et énergies incidentes⁴.

La comparaison des prévisions du code de BERTINI avec les spectres mesurés révèle cependant les difficultés du modèle de cascade à reproduire les distributions de neutrons de haute énergie. Les neutrons de plus de 400 MeV sont produits par réaction d'échange de charge ou d'excitation d'une résonance Δ et sortent très rapidement du noyau après un nombre limité de collisions. Les disparités observées mettent donc en évidence les difficultés liées à la modélisation de ces deux processus.

- Pour les neutrons issus du processus d'échange de charge la disparité provient notamment:

- de la façon dont est reproduite la distribution de densité des nucléons au voisinage de la surface. Ce processus se produisant essentiellement à la surface du noyau, une approche plus précise de la densité sous la forme d'une distribution de type Wood-Saxon, à travers un nombre plus important de sphères d'iso-densité, devrait en permettre une meilleure appréhension.
- de la façon de prendre en compte le principe d'exclusion de Pauli. Une collision est interdite lorsqu'un nucléon est produit avec une impulsion inférieure à l'impulsion de Fermi. Une telle méthode ne tient pas compte des effets quantiques et ne reproduit pas correctement les interactions NN à la surface du noyau. Une description plus réaliste, incluant un facteur de blocage de Pauli, est proposée dans la référence [13].

- Pour les neutrons issus du processus d'excitation d'une résonance Δ , la différence excessive constatée à 0° provient principalement du modèle décrivant la distribution angulaire associée à la production du Δ . Celui-ci est isotrope à 50%, le reste étant réparti à 25% vers l'avant et à 25% vers l'arrière. Cette faiblesse du modèle de BERTINI est bien identifiée [67] et localisée à 0° dans le laboratoire. Malgré ce problème de répartition, la section efficace intégrée sur les angles est correcte.

Dans le domaine des énergies intermédiaires (20-400 MeV) le formalisme de BERTINI reproduit correctement les processus à plusieurs collisions en fonction de l'angle d'émission des neutrons. Cette concordance est d'une grande importance en cible épaisse pour les

4. Ce modèle utilise les propriétés moyennes de la matière nucléaire pour représenter le noyau et les mécanismes de cascade. Selon ce schéma, lorsque la masse atomique du noyau cible et l'énergie incidente augmentent, le nombre de collisions est grand et les propriétés moyennes deviennent plus représentatives des processus mis en jeu.

réactions secondaires inter-nucléaire. Une sous-estimation du nombre des particules émises à l'avant entraînerait une propagation plus profonde dans la cible au détriment des angles arrières. Le nombre de particules rétro-diffusées est donc affecté avec ce type de modèle.

Le modèle de BERTINI est l'un des premiers codes de cascade intra-nucléaire mis au point il y a plus de trente ans. A cette époque les moyens de calcul étaient limités et pour faire face aux contraintes que cela imposait, notamment en terme de mémoire disponible, le modèle physique a été simplifié. D'autre part, les sections efficaces nucléon-nucléon utilisées dans le code de Bertini sont assez anciennes. Notre connaissance des processus de diffusion élastique et inélastique s'est depuis beaucoup améliorée [12].

Or il est difficile de reconnaître le formalisme physique à travers la programmation Fortran utilisée à l'époque. De ce fait, l'introduction de nouvelles propriétés physiques dans le code est quasiment impossible, de même que l'utilisation de données plus récentes. Cela explique la stratégie adoptée au CEA pour améliorer HETC qui consiste à remplacer le module de cascade complet par d'autres codes plus récents tels que le code de cascade de J.CUGNON dont les résultats sont examinés dans le paragraphe suivant.

2 - Cascade de CUGNON

D'une manière générale, la concordance entre les spectres simulés et ceux mesurés est très bonne. On constate une amélioration par rapport aux calculs de BERTINI, notamment aux angles à l'avant. Il subsiste toutefois certaines disparités importantes qui montrent la nécessité d'améliorer le modèle lui-même.

L'accord modèle-expérience, quel que soit l'angle étudié, se renforce globalement lorsque l'énergie de la particule incidente augmente. A haute énergie, la forme du pic d'échange de charge à 0° est très différente des résultats expérimentaux. Cette différence est principalement due à la résolution de la mesure, qui élargit la forme du pic mesuré, ainsi qu'à la simulation du transport des neutrons dans la cible. Pour être parfaitement comparables aux mesures, les spectres théoriques devraient être convolués par une fonction caractérisant la résolution de la mesure ($\Delta p/p=3\%$). Les écarts modèle-expérience diminuent lorsque l'angle d'émission augmente. Cela s'explique par les difficultés rencontrées pour reproduire, à partir des modèles proposés, le processus d'échange de charge à 0°

Le code de cascade de CUGNON sous-estime la composante associée à la production d'une résonance Δ pour les masses élevées. L'écart diminue lorsque l'énergie incidente augmente. En revanche pour des cibles de masses atomiques plus faibles, la part des neutrons issus du Δ est très fortement surestimée lorsque l'énergie incidente augmente. La position du pic, quant à elle, est correctement reproduite par la simulation quels que soient l'énergie incidente, la masse de la cible et l'angle d'émission des neutrons. Les surestimations constatées ci-dessus dans la cas de des résonances Δ traduisent la présence d'un nombre trop important de nucléons à la surface du noyau, du fait de la modélisation à bord franc du noyau dans le code de CUGNON. Une description plus réaliste de la surface du noyau

par une distribution de densité plus diffuse permettrait de remédier au problème.

Dans la zone des énergies intermédiaires [$20 \rightarrow (E_{\text{faisceau}} - 400 \text{ MeV})$] les distributions de neutrons obtenues par simulation avec la cascade de CUGNON sont très proches de celles mesurées.

Composante d'évaporation

Les performances du modèle de cascade utilisé ont une incidence sur les distributions de neutrons d'évaporation. L'énergie d'excitation du noyau après la cascade, en particulier, détermine l'importance du processus de désexcitation qui suit. Pour la cascade de BERTINI, il semble que l'énergie d'excitation du noyau résiduel soit trop élevée induisant une surestimation importante (de l'ordre de 40 à 50% pour une cible de Pb) de la partie évaporative ($[0 \rightarrow 20 \text{ MeV}]$) du spectre des neutrons. En revanche les calculs de CUGNON conduisent à des résultats parfaitement cohérents avec les résultats expérimentaux traduisant ainsi une détermination correcte de l'énergie d'excitation. Cette différence peut s'expliquer par le traitement plus réaliste du principe d'exclusion de Pauli dans la cascade de Cugnon que dans celle de Bertini : en effet, dans le modèle de Bertini, toutes les collisions conduisant à des impulsions inférieures à l'impulsion de Fermi sont bloquées, alors que dans celui de Cugnon, on détermine à chaque instant de la réaction l'espace des phases disponible. Comme cela a été montré dans [12], ceci se traduit par une émission plus importante de particules de cascade de basse énergie qui emportent de l'énergie et font donc diminuer l'énergie d'excitation.

2.3.5 Résultats des simulations avec des deutons incidents

Il est montré dans l'étude de la référence [39] que les prévisions de TIERCE reproduisent le profil général des spectres mesurés mais pas les spécificités de l'interaction entre le deuton et le noyau concerné, comme, par exemple, le pic associé au "stripping" du deuton. Cela s'explique par la méthode employée dans le code HETC pour simuler l'interaction entre les particules légères et le noyau.

Le traitement des ions légers (d, t, ^3He , α) procède par décomposition du projectile en nucléons individuels. L'énergie de la particule incidente est répartie entre les différents nucléons qui emportent chacun une énergie moyenne $\langle E \rangle$ égale à :

$$\langle E \rangle = \frac{E_{\text{projectile}}}{A} - B \quad (2.1)$$

$E_{\text{projectile}}$ est l'énergie du projectile, B , l'énergie de séparation d'un nucléon et A , le nombre de masse du projectile.

Chacun des nucléons est alors traité séparément et l'interaction globale est obtenue en faisant la somme des interactions des nucléons individuels. Pour des énergies incidentes par nucléon identiques, les réactions induites par des deutons génèrent deux fois plus de neutrons que celles induites par des protons. On retrouve toutefois, avec TIERCE, les deux composantes caractéristiques de ce type d'interaction (cascade + évaporation).

