



**HAL**  
open science

**Sections efficaces de production de pions et de kaons  
lors de collisions proton-noyau de l'ordre du  
GeV. Mesures de sections efficaces de production de  
particules chargées légères lors de réactions induites par  
protons de 62,9 MeV sur cible de plomb.**

Arnaud Guertin

► **To cite this version:**

Arnaud Guertin. Sections efficaces de production de pions et de kaons lors de collisions proton-noyau de l'ordre du GeV. Mesures de sections efficaces de production de particules chargées légères lors de réactions induites par protons de 62,9 MeV sur cible de plomb.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Nantes, 2001. Français. NNT : . tel-00011244

**HAL Id: tel-00011244**

**<https://theses.hal.science/tel-00011244>**

Submitted on 20 Dec 2005

**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.

ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES ET TECHNOLOGIES  
DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2001

N° B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

préparée

à L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES TECHNIQUES INDUSTRIELLES ET DES MINES DE NANTES

Discipline : physique nucléaire

*Présentée et soutenue publiquement par*

**Arnaud GUERTIN**

*le 22 octobre 2001*

*à l'Université de Nantes*

**Sections efficaces de production  
de pions et de kaons  
lors de collisions proton - noyau  
de l'ordre du GeV**

**Mesures de sections efficaces de production  
de particules chargées légères  
lors de réactions induites par protons  
de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$**

Jury

*Président* M. SEBILLE François, *professeur, Université de Nantes*

*Rapporteurs* M. LECOLLEY Jean-François, *professeur, Université de Caen*

M. TASSAN-GOT Laurent, *directeur de recherche CNRS, IPN Orsay*

*Examineurs* M. AICHELIN Jörg, *professeur, Université de Nantes*

M. EUDES Philippe, *maître de conférences, Université de Nantes*

M. HAAS Bernard, *directeur de recherche CNRS, CEN Bordeaux Gradignan*

**Directeur de thèse : M. Jörg AICHELIN**

Laboratoire : SUBATECH

Co-encadrant : M. Philippe EUDES

Laboratoire : SUBATECH

Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des sciences

N° ED 0366-031



**A Stéphanie**

**A Lucas**

“Le commencement de toutes les sciences,  
c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont. ”

Aristote



# Remerciements

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans le directeur du laboratoire Subatech de Nantes en 1998, Hans Gutbrod. Merci à Jörg Aichelin, mon directeur de thèse, de m'avoir accueilli dans le groupe de physique théorique. Les discussions que nous avons eu ensemble m'ont permis d'apprendre beaucoup et il m'a laissé le choix des grandes orientations de mon travail de thèse. C'est ainsi que d'un cadre théorique, je suis passé à une thématique expérimentale dirigée par Philippe Eudes. Je tiens donc à exprimer toute ma gratitude à ces deux personnes pour le soutien et l'aide qu'ils m'ont apportés.

Merci à messieurs Jean-François Lecolley et Laurent Tassan-Got, mes rapporteurs, qui ont accepté de juger ces pages et ont formulé des remarques constructives pour en améliorer le contenu.

Merci aussi à François Sebille, président du jury, et à Bernard Hass d'avoir apporté un concours précieux à ce travail.

Mes très sincères remerciements à messieurs Christoph Hartnack et Ferid Haddad qui ont toujours pris le temps, sans rechigner, de m'écouter et de répondre à mes nombreuses questions. Je n'oublierai pas leur bienveillance, leur disponibilité, leur optimisme et leurs conseils.

Je veux aussi saluer les membres du laboratoire que j'ai côtoyés au cours des trois dernières années dans quelques endroits stratégiques comme la cantine, la cafétéria, la salle de sports, le hall mécanique et le couloir C.

Les mots me manquent pour évoquer mes co-locataires dans le bureau C124, Maëlle (Mama) et son caractère "AAS", Yann (Yan) ou plus précisément "Think different" et Stéphane le roi du sport. On s'accorde souvent sur le fait que les grands génies sont tous un peu "félés", pour s'en convaincre définitivement il suffisait d'observer nos comportements tout au long de la journée. Je remercie donc Mama et Yan pour leur présence, leur bonne humeur et pour avoir supporté mon caractère difficile. Dure fût la séparation, nos chemins se sont séparés mais l'amitié est restée et c'est bien là l'essentiel. Je vous souhaite à tous les deux bon vent ...

Cependant, le bureau ne resta pas longtemps sans âme avec l'arrivée de Marco et de Guyguy. Merci à vous deux de m'avoir aidé et soutenu dans la période la plus difficile de la thèse, la rédaction. Marco n'abuse pas du pastis sur le vieux port et toi, Guyguy, que

les siliciums n'aient pas raison de ton calme légendaire.

Parce qu'ils ont toujours été à l'écoute, parce qu'ils m'ont toujours encouragé et donné les moyens d'arriver jusque là, je remercie mes parents de tout mon coeur.

Enfin, merci à toi Stéphanie, qui m'a donné Lucas, la grande joie de ma fin de thèse, et qui a supporté mes sautes d'humeur à répétition au cours des derniers mois. Votre amour m'a donné la force d'achever ce travail de thèse.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Sections efficaces de production de pions et de kaons lors de collisions proton - noyau de l'ordre du GeV</b>	<b>1</b>
	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1</b>	<b>Dynamique Moléculaire Quantique</b>	<b>5</b>
1.1	Équation de transport . . . . .	5
1.1.1	État cohérent . . . . .	5
1.1.2	Principe variationnel . . . . .	6
1.2	Description de l'Hamiltonien . . . . .	7
1.3	Équation d'état de la matière nucléaire . . . . .	9
1.4	Collisions . . . . .	9
1.5	Blocage de Pauli . . . . .	10
1.6	Structure numérique . . . . .	11
1.6.1	Solution des équations de transport . . . . .	11
1.6.2	Paramètres d'entrée . . . . .	12
1.6.3	Simulation d'un événement . . . . .	12
1.7	IQMD, un développement de QMD . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Production de pions et de kaons dans la matière nucléaire</b>	<b>15</b>
2.1	Sections efficaces élémentaires . . . . .	16
2.1.1	Réactions pion - nucléon . . . . .	16
2.1.2	Réactions pion - delta . . . . .	18
2.1.3	Réactions baryon - baryon . . . . .	19
2.2	Interactions avec la matière nucléaire . . . . .	21
2.2.1	Interactions des kaons avec la matière nucléaire . . . . .	22
2.2.2	Rediffusion des kaons . . . . .	23
2.3	Potentiel des kaons . . . . .	23
2.4	Durée de vie de la résonance delta . . . . .	24