Etant donné que les deutons ne sont pas pris en compte de manière réaliste dans les codes de simulation nous n'avons pas effectué de calcul. La mise au point d'une nouvelle version du code HETC devrait permettre de pallier ce problème. Les résultats expérimentaux sont présentés dans l'annexe C.

Chapitre 3

Multiplicité de neutrons

La compréhension du processus de spallation et la conception des systèmes envisagés (voir introduction) nécessitent la connaissance de grandeurs globales. Les expériences intégrales par la technique du bain de Sulfate de Manganèse [43] (MnSO_4) ou au moyen de scintillateur dopé au Gadolinium [44–46, 68] permettent de mesurer respectivement la multiplicité de neutrons et la distribution de multiplicité de neutrons de basse énergie. Une intégration des distributions angulaires mesurées donne les multiplicités de neutrons et les quantités moyennes d'énergies cinétiques emportés pour différentes tranches d'énergie, ce qui constitue un résultat inédit.

3.1 Intégrations des distributions angulaires de neutrons

Les nombres moyens de neutrons émis lors du processus de spallation issus de l'expérience et des codes ($M_n^{exp.}$, $M_n^{Cugn.}$ et $M_n^{Bert.}$) sont donnés par l'équation 3.1:

$$M_n^{\mathbf{X}} = \frac{2\pi}{\sigma_R} \int_{E_{inf.}}^{E_{sup.}} \int_0^{180} \left(\frac{d^2\sigma(\theta_{lab})}{d\Omega dE} \right)^{\mathbf{X}} \sin \theta_{lab} d\theta_{lab} dE \quad (3.1)$$

\mathbf{X} représentant l'expérience (exp.) et les résultats des simulations avec les codes de BERTINI (Bert.) et CUGNON (Cugn.), $E_{inf.}$ et $E_{sup.}$ les bornes inférieures et supérieures des intervalles d'énergie et σ_R la section efficace totale de réaction pour la réaction concernée. Les valeurs de sections efficaces de réactions adoptées sont données dans le tableau 3.1.

Les multiplicités expérimentales entre 0 et 4 MeV sont obtenues en extrapolant les mesures sur la forme des résultats du code de BERTINI et en interpolant aux autres angles. On obtient ainsi un parfait accord avec les mesures des détecteurs DENSE entre 2 et 4 MeV lorsqu'elles existent.

Energies \ Cibles	Th	Pb	W	Zr	Fe	Al
$E_p = 800$ MeV		1723			776	
$E_p = 1200$ MeV	1837	1719	1599	1047	777	475
$E_p = 1600$ MeV		1717			774	

TAB. 3.1 – Sections efficaces de réactions σ_R (mbarn) utilisées pour les calculs intégrés.

Les quantités moyennes d'énergie emportées par les neutrons $E \times M_n^{exp.}$, $E \times M_n^{Cugn.}$ et $E \times M_n^{Bert.}$ (cf. équation 3.2) sont extraites de la même manière.

$$E \times M_n^X = \frac{2\pi}{\sigma_R} \int_{E_{inf.}}^{E_{sup.}} \int_0^{180} \left(\frac{d^2\sigma(\theta_{lab})}{d\Omega dE} \right)^X \sin \theta_{lab} d\theta_{lab} E dE \quad (3.2)$$

Les résultats sont rassemblés dans le tableau 3.2.

3.2 Nombres moyens de neutrons M_n^X émis par réactions

Les multiplicités neutroniques moyennes M_n^X sont représentées sur la figure 3.1 en fonction du numéro atomique de la cible et de l'énergie incidente. Plusieurs constatations peuvent être faites:

- M_n^X augmente proportionnellement au A de la cible,
- M_n^X augmente proportionnellement à l'énergie incidente,
- l'accord expérience/CUGNON est très bon,
- le code de BERTINI surestime très nettement l'expérience.

Une analyse détaillée du tableau 3.2 dans différentes gammes d'énergie permet d'associer cette surestimation à la partie basse énergie du spectre ($[0, 20]$ MeV). Cette disparité s'explique par une valeur de l'énergie d'excitation calculée trop importante. Dans la partie $[20, E_{incidente}]$ MeV les résultats de simulation sont très proches des résultats expérimentaux (écarts $\leq 10\%$).

L'ajustement des multiplicités moyennes entre 0 et l'énergie incidente permet d'obtenir les lois de variation suivantes en fonction de la masse de la cible et de l'énergie incidente:

$$M_n^{exp.} = (4.5 \cdot 10^{-5} A - 1.7 \cdot 10^{-3}) E_{incidente} + (2.0 \cdot 10^{-2} A - 2.35)$$

Multiplicités totales

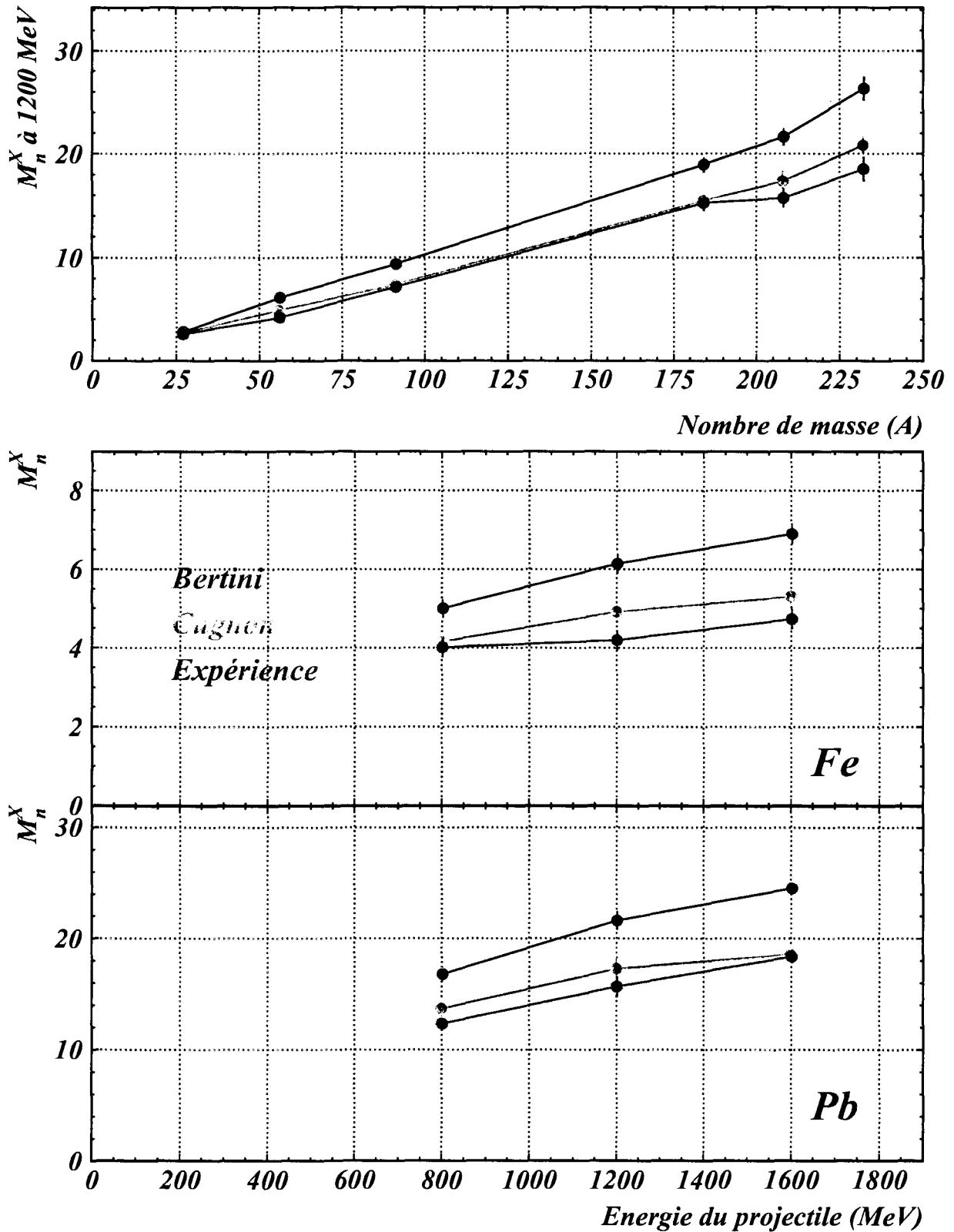


Figure 3.1 – Variations de la multiplicité totale en fonction de la masse atomique de la cible et de l'énergie incidente pour les données expérimentales et les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI et J.CUGNON.

$$M_n^{Cugn.} = (3.3 \cdot 10^{-5} A - 3.4 \cdot 10^{-4}) E_{incidente} + (3.9 \cdot 10^{-2} A - 0.94)$$

$$M_n^{Bert.} = (4.9 \cdot 10^{-5} A - 3.6 \cdot 10^{-4}) E_{incidente} + (4.2 \cdot 10^{-2} A - 0.84)$$

3.3 Quantités moyennes d'énergie $E \times M_n^X$ emportées par les neutrons

Les quantités moyennes d'énergie $E \times M_n^X$ entre $[0 - 20 \text{ MeV}]$ et $[20, E_{incidente} \text{ MeV}]$ emportées par les neutrons émis lors des processus de désexcitation et de cascade intranucléaire sont présentées dans le tableau 3.2. Elles sont représentées en fonction de la masse atomique de la cible et de l'énergie incidente du projectile sur la figure 3.2. Un excellent accord entre la théorie et l'expérience peut être constaté.

L'analyse du tableau 3.2 conduit aux remarques suivantes:

- la quantité d'énergie cinétique emportée $E \times M_n^X$ par les neutrons de haute énergie entre $[20 - E_{incidente} \text{ MeV}]$ représente en moyenne le 1/4 de l'énergie cinétique totale du projectile, soit une moyenne de 2.6 neutrons emportant chacun environ 120 MeV pour une cible de Pb bombardée par des protons de 1200 MeV. Ces neutrons de haute énergie sont particulièrement importants pour la propagation de la cascade inter-nucléaire dans une cible épaisse et tout ce qui concerne les dommages causés aux matériaux. En effet, ils vont créer des cascades de déplacement qui perturbent la structure cristalline et conduisent à des concentrations de défauts ponctuels, interstitiels ou lacunes, qui contribuent fortement au vieillissement des matériaux.
- la quantité d'énergie cinétique emportée par les neutrons de désexcitation représente seulement 5% de l'énergie cinétique totale -soit $\sim 52 \text{ MeV}$ pour l'expérience et CU-GNON et 77 MeV pour BERTINI- emportée par les neutrons émis pour une cible de Pb bombardée par des protons de 1200 MeV. Cette quantité d'énergie est répartie entre les 13 neutrons en moyenne émis lors de la désexcitation, qui emportent chacun en moyenne 4 MeV.

Un ajustement similaire à celui réalisé pour les multiplicités totales conduit aux lois de variations suivantes:

$$(E \times M)_{totale} = (4.6 \cdot 10^{-4} A - 0.184) E_{incidente} - (4.50 \cdot 10^{-2} A - 37.4)$$

Energie totale emportée

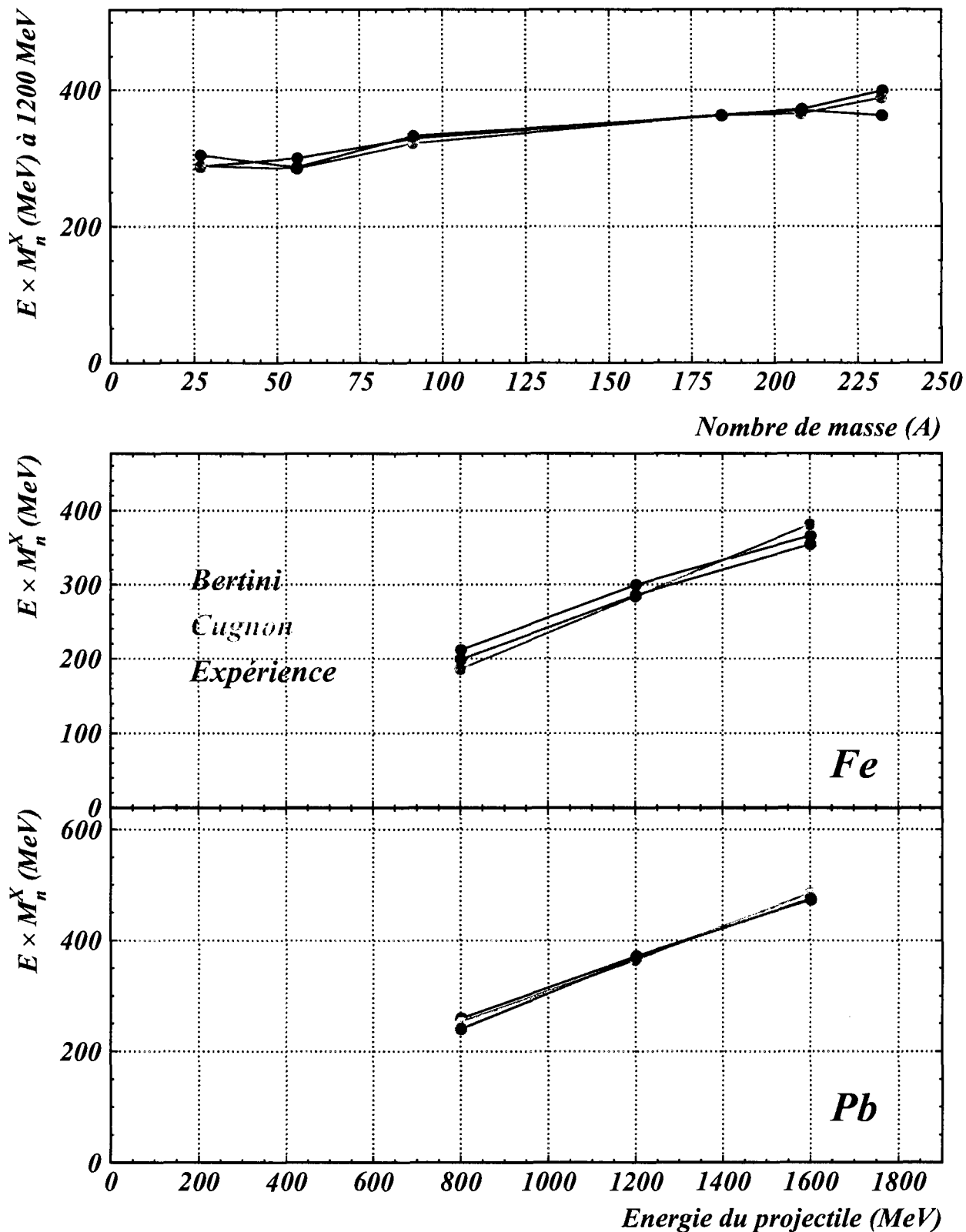


Figure 3.2 – Variations de la quantité totale d'énergie cinétique emportée en fonction de la masse atomique de la cible et de l'énergie incidente pour les données expérimentales et les résultats des simulations effectuées à partir du système TIERCE pour deux types de cascades intra-nucléaires BERTINI et J.CUGNON.