2.4.1	Durée de vie d'une résonance de forme Breit-Wigner . . . . .	24
2.4.2	Paramétrisation de Randrup . . . . .	25
2.4.3	Comparaison . . . . .	25
2.5	Simulations IQMD . . . . .	26
2.5.1	Sections efficaces doublement différentielles de production de pions .	26
2.5.2	Sections efficaces doublement différentielles de production de kaons	30
<b>3</b>	<b>Description des nucléons dans le noyau</b>	<b>35</b>
3.1	Fonction spectrale du nucléon . . . . .	35
3.1.1	Définition . . . . .	35
3.1.2	Propriétés . . . . .	36
3.1.3	Résultats . . . . .	37
3.2	Corrélation nucléon - nucléon . . . . .	44
3.2.1	Motivation . . . . .	44
3.2.2	Résultats . . . . .	45
	<b>Conclusion</b>	<b>53</b>
<b>II</b>	<b>Mesures de sections efficaces de production de particules chargées légères lors de réactions induites par protons de 62,9 MeV sur cible de plomb <math>^{208}\text{Pb}</math></b>	<b>55</b>
<b>4</b>	<b>Contexte général</b>	<b>57</b>
4.1	Énergie et déchets nucléaires . . . . .	57
4.2	Systèmes hybrides . . . . .	60
4.3	Pourquoi de nouvelles données nucléaires ? . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Dispositif expérimental et identification des particules</b>	<b>65</b>
5.1	But de l'expérience . . . . .	65
5.2	Montage expérimental . . . . .	66
5.2.1	Système de détection . . . . .	66
5.2.2	Cibles utilisées . . . . .	68
5.2.3	Électronique . . . . .	69
5.2.4	Mesure du courant faisceau et du temps mort . . . . .	72
5.3	Étude des dérives associées aux photomultiplicateurs . . . . .	73
5.4	Identification des particules chargées légères . . . . .	76
5.5	Étalonnage en énergie des détecteurs . . . . .	78

5.5.1	Étalonnage des détecteurs silicium . . . . .	78
5.5.2	Étalonnage des cristaux de CsI(Tl) . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Mesures des sections efficaces</b>	<b>91</b>
6.1	Extraction des différentes grandeurs . . . . .	92
6.2	Sections efficaces doublement différentielles . . . . .	94
6.3	Sections efficaces intégrées . . . . .	100
6.3.1	Sections efficaces différentielles en énergie . . . . .	100
6.3.2	Sections efficaces différentielles en angle . . . . .	102
6.3.3	Sections efficaces de production . . . . .	102
6.4	Comparaison avec les données expérimentales existantes . . . . .	104
<b>7</b>	<b>Comparaison des mesures aux prédictions des codes théoriques</b>	<b>111</b>
7.1	États des lieux . . . . .	111
7.1.1	Diffusion élastique . . . . .	111
7.1.2	Réactions directes . . . . .	112
7.1.3	Réactions de prééquilibre . . . . .	113
7.1.4	Réactions à noyau composé . . . . .	115
7.1.5	Conclusion . . . . .	115
7.2	Comparaison avec les résultats de GNASH . . . . .	115
7.2.1	Description du code GNASH . . . . .	115
7.2.2	Sections efficaces doublement différentielles . . . . .	117
7.2.3	Sections efficaces différentielles en énergie . . . . .	123
7.3	Comparaison avec les résultats de FLUKA et MINGUS . . . . .	123
7.3.1	FLUKA . . . . .	123
7.3.2	MINGUS . . . . .	125
	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
	<b>Annexe : Tables des sections efficaces doublement dif-</b> <b>férentielles</b>	<b>133</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>145</b>



# Table des figures

1.1	Sections efficaces élastiques et inélastiques pour les collisions proton - proton et proton - neutron utilisées dans IQMD. . . . .	13
2.1	Sections efficaces totales des réactions $\pi N \rightarrow \Lambda K$ et $\pi N \rightarrow \Sigma K$ . . . . .	17
2.2	Sections efficaces totales des réactions $\pi \Delta \rightarrow \Lambda K$ et $\pi \Delta \rightarrow \Sigma K$ . . . . .	19
2.3	Sections efficaces totales des réactions $B_1 B_2 \rightarrow B_3 \Lambda K$ . . . . .	20
2.4	Sections efficaces totales des réactions $B_1 B_2 \rightarrow B_3 \Sigma K$ . . . . .	21
2.5	Sections efficaces totales des processus de diffusions élastiques et d'échange de charge pour des interactions kaon - nucléon. . . . .	22
2.6	Durée de vie de la résonance delta obtenue pour différents types de paramétrisation. . . . .	26
2.7	Section efficace doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$ à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	27
2.8	Section efficace doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$ à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	27
2.9	Section efficace doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$ à 2,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	28
2.10	Section efficace doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$ à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	29
2.11	Section efficace doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$ à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	29
2.12	Section efficace doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p, xK^+)$ à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	30

2.13	Section efficace doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,xK^+)$ à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	31
2.14	Section efficace doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,xK^+)$ à 2,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	31
2.15	Section efficace doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}Pb(p,xK^+)$ à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	32
2.16	Section efficace doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}Pb(p,xK^+)$ à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	33
3.1	Fonction spectrale utilisée dans les simulations IQMD. . . . .	37
3.2	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,x\pi^+)$ à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	38
3.3	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,x\pi^+)$ à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	38
3.4	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,x\pi^+)$ à 2,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	39
3.5	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}Pb(p,x\pi^+)$ à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	40
3.6	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}Pb(p,x\pi^+)$ à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	40
3.7	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,xK^+)$ à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	41
3.8	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}C(p,xK^+)$ à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	42