Energies	M_n^{exp}	M_n^{Cugn}	M_n^{Bert}	$E \times M_n^{\text{exp}}$	$E \times M_n^{\text{Cugn}}$	$E \times M_n^{\text{Bert}}$
$E_{\text{inc.}} = 800 \text{ MeV}$						
Pb(p,xn)X				$\sigma_R = 1723 \text{ mb}$		
0-2 MeV	4.3 ± 0.4	4.9	6.1	$4. \pm 1.$	5.	6.
2-20 MeV	6.5 ± 0.7	6.9	9.5	$38. \pm 4.$	42.	55.
20- $E_{\text{inc.}}$	1.9 ± 0.2	2.2	1.8	$200. \pm 20.$	211.	203.
Total	12.7 ± 1.3	14.0	17.4	$242. \pm 25.$	258.	264.
Fe(p,xn)X				$\sigma_R = 776 \text{ mb}$		
0-2 MeV	1.0 ± 0.1	1.0	1.3	$1. \pm 1.$	1.	1.
2-20 MeV	1.7 ± 0.2	1.8	2.4	$12. \pm 1.$	13.	17.
20- $E_{\text{inc.}}$	1.4 ± 0.1	1.5	1.4	$188. \pm 19.$	175.	197.
Total	4.1 ± 0.4	4.3	5.1	$201. \pm 21.$	189.	215.
$E_{\text{inc.}} = 1200 \text{ MeV}$						
Th(p,xn)X				$\sigma_R = 1837 \text{ mb}$		
0-2 MeV	6.2 ± 0.6	7.2	8.8	$6. \pm 1.$	7.	8.
2-20 MeV	10.1 ± 1.0	11.3	15.7	$62. \pm 6.$	69.	100.
20- $E_{\text{inc.}}$	2.7 ± 0.3	2.9	2.6	$301. \pm 30.$	318.	296.
Total	19.0 ± 1.9	21.4	27.1	$369. \pm 37.$	394.	404.
Pb(p,xn)X				$\sigma_R = 1719 \text{ mb}$		
0-2 MeV	4.8 ± 0.5	5.8	6.9	$5. \pm 1.$	6.	7.
2-20 MeV	8.3 ± 0.8	8.9	12.4	$52. \pm 5.$	54.	78.
20- $E_{\text{inc.}}$	2.7 ± 0.3	2.8	2.4	$318. \pm 32.$	309.	294.
Total	15.8 ± 1.6	17.4	21.7	$375. \pm 38.$	369.	379.
W(p,xn)X				$\sigma_R = 1599 \text{ mb}$		
0-2 MeV	5.4 ± 0.5	5.8	6.9	$5. \pm 1.$	5.	6.
2-20 MeV	7.6 ± 0.8	7.4	10.2	$49. \pm 5.$	47.	65.
20- $E_{\text{inc.}}$	2.6 ± 0.3	2.7	2.4	$313. \pm 31.$	316.	296.
Total	15.6 ± 1.6	15.9	19.5	$367. \pm 37.$	368.	367.

T.S.V.P.

Energy	M_n^{exp}	M_n^{Cugn}	M_n^{Bert}	$E \times M_n^{\text{exp}}$	$E \times M_n^{\text{Cugn}}$	$E \times M_n^{\text{Bert}}$
$E_{\text{inc.}} = 1200 \text{ MeV}$						
Zr(p,xn)X				$\sigma_R = 1047 \text{ mb}$		
0-2 MeV	1.8 ± 0.2	1.9	2.5	$2. \pm 1.$	2.	3.
2-20 MeV	3.5 ± 0.4	3.5	5.1	$24. \pm 2.$	23.	35.
20- $E_{\text{inc.}}$	2.1 ± 0.2	2.2	2.1	$310. \pm 31.$	300.	294.
Total	7.4 ± 0.8	7.6	9.7	$336. \pm 34.$	325.	332.
Fe(p,xn)X				$\sigma_R = 777 \text{ mb}$		
0-2 MeV	0.9 ± 0.1	1.1	1.5	$1. \pm 1.$	1.	2.
2-20 MeV	1.7 ± 0.2	2.1	3.0	$13. \pm 1.$	15.	22.
20- $E_{\text{inc.}}$	1.6 ± 0.2	1.8	1.7	$275. \pm 26.$	270.	278.
Total	4.3 ± 0.5	5.0	6.2	$289. \pm 28.$	286.	302.
Al(p,xn)X				$\sigma_R = 475 \text{ mb}$		
0-2 MeV	0.4 ± 0.05	0.3	0.5	$0.4 \pm 1.$	0.4	0.4
2-20 MeV	0.9 ± 0.1	0.9	1.1	$7. \pm 1.$	7.	8.
20- $E_{\text{inc.}}$	1.4 ± 0.1	1.5	1.4	$298. \pm 30.$	281.	279.
Total	2.7 ± 0.2	2.7	3.0	$305. \pm 32.$	287.	287.
$E_{\text{inc.}} = 1600 \text{ MeV}$						
Pb(p,xn)X				$\sigma_R = 1717 \text{ mb}$		
0-2 MeV	5.4 ± 0.5	6.0	7.4	$5. \pm 1.$	6.	8.
2-20 MeV	10.1 ± 1.0	9.9	14.7	$65. \pm 7.$	61.	97.
20- $E_{\text{inc.}}$	3.4 ± 0.3	3.1	3.14	$410. \pm 41.$	422.	373.
Total	18.9 ± 1.8	19.0	25.2	$480. \pm 49.$	489.	478.
Fe(p,xn)X				$\sigma_R = 774 \text{ mb}$		
0-2 MeV	1.0 ± 0.1	1.2	1.6	$1. \pm 1.$	1.	2.
2-20 MeV	1.9 ± 0.2	2.3	3.4	$14. \pm 1.$	16.	25.
20- $E_{\text{inc.}}$	1.9 ± 0.2	2.0	2.0	$341. \pm 34.$	363.	339.
Total	4.8 ± 0.5	5.5	7.0	$356. \pm 36.$	380.	366.

TAB. 3.2 – Nombres moyens de neutrons et quantités moyennes d'énergie emportées lors des phases de désexcitation et de cascade intra-nucléaire par proton incident. Ces valeurs sont obtenues à partir des données expérimentales et du système de codes TIERCE [16] (cascades de BERTINI et CUGNON).

Chapitre 4

Conclusions et perspectives

4.1 Bilan des mesures

Ces campagnes de mesures réalisées auprès de l'accélérateur SATURNE s'inscrivent dans le cadre d'un programme de recherche sur le processus de spallation. Le développement de modèles fiables nécessite une extension des données expérimentales disponibles. Les distributions angulaires de neutrons produits par l'interaction de faisceaux de protons de 0.8, 1.2 et 1.6 GeV et de deutons de 0.8 et 1.6 GeV sur des cibles minces (Al, Fe, Zr, W, Pb et Th) ont été mesurées.

Cette expérience a requis la mise au point de deux méthodes expérimentales basées sur l'utilisation d'un spectromètre, pour les neutrons de haute énergie ($200 \text{ MeV} \leq E_n \leq$ énergie faisceau) et sur une technique de temps de vol par particules incidentes étiquetées, pour les neutrons de basse énergie ($2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 400 \text{ MeV}$).

Les distributions angulaires mesurées sont caractérisées par une forme identique quel que soit le système projectile-cible étudié. Celle-ci est représentative des processus mis en jeu qui sont, par ordre d'énergie neutron décroissante, l'échange de charge, l'excitation d'une résonance delta, la cascade intra-nucléaire et l'évaporation.

L'interprétation de ces données permet de tirer les conclusions suivantes:

- Les mesures effectuées au moyen des techniques de temps de vol et de spectrométrie magnétique conduisent à des distributions de neutrons parfaitement homogènes dans la zone de recouvrement en énergie (200-400 MeV), l'excellent accord observé validant les deux méthodes de normalisation.
- Le très bon accord entre les résultats obtenus à 800 MeV sur une cible de Pb et les données déjà publiées [35,36] valide également l'expérience.

- Les comportements en fonction de l'énergie incidente du projectile observés lors de l'analyse des mesures à 0° [39] sont valables également pour les mesures de distributions angulaires. Les comparaisons des spectres mesurés avec une cible de Pb aux trois énergies 0.8, 1.2 et 1.6 GeV mettent en évidence une augmentation, en fonction de l'énergie incidente, de l'énergie déposée par le projectile et dissipée au cours de la cascade intra-nucléaire.
- Par intégration des spectres des distributions angulaires, nous avons obtenu les nombres moyens de neutrons émis lors de la phase de désexcitation et de cascade intra-nucléaire, ainsi que les quantités moyennes d'énergies cinétique emportées soit pour la réaction $\text{Pb}(p\ 1200\ \text{MeV}, xn)X$ 13 neutrons de désexcitation (0-20 MeV) emportant chacun en moyenne 4 MeV et 2.7 neutrons de cascade intra-nucléaire ($20 - E_{inc.}$ MeV) emportant 120 MeV. Ces valeurs, jamais mesurées pour différentes tranches d'énergie, constituent une avancée dans les mesures de ce type d'observable.
- Enfin, les mesures en deutons incidents ne nous ont pas permis de tirer de conclusions définitives du fait que les codes de simulation ne décrivent pas correctement l'interaction deuton-cible. Ces mesures sont encore en cours d'analyse et feront l'objet d'une publication.

La comparaison des distributions angulaires de neutrons de spallation avec les prédictions du système de codes TIERCE montre que l'utilisation, dans le module HETC, du code de cascade intra-nucléaire de CUGNON couplé à un code d'évaporation de type DRESSNER, permet d'améliorer les estimations de ce système. Les divergences observées mettent cependant en évidence les difficultés liées à la modélisation des processus de cascade intra-nucléaire. La cascade de BERTINI reproduit correctement la partie haute énergie des spectres de neutrons obtenus expérimentalement excepté à 0° et ce pour des temps de calculs nettement inférieurs à ceux de CUGNON (facteur 10 pour une cible mince de Pb à 1200 MeV). Par contre, dans la partie basse énergie des spectres ($E_n \leq 20$ MeV), des désaccords importants entre le modèle de BERTINI et l'expérience sont mis en évidence. Ils reflètent surtout l'état du noyau en fin de cascade intra-nucléaire par l'intermédiaire de l'énergie d'excitation, qui dans le cas de la cascade de BERTINI est vraisemblablement surestimée. L'accord avec le modèle de CUGNON est, quant à lui, excellent dans cette partie basse énergie.

4.2 Perspectives

Des mesures en cibles épaisses, permettant de tester la validité de la partie transport des codes de simulations, ont également été réalisées au Laboratoire National SATURNE avec le dispositif expérimental de basse énergie pour des protons (800, 1200 et 1600 MeV) et des deutons (800 et 1600 MeV) incidents sur différentes cibles (Fe, W, Pb) et pour différentes

positions de la cible. Ces mesures, présentées dans la thèse de Stéphanie Ménard [41], feront l'objet d'un prochain rapport.

Les données acquises à SATURNE sont actuellement exploitées pour améliorer les codes de simulations. Les premières conclusions semblent montrer de nettes améliorations.

Le complément à cette étude serait la mesure des sections efficaces de production de particules chargées. Le LNS étant désormais fermé, un programme a été lancé à COSY par une collaboration internationale (CEA/DAM, CEA/DSM, KFA Jülich). Les particules chargées seraient détectées et leur énergie déterminée par un spectromètre similaire à celui utilisé à SATURNE. Un détecteur 4π neutron serait ajouté afin de mesurer les distributions de multiplicité neutronique donnant accès à l'énergie d'excitation du noyau. Toutes ces données utilisées de façon corrélées permettraient de contraindre fortement les codes.

Annexe A

Mesure des neutrons de basse énergie

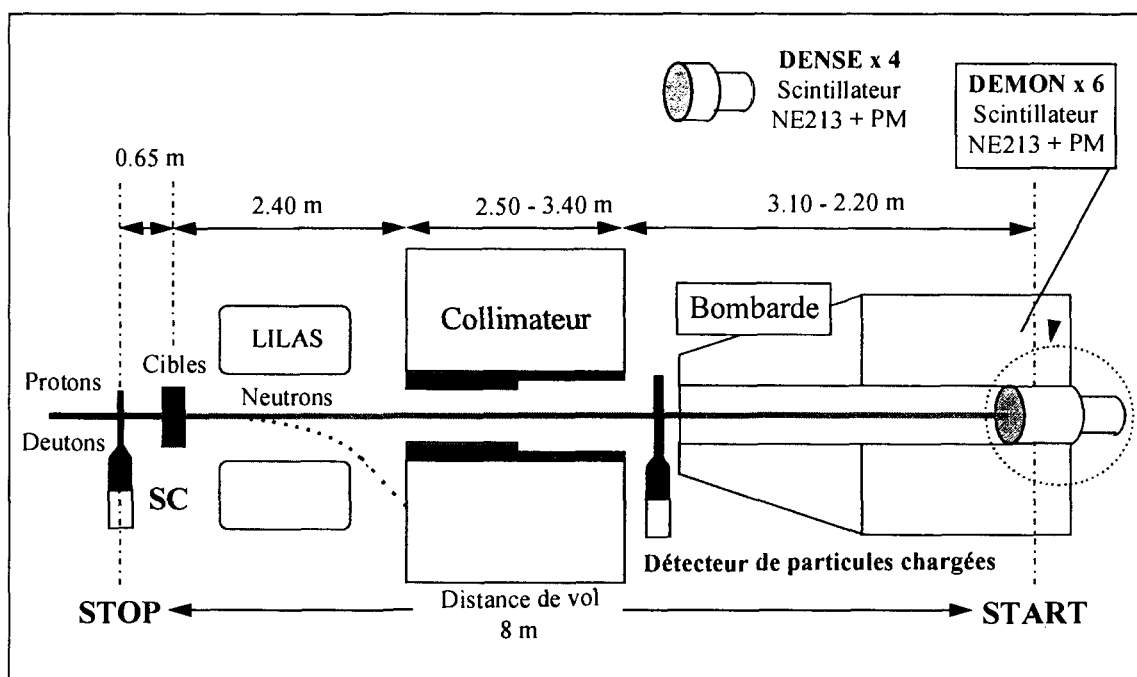


Figure A.1 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure des spectres d'énergie des neutrons de spallation d'énergie comprise entre 2 et 400 MeV.

La structure non pulsée du faisceau de l'accélérateur SATURNE ne permet pas de réaliser une mesure de temps de vol classique [32]. Nous avons donc développé une technique de temps de vol par particules incidentes étiquetées, ceci, pour une gamme d'énergie allant de 2 à 400 MeV [50].

Le déclenchement de la mesure de temps de vol (“START”) est donné par un des compteurs neutron et le “STOP” par le détecteur SC placé dans l’axe faisceau en amont de la cible. SC permet également de monitorer le faisceau.

Les compteurs neutrons sont constitués de cellules cylindriques de scintillateur liquide NE213 couplées à un photomultiplicateur. Ils sont donc sensibles aux neutrons, aux gammas et aux particules chargées. Ces dernières sont marquées par un détecteur de particules chargées placé devant chaque compteur et sont rejetées lors de l’analyse. Chacun des 6 détecteurs DÉMoN est placé dans une bombarde mobile en paraffine borée, afin de diminuer le bruit de fond ambiant. La forme du signal délivré par le détecteur neutron permet la séparation (n, γ) par la méthode de la double intégration de charge. En effet, la représentation bidimensionnelle (figure A.2) de la charge du signal codée sur deux portes en temps (dites lentes et rapides) permet l’identification des neutrons et des gammas (respectivement zone du haut et du bas sur la figure A.2).