3.9	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,xK^+)$ à 2,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	42
3.10	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,xK^+)$ à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	43
3.11	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,xK^+)$ à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle). . . . .	43
3.12	Noyau de $^{12}\text{C}$ initialisé avec une paire proton - neutron, constituant un deuton, et dix nucléons non corrélés. . . . .	45
3.13	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,x\pi^+)$ à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	46
3.14	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,x\pi^+)$ à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	46
3.15	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,x\pi^+)$ à 2,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	47
3.16	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,x\pi^+)$ à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret. . .	47
3.17	Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,x\pi^+)$ à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret. . .	48
3.18	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,xK^+)$ à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	49
3.19	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,xK^+)$ à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	49
3.20	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{12}\text{C}(p,xK^+)$ à 2,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret. . . . .	50

3.21	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,xK^+)$ à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret. . . . .	51
3.22	Sections efficaces doublement différentielles de production de $K^+$ à $40^\circ$ pour la réaction $^{208}\text{Pb}(p,xK^+)$ à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret. . . . .	51
4.1	Schéma de principe d'un système hybride constitué par le couplage d'un accélérateur de protons et d'un réacteur sous-critique. . . . .	61
5.1	Vue schématique d'un télescope triple utilisé pour la détection des particules chargées légères. . . . .	66
5.2	Vue de la chambre à vide et d'une des configurations angulaires des télescopes utilisée au cours de l'expérience. Une goulotte, visible sur cette photographie, permet le passage des câbles vers l'extérieur de la chambre, mais impose une "zone morte" entre $-125^\circ$ et $-165^\circ$ . . . . .	67
5.3	Schéma des portes d'intégration du signal CsI utilisées pour l'analyse en forme du signal. . . . .	70
5.4	Schéma de l'électronique d'acquisition utilisée. Pour simplifier, les signaux issus d'un seul détecteur sont représentés. . . . .	71
5.5	Vue générale du dispositif expérimental. Au centre, on distingue la chambre à vide et la ligne de faisceau. Au fond de la photographie, on peut voir, de gauche à droite, quatre détecteurs neutron et la cage de Faraday protégés par des blindages en paraffine borée en forme de canon. . . . .	72
5.6	Position du pic élastique de diffusion des protons sur le plomb représentée en fonction du numéro de run. Les lignes verticales correspondent aux deux ouvertures de la chambre à vide. . . . .	74
5.7	Spectres bi-paramétriques Si1-Si2 et Si2-CsI rapide obtenus pour le télescope 2 positionné à $45^\circ$ lors d'une mesure sur cible de carbone. Les protons, deutons, tritons, $^3\text{He}$ et alpha sont bien séparés. . . . .	77
5.8	Spectre bi-paramétriques CsI lent-CsI rapide obtenu pour le télescope 2 positionné à $45^\circ$ lors d'une mesure sur cible de carbone. Le bruit de fond $\gamma$ est nettement séparé des particules chargées. . . . .	77
5.9	Droites d'étalonnage obtenues pour le premier étage de silicium avec une source triple de plutonium, d'américium et de curium. Les principales énergies des particules $\alpha$ émises par la source sont connues avec précision et ces valeurs sont respectivement de 5,155, 5,486 et 5,806 MeV. . . . .	80

5.10	Droites d'étalonnage obtenues pour le deuxième étage de silicium. Aux points de la source triple de plutonium, d'américium et de curium, se rajoutent des points issus des pics de diffusion élastique des protons sur l'hydrogène et un point d'étalonnage de haute énergie issu du pic alpha des réactions proton carbone. . . . .	81
5.11	Énergie du proton en fonction de l'angle de détection dans le référentiel du laboratoire pour la réaction $H(p,p)H$ . . . . .	82
5.12	Production de protons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de $Q_R$ . Les pics correspondent aux diffusions élastiques et inélastiques des protons sur le $^{12}C$ . . . . .	83
5.13	Cinématique à deux corps pour les réactions $p + ^{12}C \rightarrow p.c.l. + X^{(*)}$ . . . . .	84
5.14	Production de deutons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de $Q_R$ . Les pics correspondent aux réactions nucléaires des protons avec le $^{12}C$ . . . . .	86
5.15	Production d'alpha pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de $Q_R$ . Les pics correspondent aux réactions nucléaires des protons avec le $^{12}C$ . . . . .	86
5.16	Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour les télescopes 1, 2, 3 et 4. . . . .	88
5.17	Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour les télescopes 5, 6 et 7. . . . .	89
5.18	Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour le télescope 4 en fonction de l'énergie déposée. . . . .	90
6.1	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}Pb(p,xp)$ représentées pour les onze positions angulaires de détection des protons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI. . . . .	95
6.2	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}Pb(p,xd)$ représentées pour les onze positions angulaires de détection des deutons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI. . . . .	96
6.3	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}Pb(p,xt)$ représentées pour les onze positions angulaires de détection des tritons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI. . . . .	97
6.4	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}Pb(p,x^3He)$ représentées pour les onze positions angulaires de détection des $^3He$ . La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI. . . . .	98