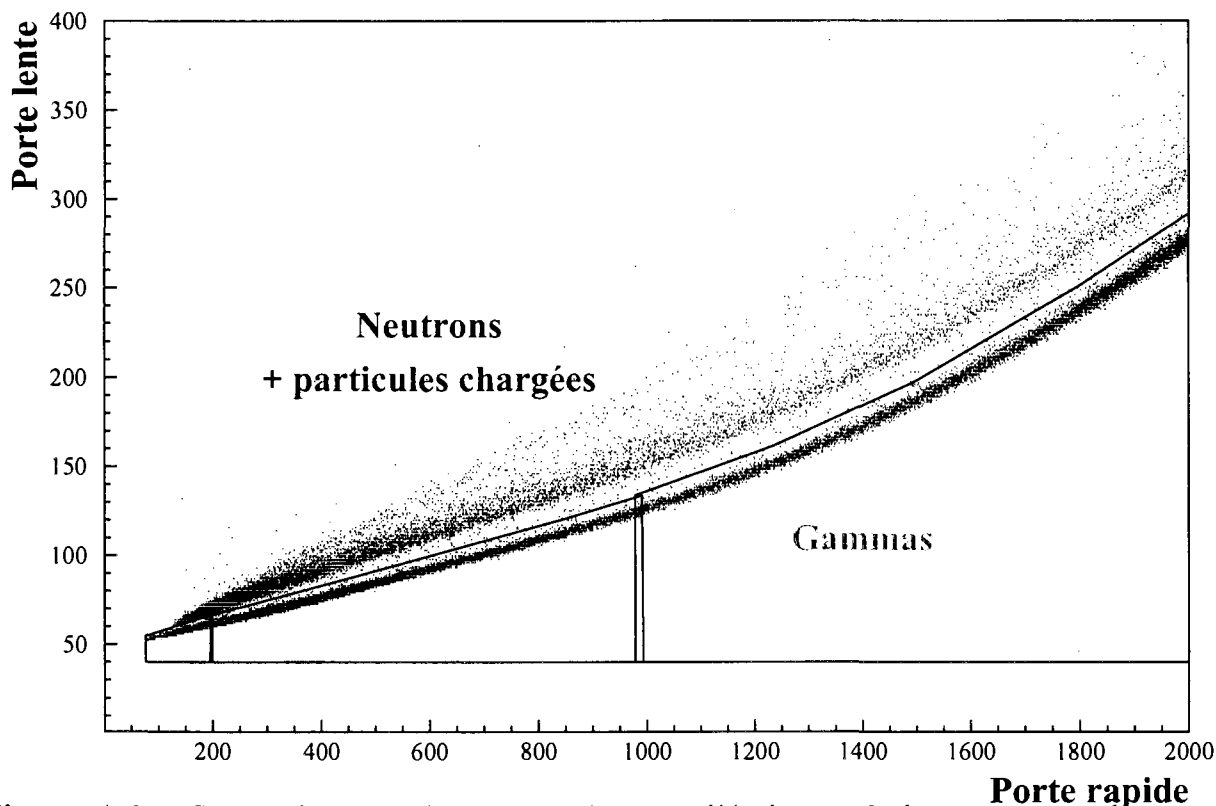


Figure A.2 – Spectre bi-paramétrique représentant l’évolution de la composante lente en fonction de la composante rapide du signal produit par un détecteur DÉMoN. La zone du haut caractérise les neutrons et les particules chargées tandis que la zone du bas caractérise les gammas.

L’utilisation d’un codeur de temps “multi-stop” permet de prendre en compte la particule incidente détectée par SC correspondant effectivement au neutron détecté. Le taux

de réactions fortuites est évalué en mesurant le temps entre le compteur neutrons et un signal SC retardé, donc décorrélé de la particule incidente.

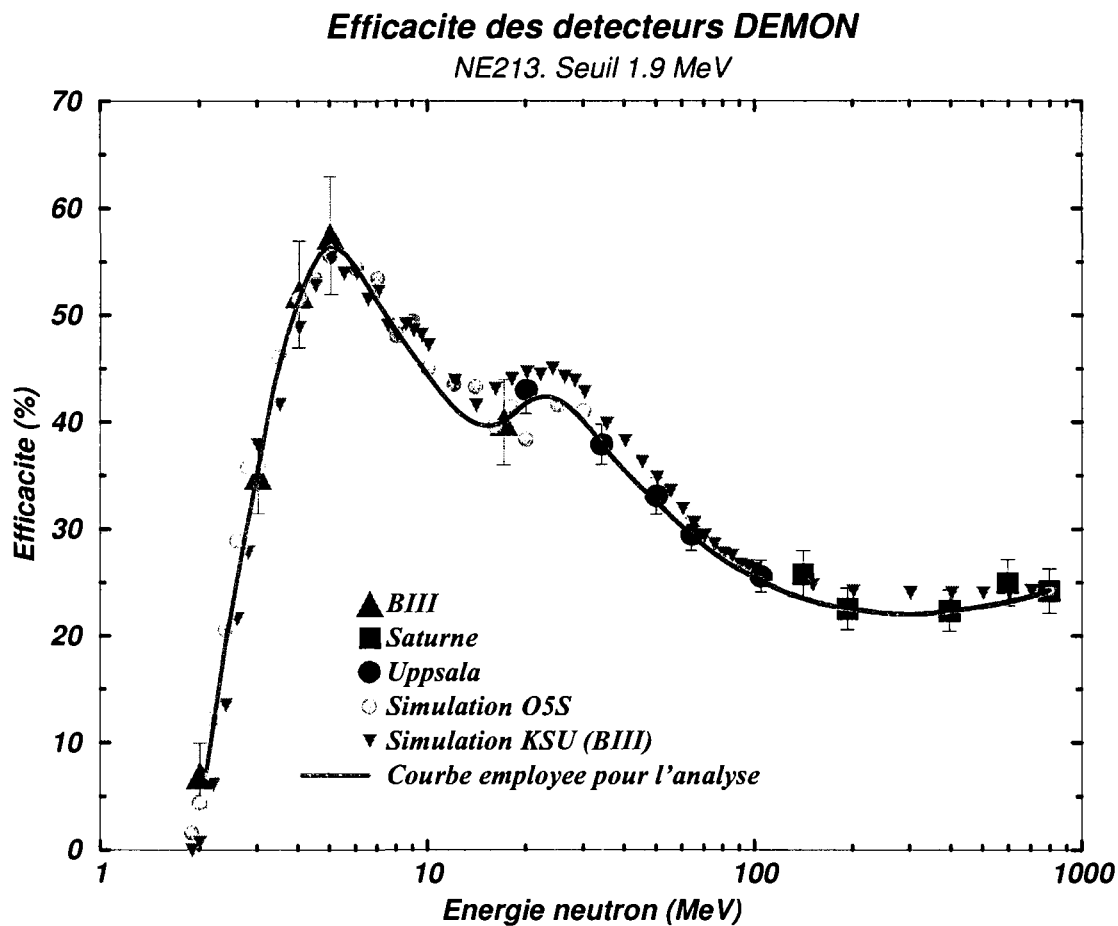


Figure A.3 – Confrontation des mesures d'efficacité des cellules DÉMoN réalisées à Bruyères-le-Châtel (BIII), Uppsala et SATURNE, avec les codes de simulation O5S, KSU et KSU modifié. Pour le détail des simulations, se rapporter au texte. La courbe en trait plein permet de guider le regard.

Cette méthode implique de parfaitement connaître l'efficacité intrinsèque des différents détecteurs neutrons sur l'ensemble de la gamme d'énergie explorée. L'efficacité des détecteurs a été mesurée par trois méthodes expérimentales distinctes selon la gamme en énergie.

- Entre 1 et 17 MeV, la mesure a été réalisée auprès des accélérateurs du DPTA. Les neutrons sont produits par les réactions ${}^3_1\text{H}(p,n){}^3_2\text{He}$, ${}^2_1\text{H}(d,n){}^3_2\text{He}$, ${}^3_1\text{H}(d,n){}^4_2\text{He}$ et ${}^7_3\text{Li}(p,n){}^7_4\text{Be}$. Les points d'efficacité sont obtenus par comparaison du flux avec un moniteur calibré.

- Entre 50 et 800 MeV la mesure a été faite auprès du Saturne, les neutrons étant produits par le "breakup" du deuton sur une cible de Be et l'efficacité déduite de la section efficace de la réaction $d+Be$.
- Entre 20 et 120 MeV une campagne de mesures a été effectuée au cyclotron TSL de l'université d'Uppsala en Suède. Les neutrons sont produits par la réaction ${}^7Li(p,n){}^7Be$, et l'efficacité est déterminée par la méthode de la particule associée.

Des simulations numériques d'efficacité ont également été réalisées avec les codes Monte Carlo O5S, KSU et KSU modifié, ce dernier ayant été modifié au DPTA/SPN pour inclure de nouvelles sections efficaces. L'ensemble des résultats et la courbe adoptée est représenté sur la figure A.3.

Les limites de cette méthode par temps de vol sont les suivantes :

- Les seuils des compteurs interdisent la mesure des neutrons de moins de 2 et 4 MeV pour les détecteurs DENSE et DEMON respectivement.
- La base de temps de vol (7 à 9 ns) est trop courte pour mesurer des énergies supérieures à 400 MeV avec une résolution convenable ($\leq 10\%$).
- L'intensité du faisceau est limitée par la dynamique du détecteur SC ($\sim 10^6$ p/s). Un taux de comptage raisonnable a nécessité l'utilisation de cibles d'épaisseur comprise entre 1 à 3 cm selon le matériau.

Annexe B

Mesure des neutrons de haute énergie

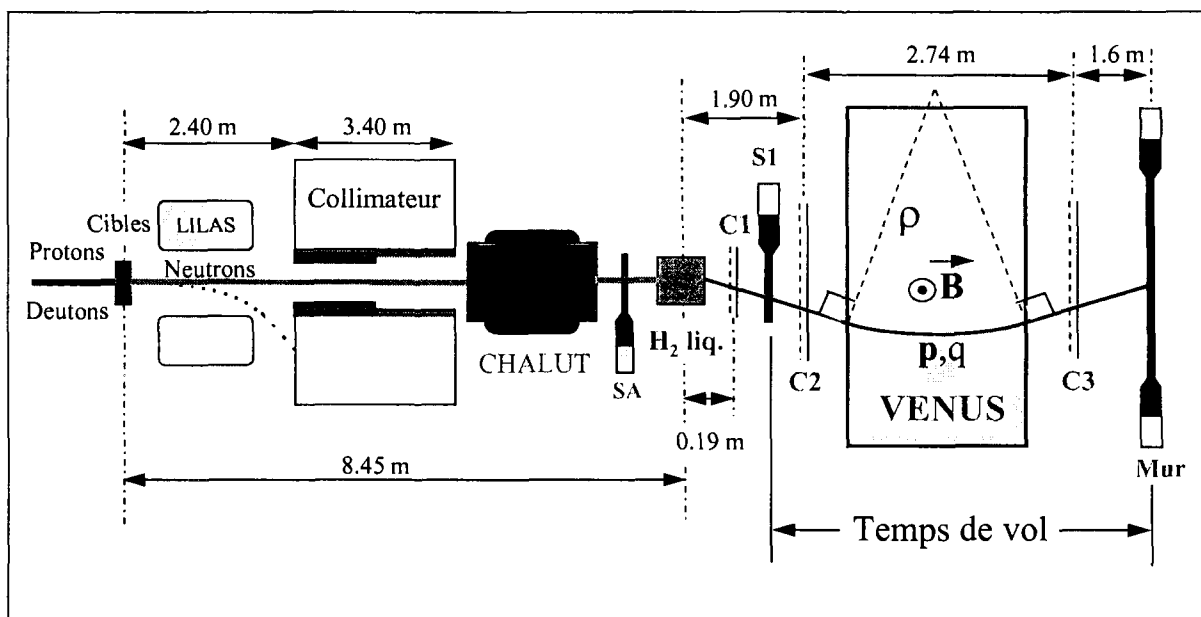


Figure B.1 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure des spectres d'énergie des neutrons de spallation d'énergie supérieure à 200 MeV.

Les neutrons d'énergie supérieure à 400 MeV ne pouvant être mesurés avec une résolution raisonnable par temps de vol (cf. annexe A), une technique complémentaire a été mise au point dont le schéma est représenté figure B.1.

Le principe de la mesure consiste à détecter les protons de recul, issus de la diffusion élastique et inélastique des neutrons sur une cible d'hydrogène liquide. L'impulsion des

protons est mesurée par un spectromètre magnétique composé d'un aimant, VENUS, de 3 chambres à fils de type Charpak et d'un mur de scintillateurs plastiques. Les détecteurs SA et S1 sont constitués, chacun, d'un scintillateur NE102 couplé à un photomultiplicateur, permettant, par coïncidence, de rejeter les particules chargées non déviées par le dipôle CHALUT. La mesure du temps de vol entre SA et le Mur permet de discriminer les différentes particules chargées créées dans la cible d'hydrogène. Le déclenchement de l'acquisition est assuré par une coïncidence entre S1 et le Mur.

Le spectre de neutrons initial est ensuite obtenu par déconvolution du spectre de protons par la réponse de l'ensemble convertisseur à hydrogène-spectromètre. La fonction de réponse doit prendre en compte les processus élastiques et inélastiques qui apparaissent à haute énergie. Elle a été élaborée en étudiant la réponse du système pour des faisceaux de neutrons quasi-monocinétiques produits par les réactions $d+Be$ et ${}^3He+Be$ à des énergies discrètes comprises entre 100 et 1600 MeV. Une interpolation permet d'obtenir la réponse sur tout le domaine en énergie (100 MeV-1600 MeV).

La prépondérance des réactions inélastiques à haute énergie et les caractéristiques du synchrotron Saturne limitent cette technique à environ 1600 MeV. La valeur inférieure des énergies mesurables est fixée par les pertes d'énergie des particules chargées dans l'air, le seuil bas est évalué à environ 200 MeV.

L'efficacité d'un tel système étant de l'ordre de 10^{-5} , de fortes intensités (entre 10^8 et 10^{10} p/s) doivent être utilisées, le maximum est alors imposé par les capacités d'acquisition.

Bibliographie

- [1] C. Rubbia et al. *rapport CERN/AT/95-44(ET)*, ((1995)).
- [2] C. D. Bowman et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A320** (1992) 336.
- [3] T. Takizuka. *Compte rendu des 8^{ime} Journées SATURNE*, (Saclay, 5-6 Mai 1994).
- [4] M. Salvatores, J. P. Shapira et H. Mouney. *Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, (Kalmar, Sweden, June 3-7, (1996) 60).
- [5] F. Carminati et al. *rapport CERN/AT/93-47(ET)*, ((1993)).
- [6] C. Rubbia et al. *rapport CERN/LHC/97-01(EET)*, ((1997)).
- [7] C. Rubbia et al. *rapport CERN/LHC/97-04(EET)*, ((1997)).
- [8] "Review of the Spallation Neutron Source (SNS)". Departement Of Energy, DOE/ER-0705, (June 1997).
- [9] G. S. Bauer. *Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, (Kalmar, Sweden, June 3-7, (1996) 159).
- [10] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **131** (1963) 1801.
- [11] J. Cugnon, *Nucl. Phys.* **A462** (1987) 751.
- [12] J. Cugnon, C. Volant et S. Vuillier, *Nucl. Phys.* **A625** (1997) 729.
- [13] S. Vuillier. "Simulations pour la transmutation des déchets par réacteurs hybrides". Thèse, Université de Paris VI, Paris, (Mai 1998).
- [14] V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **52** (1937) 295.
- [15] I. Dostrovsky et al., *Phys. Rev.* **116** (1959) 683.
- [16] O. Bersillon. *Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, (Kalmar, Sweden, June 3-7, (1996)).

- [17] R. E. Prael et H. Liechtenstein. "*LAHETTM Code System.*". Los-Alamos, LA-UR-89-3014, (1989).
- [18] T. W. Armstrong et K. C. Chandler, *Nucl. Sci. Eng.* **49** (1972) 110.
- [19] M. Blann et al. *Comparaison Internationale de Codes pour le calcul de Données Nucléaires aux Energies Intermédiaires*, (OCDE/AEN, 1994)
- [20] S. Cierjacks. *Specialists Meeting on Accelerator-Based Transmutation*, (PSI Zurich, 1992).
- [21] A. J. Koning. *Review of high energy data and model codes for accelerator based transmutation*, (ECN-C-93-005, Peten, January 1993).
- [22] W.B.Amian et al., *Nucl. Sci. Eng.* **102** (1989) 310.
- [23] P. H. Bowen et al., *Nucl. Phys.* **A30** (1962) 475.
- [24] W. B. Amian et al., *Nucl. Sci. Eng.* **110** (1992) 289.
- [25] S. Satmer, W. Scobel, W. B. Amian, R. C. Byrd, R. C. Haight, J. L. Ullmann, R. W. Bauer, M. Blann, B. A. Pohl, J. Bisplinghoff et R. Bonetti, *Phys. Rev.* **C47** (1993) 1647.
- [26] W. Scobel et al., *Phys. Rev.* **C41** (1990) 2010.
- [27] M. M. Meier, D. B. Holtkamp, G. L. Morgan, H. Robinson, G. J. Russel , E. R. Witaker, W. B. Amian et N. Paul, *Rad. Eff.* **96/1-4** (1990) 73–76.
- [28] H. Otsu et al., *Annual Report RCNP, Osaka University.* (1995).
- [29] H. Sakai et al., *Nucl. Phys.* **A557** (1994) 111.
- [30] J. M. Wachter et al., *Phys. Rev.* **C6** (1972) 1496.
- [31] D. L. Prout et al., *Phys. Rev.* **C52** (1995) 228.
- [32] S. Cierjacks, Y. Hino, F. Raupp, L. Buth, D. Filges, P. Cloth et T. W. Armstrong, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 1976.
- [33] W. B. Amian et al., *Nucl. Sci. Eng.* **115** (1993) 1.
- [34] C. G. Cassapakis, H. C. Bryant, B. D. Dieterle, C. P. Leavitt, D. M. Wolfe, B. E. Bonner, J. E. Simmons, C. W. Bjork, P. J. Riley, M. L. Evans, G. Glass, J. C. Hiebert, M. Jain, R. A. Kenefick, L. C. Northcliffe et D. W. Werren, *Phys. Lett.* **B63** (1976) 35.
- [35] B. E. Bonner, J. E. Simmons, C. R. Newsom, P. J. Riley, G. Glass, J. C. Hiebert, M. Jain et L. C. Northcliffe, *Phys. Rev.* **C18** (1978) 1418.