6.5	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,x\alpha)$ représentées pour les onze positions angulaires de détection des alpha. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI. . . . .	99
6.6	Sections efficaces différentielles en énergie $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV. La composante élastique des spectres ne peut pas être avec la systématique de Kalbach. . . . .	101
6.7	Sections efficaces différentielles en angle $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV. . . . .	103
6.8	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,xp)$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures $^{209}\text{Bi}(p,xp)$ à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV. . . . .	106
6.9	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,xd)$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures $^{209}\text{Bi}(p,xd)$ à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV. . . . .	107
6.10	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,xt)$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures $^{209}\text{Bi}(p,xt)$ à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV. . . . .	108
6.11	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,x^3\text{He})$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures $^{209}\text{Bi}(p,x^3\text{He})$ à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV. . . . .	109
6.12	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p,x\alpha)$ pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures $^{209}\text{Bi}(p,x\alpha)$ à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 70 MeV. . . . .	110
7.1	Section efficace de production de protons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV. Les pics numérotés correspondent aux diffusions élastiques des protons sur le $^{12}\text{C}$ , pic (1), et aux diffusions inélastiques des protons sur le $^{12}\text{C}$ , pics (2), (3) et (4). . . . .	113
7.2	Illustration du processus de prééquilibre. Les flèches en pointillé indiquent les transitions entre l'espace P des états du continuum et l'espace Q des états liés. Les flèches plus courtes figurent de possibles émissions de particules.	114

7.3	Schéma de la section efficace doublement différentielles de production de particules pour une réaction nucléon - noyau en fonction de l'énergie des particules émises. . . . .	116
7.4	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p, xp)$ (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein ; 65 MeV, symbole vide). . . . .	118
7.5	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p, xd)$ (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein ; 65 MeV, symbole vide). . . . .	120
7.6	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p, x\alpha)$ (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein ; 65 MeV, symbole vide). . . . .	121
7.7	Sections efficaces différentielles en énergie pour les protons, deutons et alpha à 62,9 MeV comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein ; 65 MeV, symbole vide). . . . .	122
7.8	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p, xp)$ (histogrammes) comparées aux prédictions du code FLUKA (cercle). . . . .	124
7.9	Sections efficaces doublement différentielles $^{208}\text{Pb}(p, xp)$ (histogrammes) comparées aux prédictions du code MINGUS. . . . .	126



# Liste des tableaux

1.1	Paramètres des différentes équations d'état de la matière nucléaire dans QMD. M désigne l'introduction d'une interaction dépendante de l'impulsion.	9
2.1	Valeurs des paramètres a, b, et c des sections efficaces totales de production d'un kaon pour les réactions baryon - baryon.	20
4.1	Répartition des différentes sources d'énergie utilisées dans le monde en 1998 [IEA00].	58
4.2	Classification des déchets radioactifs adoptée en France [EJC96].	59
5.1	Valeurs des Q de réaction, des barrières coulombiennes et des énergies maximales atteintes à 25° dans les réactions $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$ à 62,9 MeV.	79
5.2	Énergies maximales déposées dans les détecteurs silicium en fonction du type de particule.	79
5.3	Énergie du proton en fonction de l'angle de détection pour la réaction $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ .	83
5.4	Énergie de la particule composite en fonction de l'angle de détection pour les réactions $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$ , $^{12}\text{C}(p,t)^{10}\text{C}$ , $^{12}\text{C}(p,^3\text{He})^{10}\text{B}$ et $^{12}\text{C}(p,\alpha)^9\text{B}$ .	85
5.5	Niveaux d'énergie discrets, du noyau résiduel, accessibles lors des réactions $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ , $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$ , $^{12}\text{C}(p,t)^{10}\text{C}$ , $^{12}\text{C}(p,^3\text{He})^{10}\text{B}$ et $^{12}\text{C}(p,\alpha)^9\text{B}$ .	85
6.1	Caractéristiques des différentes cibles utilisées lors de l'expérience.	93
6.2	Énergie moyenne des particules détectées et énergie correspondant à $d\sigma/dE$ maximale.	102
6.3	Sections efficaces de production de protons, deutons, tritons, $^3\text{He}$ et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV sur cible de plomb $^{208}\text{Pb}$ .	104
6.4	Sections efficaces de production de protons, deutons, tritons, $^3\text{He}$ et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV sur cible de plomb comparées aux mesures de Bertrand et Peelle sur cible de bismuth.	104



## Première partie

Sections efficaces de production de  
pions et de kaons lors de collisions  
proton - noyau de l'ordre du GeV



# Introduction

Au milieu des années quatre-vingt, émerge l'idée que les mésons voient leurs propriétés modifiées par l'environnement nucléaire. Le noyau devient donc un moyen d'étudier les propriétés des mésons. Sur la base de considérations théoriques, on prévoit que les résonances baryoniques augmentent la production de mésons pour une énergie de faisceau sous le seuil de production du méson considéré lors de processus de collisions élémentaires.

Un argument fort en faveur de ce raisonnement repose sur le fait qu'un processus à deux étapes, tel que nucléon - nucléon donne delta - nucléon suivi de delta - nucléon donne lambda - kaon - nucléon, est plus fréquent à des énergies sous le seuil que le processus à une seule étape, nucléon - nucléon donne lambda - kaon - nucléon. Comme le processus à deux étapes est absent des collisions nucléon - nucléon, sa présence lors de collisions nucléon - noyau augmente la section efficace estimée par extrapolation des données nucléon - nucléon. Dans la matière nucléaire, la production de particules est affectée par différents canaux de production, mais les propriétés des mésons eux-mêmes sont modifiées.

Les mésons  $\rho$  et K sont très intéressants pour l'étude de ces effets. En effet, le  $\rho$  possède une durée de vie courte et un taux de décroissance en une paire de dileptons fini. La paire de dileptons créée n'interagit plus avec l'environnement nucléaire. Sa détection expérimentale permet alors de tirer des conclusions sur les propriétés des mésons. Pour les kaons, il n'existe pas de désintégration en dileptons mais la section efficace kaon - nucléon est de l'ordre d'une dizaine de millibarns. Les rediffusions sont donc peu importantes et les kaons gardent alors des informations sur les réactions les plus centrales. Les kaons chargés positivement possèdent de plus l'avantage de contenir un antiquark étrange. Ils ne peuvent donc pas être réabsorbés.

L'étude de la production de particules lors d'une collision entre un proton et un noyau à l'aide d'un modèle de transport nécessite l'utilisation des sections efficaces élémentaires de production des particules pour les interactions entre hadrons. Aux énergies de l'ordre du GeV, les particules mises en jeu lors des collisions sont principalement le nucléon, le pion et la résonance delta. Il faut donc connaître les sections efficaces des processus nucléon - nucléon, nucléon - delta, delta - delta, pion - nucléon et pion - delta.