- [36] W. B. Amian, R. C. Byrd, C. A. Goulding, M. M. Meier, G. L. Morgan, C. E. Moss et D. A. Clark, *Nucl. Sci. Eng.* **112** (1992) 78–86.
- [37] T. Nakamoto, K. Ishibashi, N. Matsufuji, N. Shigyo, K. Maehata, S. Meigo, H. Takada, S. Chiba, M. Numajiri, T. Nakamura et Y. Watanabe, *Jour. Nucl. Sci. Tech.* **32-9** (1995) 827.
- [38] V. N. Baturin et al., *JETP Lett.* **30** (1979) 78.
- [39] E. Martinez. "Etude des distributions en énergie de neutrons de spallation produits à 0° par des faisceaux de protons (0.8, 1.2 et 1.6 GeV) et de deutons (1.2 et 1.6 GeV)". Thèse, Université de Caen, Caen, (Mai 1997).
- [40] F. Borne. "Etude expérimentale de la spallation : distributions angulaires des neutrons produits par des faisceaux de protons (0.8, 1.2 et 1.6 GeV) et de deutons (0.8 et 1.6 GeV)". Thèse, Université de Bordeaux I, Bordeaux, (Juin 1998).
- [41] S. Ménard. "Production de neutrons en cibles épaisse par un faisceau de protons de haute énergie". Thèse, Université de Paris XI, Paris, (Janvier 1998).
- [42] X. Blanchard et al. *Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, (Kalmar, Sweden, June 3-7, (1996)).
- [43] J. Fréhaut, D. Deneuille, X. Ledoux, J. P. Lochard, J. L. Longuet, E. Petibon, K. Alrick, D. Bowman, F. Cverna, N. S. P. King, G. L. Morgan, A. Hamson, Greene, L. Snead, G. Henry, R. Thompson et T. Ward. "Mesures intégrales de la production de neutrons dans des cibles de spallation". Commissariat à l'Energie Atomique, NOTE-CEA-R-5809, (1998).
- [44] X. Ledoux et al., *Phys. Rev.* **C57** (1983) 2375.
- [45] X. Ledoux. "Formation et désexcitation des noyaux chauds dans les réactions induites par des faisceaux de protons (475 MeV et 2 GeV) et d³He (2 GeV)". Thèse, Université de Caen (GANIL T 95 03), Caen, (Avril 1995).
- [46] L. Pienkowski et al., *Phys. Rev.* **C56** (1997) 1909.
- [47] R. Michel et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B129** (1997) 153.
- [48] M. Ducauze. "Mesures des résiduels de spallation par spectrométrie gamma sur des cibles de Tungstène et Plomb". Commissariat à l'Energie Atomique, à paraître, (1998).
- [49] Th. Granier et P. Delbourgo. Production d'isomères par spallation. Technical report, CEA-BIII, (1997).

- [50] F. Borne, J. Thun, Y. Patin, S. Leray, M. Beau, A. Boudard, F. Boué, P. Boyer, J. L. Boyard, F. Brochard, S. Crespín, D. Drake, J. C. Duchazeaubeneix, J. M. Durand, J. Fréhaut, L. Kowalski, R. Legrain, J. P. Lochard, E. Martinez, S. Ménard, G. Milleret, E. Petibon, F. Plouin, Y. Terrien, M. Uematsu, S. Vuillier et D. Whittal, *Nucl. Instr. and Meth.* **A385** (1997) 339–344.
- [51] S. Mouatassim. "*Contribution à la réalisation de DEtecteur Modulaire de Neutrons [DEMON]: étude des performances par mesures et simulations.*". Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg CRN-94-40, Strasbourg, (1994).
- [52] B. Benoit. "*Décroissance des noyaux chauds: le système Ar + Au à 60 MeV/u. Premiers résultats*". Mémoire, Université libre de Bruxelles, Bruxelles, (1995).
- [53] I. Tilquin, Y. El Masri, M. Parlog, Ph. Colon, M. Hadri, Th. Keutgen, J. Lehmann, P. Leleux, P. Lipnik, A. Ninane, F. Hanappe, G. Bizard, D. Durand, P. Mosrin, J. Péter, R. Régimbart et B. Tamain, *Nucl. Instr. and Meth.* **365** (1995) 446–461.
- [54] S. Crespín, P. Morel, B. Bonnereau, J. P. Duigou, D. Parisot et M. Szmigiel. "*Bilan des tests et mesures pour la mise au point du détecteur "DENSE" (DEtecteur de Neutrons Super-Elastiques).*". Commissariat à l'Energie Atomique, CEBIII, DO 0041, (1993).
- [55] E. Martinez, J. Thun, Y. Patin, S. Leray, M. Beau, F. Borne, A. Boudard, F. Boué, P. Boyer, J. L. Boyard, F. Brochard, S. Crespín, D. Drake, J. C. Duchazeaubeneix, J. M. Durand, J. Fréhaut, L. Kowalski, R. Legrain, J. P. Lochard, S. Ménard, G. Milleret, E. Petibon, F. Plouin, Y. Terrien, M. Uematsu, S. Vuillier et D. Whittal, *Nucl. Instr. and Meth.* **A385** (1997) 345–353.
- [56] H. W. Bertini. "*Intranuclear Cascade Code*". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-3383, (1963).
- [57] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **188** (1969) 1711.
- [58] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **C6** (1972) 631.
- [59] J. Cugnon, S. Leray, E. Martinez, Y. Patin et S. Vuillier, *Phys. Rev.* **C56** (1997) 2431.
- [60] L. W. Dressner. "*Evaporation Code*". Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-196, (1961).
- [61] G. N. Smirenkin et A. S. Tishin A. V. Ignatyuk, *Soviet Journal Of Nucl. Phys.* **21** (1975) 255.
- [62] H. Baba, *Nucl. Phys.* **A159** (1970) 625.
- [63] J. Briesmeister (Editor). "*MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport*". Los-Alamos, Version 4A, LA-12625-M, (1993).

- [64] R. J. Glauber. "*High energy collision theory*". Lectures in theoretical physics, Interscience, New York, 1959.
- [65] G. F. Bertsch, *Phys. Rev.* **C25** (1982) 804.
- [66] P. J. Riley, C. W. Bjork, C. R. Newsom, M. L. Evans, G. Glass, J. C. Hiebert, M. Jain, R. A. Kenefick, L. C. Northcliffe, B. E. Bonner, J. E. Sommons, N. Stein et C. G. Cassapakis, *Phys. Lett.* **B68** (1977) 2177.
- [67] F. M. Waterman et R. Madey, *Phys. Rev.* **C8** (1973) 2419.
- [68] J. Galin. Inv. talk, "*Spallation in thin and thick targets as studies with 4π high efficiency detectors*". Gedeon Meetings, Saclay, January 1997.