Les particules produites lors des interactions entre un nucléon et un noyau ne peuvent pas de manière générale sortir de l'environnement nucléaire sans interagir avec le milieu avant d'être détectées. Du fait de la conservation de l'étrangeté, les kaons ne sont pas réabsorbés par le milieu nucléaire et ils subissent principalement des rediffusions élastiques avec les nucléons de ce milieu, surtout pour des énergies de l'ordre de 1 à 2 GeV. De ce fait, les kaons apparaissent être une sonde pertinente pour l'étude des propriétés de la matière nucléaire dans cette gamme en énergie et nous nous sommes particulièrement intéressés aux sections efficaces doublement différentielles de production de pions et de kaons lors de collisions proton - noyaux.

Le comportement d'un nucléon dans un noyau est décrit par sa fonction spectrale qui représente la probabilité de trouver un nucléon avec une impulsion  $\vec{k}$  et une énergie de liaison  $E$  et qui contient toute l'information sur la structure du noyau de la cible. La fonction spectrale du nucléon est un point crucial dans l'évaluation du seuil bas de production de n'importe quelle particule dans une cible nucléaire. Le besoin d'une fonction spectrale réaliste est particulièrement manifeste pour les processus impliquant de grandes impulsions de transfert. L'introduction d'une telle fonction dans notre modèle est présentée dans ce travail.

Il existe de fortes corrélations entre deux nucléons proches dans le noyau. Ces corrélations peuvent être à l'origine de grandes impulsions pour certains nucléons. Cependant, il n'est pas facile d'introduire de telles corrélations dans un modèle de dynamique quantique moléculaire. Nous avons donc développé une approche phénoménologique simple pour tester l'effet des corrélations nucléon - nucléon dans la matière nucléaire finie sur la production de pions et de kaons lors de collisions proton - noyau. Nous postulons la présence dans le noyau de paires nucléon - nucléon possédant une distribution de l'impulsion relative identique à celle des nucléons du deuton.

# Chapitre 1

## Dynamique Moléculaire Quantique

Le modèle QMD est une théorie à N corps qui simule les réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, de 20 MeV à 2 GeV par nucléon, et cela événement par événement. Prendre en compte les fluctuations et corrélations possède essentiellement deux avantages :

- Les processus à N corps, en particulier la formation de fragments complexes, sont explicitement traités.
- Le modèle permet une analyse événement par événement des réactions d'ions lourds similaire à celle des données exclusives de grandes acceptances.

Les principaux aspects de la formulation de QMD vont être maintenant présentés.

### 1.1 Équation de transport

#### 1.1.1 État cohérent

Dans QMD, chaque nucléon est représenté par un état cohérent caractérisé par six paramètres dépendants du temps,  $\vec{r}_i^\rightarrow$  et  $\vec{p}_i^\rightarrow$ , respectivement.

$$\phi_i(\vec{x}_i^\rightarrow; t) = \left(\frac{2}{L\pi}\right)^{3/4} e^{-(\vec{x}_i^\rightarrow - \vec{r}_i^\rightarrow(t))^2/L} e^{i\vec{x}_i^\rightarrow \vec{p}_i^\rightarrow(t)} \quad (1.1)$$

Le paramètre L, qui est relié à l'extension du paquet d'ondes dans l'espace des phases, est fixe. La fonction d'onde totale à N corps est construite en considérant le produit direct d'états cohérents, équation 1.2.

$$\Phi = \prod_i^n \phi_i(\vec{x}_i^\rightarrow, \vec{r}_i^\rightarrow, \vec{p}_i^\rightarrow, t) \quad (1.2)$$

Il est très important de noter que le modèle n'utilise pas de déterminant de Slater et donc néglige l'antisymétrie propre aux fermions. Les premiers essais concluants pour simuler des réactions d'ions lourds avec des états antisymétrisés ont été réalisés pour de petits systèmes par les modèles AMD [ONO92] et FMD [FEL90]. Les valeurs initiales des paramètres sont choisies de façon à ce que l'ensemble des nucléons reproduise des distributions de densité et d'impulsion correctes pour les noyaux de la cible et du projectile.

### 1.1.2 Principe variationnel

Les équations du mouvement du système à N corps sont calculées en utilisant un principe variationnel généralisé. Le point de départ est l'action

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}[\Phi, \Phi^*] dt \quad (1.3)$$

avec

$$\mathcal{L} = \langle \Phi | i\hbar \frac{d}{dt} - H | \Phi \rangle \quad (1.4)$$

où la dérivée totale en temps contient la dérivation par rapport aux paramètres. L'Hamiltonien  $H$  est constitué d'un terme cinétique et d'interaction mutuelle  $V_{ij}$ , qui peut être interprété comme la partie réelle de la matrice  $G$  de Brückner, complété par l'interaction coulombienne. L'évolution temporelle des paramètres est obtenue en imposant que l'action soit stationnaire ce qui fournit une équation d'Euler-Lagrange pour chaque paramètre.

Pour des états cohérents et un Hamiltonien de la forme  $H = \sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}$  ( $T_i$  est l'énergie cinétique,  $V_{ij}$  est l'énergie potentielle), le Lagrangien et la variation peuvent être facilement calculés et on obtient :

$$\mathcal{L} = \sum_i \left\{ -\dot{\vec{r}}_i \vec{p}_i - T_i - \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \langle V_{ij} \rangle - \frac{3}{2Lm} \right\} \quad (1.5)$$

$$\dot{\vec{r}}_i = \frac{\vec{p}_i}{m} + \nabla_{\vec{p}_i} \sum_j \langle V_{ij} \rangle = \nabla_{\vec{p}_i} \langle H \rangle \quad (1.6)$$

$$\dot{\vec{p}}_i = -\nabla_{\vec{r}_i} \sum_{j \neq i} \langle V_{ij} \rangle = -\nabla_{\vec{r}_i} \langle H \rangle \quad (1.7)$$

avec

$$\langle V_{ij} \rangle = \int d^3x_1 d^3x_2 \phi_i^*(x_1) \phi_j^*(x_2) V(x_1, x_2) \phi_i(x_1) \phi_j(x_2) \quad (1.8)$$

Ce sont ces équations dépendantes du temps que l'on résout numériquement. Le principe variationnel réduit donc l'évolution temporelle de l'équation de Schrödinger à  $N$  corps en une évolution temporelle de  $6x(A_P + A_C)$  paramètres auxquels une signification physique peut être donnée ( $A_P$  et  $A_C$  sont respectivement le nombre de nucléons du projectile et de la cible).

Les équations du mouvement pour les paramètres  $\vec{p}_i^\dagger$  et  $\vec{r}_i^\dagger$  s'écrivent

$$\dot{\vec{p}}_i^\dagger = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \vec{r}_i^\dagger} \quad \text{et} \quad \dot{\vec{r}}_i^\dagger = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \vec{p}_i^\dagger} \quad (1.9)$$

et montrent une structure identique à celle des équations classiques du mouvement de Hamilton. La solution numérique peut être traitée de la même manière qu'en dynamique moléculaire classique [BOD77], [WIL78], [KIS83]. Les fonctions d'ondes d'essais, autres que les gaussiennes, équation 1.1, engendrent des équations du mouvement plus complexes et de ce fait, l'analogie avec la dynamique moléculaire classique est perdue.

## 1.2 Description de l'Hamiltonien

La dynamique de QMD peut aussi s'exprimer sous une forme semi-classique. La fonction de distribution de Wigner  $f_i$  pour un nucléon  $i$  peut s'exprimer simplement en partant des fonctions d'ondes d'essais (l'antisymétrie est négligée)

$$f_i(\vec{r}^\dagger, \vec{p}^\dagger, t) = \frac{1}{\pi^3 \hbar^3} e^{(\vec{r}^\dagger - \vec{r}_i^\dagger(t))^2 \frac{2}{L}} e^{-(\vec{p}^\dagger - \vec{p}_i^\dagger(t))^2 \frac{L}{2\hbar^2}} \quad (1.10)$$

et la densité totale de Wigner est la somme sur tous les nucléons de la fonction de distribution. Alors la valeur moyenne de l'Hamiltonien s'écrit

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &= \langle T \rangle + \langle V \rangle \\ &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_i \sum_{j>i} \int f_i(\vec{r}^\dagger, \vec{p}^\dagger, t) V^{ij} f_j(\vec{r}^{\dagger'}, \vec{p}^{\dagger'}, t) d\vec{r}^\dagger d\vec{r}^{\dagger'} d\vec{p}^\dagger d\vec{p}^{\dagger'} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Le potentiel contient la partie réelle de la matrice  $G$  à laquelle on ajoute l'interaction de Coulomb entre particules chargées. La partie relative à la matrice  $G$  peut être divisée en un terme contenant l'interaction de contact du type Skyrme, une contribution due au potentiel de Yukawa de portée finie, et une partie dépendante de l'impulsion.

$$\begin{aligned}
 V^{ij} &= G^{ij} + V_{Coul}^{ij} \\
 &= V_{Skyme}^{ij} + V_{Yuk}^{ij} + V_{mdi}^{ij} + V_{Coul}^{ij} \\
 &= t_1 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + t_2 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) \rho^{\gamma-1}(\vec{x}_i) + t_3 \frac{\exp\{-|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu\}}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu} + \\
 &\quad t_4 \ln^2(1 + t_5(\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2) \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + \frac{Z_i Z_j e^2}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|}
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

$Z_i, Z_j$  sont les charges des baryons  $i$  et  $j$ . La partie réelle de la matrice  $G$  de Brückner est dépendante de la densité, ce qui se reflète dans l'expression de  $G^{ij}$ . Les paramètres  $\mu$  et  $t_1, \dots, t_5$  sont ajustés pour reproduire la partie réelle de la matrice  $G$  et pour décrire les propriétés des noyaux.

La valeur moyenne de  $G$  pour un nucléon  $i$  est fonction de la densité d'interaction  $\rho_{int}^i$ . C'est cette quantité qui relie la densité à l'énergie de la matière nucléaire.

$$\rho_{int}^i(\vec{r}_i) = \frac{1}{(\pi L)^{3/2}} \sum_{j \neq i} e^{-(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2/L} \tag{1.13}$$

La largeur  $L$  de la fonction de distribution détermine la portée de l'interaction de la particule et influence la distribution de densité des systèmes finis. Sa valeur doit donc être en accord avec la portée de l'interaction forte. La dépendance en moment  $V_{mdi}^{ij}$  de l'interaction nucléon - nucléon, dont l'emploi est optionnel dans QMD, est choisie de façon à reproduire les données expérimentales [ARN82], [PAS67] sur la partie réelle du potentiel optique du nucléon [SCH87], [AIC87], [BER88], alors

$$U_{mdi} = \delta \ln^2(\varepsilon \cdot (\Delta \vec{p})^2 + 1) \cdot \left( \frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right) \tag{1.14}$$

La partie potentielle de l'équation d'état résultant de la convolution des fonctions de distribution  $f_i$  et  $f_j$  avec les interactions  $V_{Skyme}^{ij}$  et  $V_{mdi}^{ij}$  s'écrit donc

$$U = \alpha \cdot \left( \frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right) + \beta \cdot \left( \frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right)^\gamma + \delta \ln^2(\varepsilon \cdot (\Delta \vec{p})^2 + 1) \cdot \left( \frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right) \tag{1.15}$$

Il est intéressant de noter que du fait de la définition de  $\rho_{int}$  (équation 1.13), aucun potentiel de champ moyen n'apparaît dans le calcul des équations du mouvement (équation 1.9) mais une somme d'interactions à deux (et trois) corps (équation 1.12). Ainsi l'énergie et l'impulsion sont conservées au sein de chaque événement. L'interaction coulombienne ne peut pas être traitée pour la matière infinie, car apparaissent alors des termes divergents. Dans les premières versions de QMD, aucun traitement explicite de l'isospin n'était pris en compte et les charges étaient remplacées par des charges effectives, tous les nucléons possédaient la charge effective  $Z = (Z_P + Z_C)/(A_P + A_C)$ . IQMD et d'autres versions plus récentes utilisent les charges réelles des baryons.

## 1.3 Équation d'état de la matière nucléaire

Une des grandes motivations de la simulation numérique des réactions d'ions lourds est la possibilité d'observer les effets de l'équation d'état de la matière nucléaire sur la dynamique et l'état final des collisions. QMD est un modèle comprenant des interactions entre les constituants et ne contient donc aucune paramétrisation de l'équation d'état au sens d'une relation explicite entre la densité, la température et la densité d'énergie.

Pour la description de l'énergie par nucléon en fonction de la densité, en considérant  $T = 0$ , une paramétrisation de type Skyrme avec trois paramètres  $\alpha, \beta, \gamma$ , est généralement utilisée. Deux de ces paramètres sont fixés de sorte que l'énergie totale soit minimum pour la densité de saturation  $\rho = \rho_0$  et que  $E/A$  soit égal à  $-16 \text{ MeV}$ , ce qui correspond à l'énergie de volume dans la formule de masse de Bethe-Weizsäcker. Le troisième paramètre est fixé par la compressibilité nucléaire qui est la dérivée seconde de l'énergie par rapport à la densité.

$$\kappa = 9\rho^2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \left( \frac{E}{A} \right) \quad (1.16)$$

On utilise communément deux équations d'état :

- Une équation d'état dure (H) avec une compressibilité de  $380 \text{ MeV}$  [KRU85]
- Une équation d'état douce (S) avec une compressibilité de  $200 \text{ MeV}$  [MOL85]

Dans QMD, les paramètres  $t_1, \dots, t_5$  sont déterminés à partir des valeurs correspondantes de  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  et  $\varepsilon$ . Les valeurs standards de ces paramètres sont indiquées dans le tableau suivant.

	$\alpha(\text{MeV})$	$\beta(\text{MeV})$	$\gamma$	$\delta(\text{MeV})$	$\varepsilon \left( \frac{c^2}{\text{GeV}^2} \right)$
S	-356	303	1.17	-	-
SM	-390	320	1.14	1.57	500
H	-124	71	2.00	-	-
HM	-130	59	2.09	1.57	500

**Tableau 1.1:** Paramètres des différentes équations d'état de la matière nucléaire dans QMD. M désigne l'introduction d'une interaction dépendante de l'impulsion.

## 1.4 Collisions

La partie imaginaire de la matrice G agit comme un terme de collision. Dans les simulations QMD, on se restreint aux cas des collisions binaires. Deux particules entrent en

collision si leur distance minimum d'approche  $d$ , c'est à dire la distance relative minimum entre les centroïdes des gaussiennes au cours de leur mouvement dans le référentiel du centre de masse, remplit la condition suivante :

$$d \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}, \quad \sigma_{tot} = \sigma(\sqrt{s}, \text{ type}) \quad (1.17)$$

où la section efficace est choisie comme étant la section efficace libre du type de collision considéré, nucléon - nucléon, nucléon - delta, ...

Comme les paramètres décrivant le potentiel nucléon - nucléon, les sections efficaces constituent une autre partie importante du modèle. En principe, les deux groupes de paramètres sont connectés et peuvent être déduits de la théorie de Brückner. QMD utilisant des sections efficaces et des potentiels dérivés des distributions locales de l'espace des phases [JAE92], les simulations sont coûteuses en temps car les sections efficaces et les potentiels dépendent explicitement de la population locale de l'espace des phases. En employant des sections efficaces libres, on peut paramétrer les sections efficaces des processus en s'appuyant sur les données expérimentales si nécessaire. Pour les sections efficaces inconnues expérimentalement, la symétrie en isospin et la réversibilité du temps sont utilisées. Dans une version particulière de QMD (HQMD), les sections efficaces sont obtenues à partir de considérations théoriques. Le modèle d'échange d'un boson a été employé et permet d'obtenir une première description des sections efficaces dans le milieu nucléaire.

Si deux particules diffusent, la direction de leur impulsion finale sera distribuée aléatoirement de telle sorte que la distribution de plusieurs collisions identiques correspondent à la section efficace mesurée. Pour les diffusions élastiques, la distribution est extraite de [CUG81]

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \sim \exp(A(s).t) \quad (1.18)$$

où  $t = -q^2$  est le transfert d'impulsion au carré et  $\sqrt{s}$  est l'énergie dans le centre de masse.

## 1.5 Blocage de Pauli

La section efficace est réduite à une section efficace effective par blocage de Pauli. Pour chaque collision, les densités de l'espace des phases dans les états finaux sont testées pour que la distribution finale dans l'espace des phases soit en accord avec le principe d'exclusion de Pauli ( $f \leq 1$ ). L'espace des phases de QMD n'est pas discrétisé en cellules

élémentaires comme dans un modèle à un corps. Pour obtenir des fonctions de distribution lisses, la densité finale de l'espace des phases  $f'_i$  pour les états finaux  $1'$  et  $2'$  est calculée et interprétée comme une probabilité de blocage. Ainsi, la collision est seulement permise avec une probabilité  $(1 - f'_1)(1 - f'_2)$ . Si la collision est rejetée, alors les particules conservent leur impulsion initiale.

Le blocage de Pauli de QMD possède une efficacité d'environ 95%, c'est à dire qu'un noyau dans son état fondamental avec une impulsion de Fermi possède un taux de blocage comparable. Pour réduire l'influence de fausses collisions à l'intérieur des noyaux dans leurs états fondamentaux, des conditions supplémentaires permettent à un nucléon d'entrer en collision seulement avec un nucléon d'un autre noyau ou avec un nucléon qui a déjà subi une collision.

## 1.6 Structure numérique

Le modèle QMD se compose principalement de trois grandes parties :

- L'initialisation du projectile et de la cible.
- La propagation des nucléons, des résonances et des particules produites.
- Les processus de collisions reposant sur les sections efficaces dépendantes de l'énergie de nombreux canaux et sur le blocage de Pauli.

Pour la propagation, la description du potentiel est d'une importance cruciale.

### 1.6.1 Solution des équations de transport

La solution des équations de transport pour la fonction de distribution à N corps est déterminée de la manière suivante :

- Le projectile et la cible sont initialisés. Pour chacun des noyaux, les nucléons sont initialisés en fonction de la distribution  $f(\vec{r}, \vec{p}, t = 0)$ . Cette distribution est contrainte à reproduire les propriétés des états fondamentaux des deux noyaux, comme les rayons et les énergies de liaisons.
- Les particules sont propagées en utilisant les équations du mouvement d'Hamilton (équation 1.9) avec un Hamiltonien donné  $\langle H \rangle$ .
- Deux particules proches dans l'espace des coordonnées peuvent entrer en collision. Les particules changent d'impulsion en respectant le principe de Pauli.

### 1.6.2 Paramètres d'entrée

Les paramètres d'entrée utilisés par le programme peuvent être divisés en trois grandes classes :

- Les paramètres de la collision : masses et charges du projectile et de la cible, énergie incidente, paramètre d'impact. Ils définissent toute la cinématique d'un événement.
- Les paramètres physiques : portée d'interaction, paramètres liés aux potentiels, sections efficaces dans le milieu nucléaire, largeurs de décroissance, ... Ils correspondent à une description détaillée des interactions. Leur choix repose sur la comparaison entre les simulations et les mesures expérimentales.
- Les paramètres techniques : pas en temps, distance initiale, paramètres de coupures, distance de collision ... Ils sont introduits afin de pouvoir effectuer les calculs numériques. Les observables ne doivent pas dépendre d'eux.

### 1.6.3 Simulation d'un événement

Lorsque tous les paramètres décrits précédemment sont fixés, la simulation d'un événement physique se déroule de la façon suivante :

- initialisation dans leurs états fondamentaux des noyaux du projectile et de la cible.
- propagation des particules du système :
  - calcul des densités d'interaction, des forces et de l'Hamiltonien.
  - propagation de toutes les particules en accord avec les équations du mouvement de Hamilton.
  - vérification pour chaque collision si l'état final est autorisé ou non par le blocage de Pauli. Dans le cas où la collision est autorisée, changement des impulsions en fonction de la distribution angulaire du processus considéré.
- production des informations sur les étapes intermédiaires de la réaction comme les coordonnées, les impulsions, les partenaires de collision, et obtention de la configuration finale dans l'espace des phases.

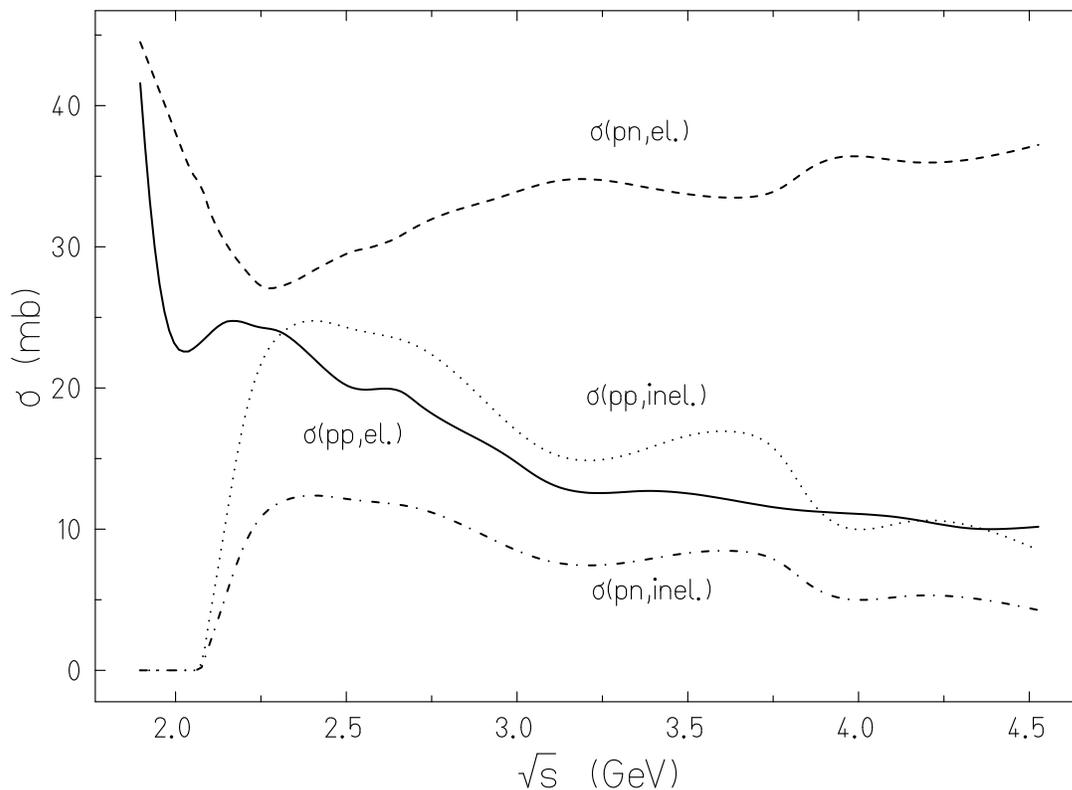
Cette procédure est répétée pour obtenir une statistique suffisante, c'est à dire un grand nombre d'événements indépendants.

## 1.7 IQMD, un développement de QMD

Isospin-QMD (IQMD) [HAR89] [HAR93] traite les différents états de charge des nucléons, des deltas et des pions explicitement. Le degré de liberté d'isospin est introduit

dans les sections efficaces et dans les interactions coulombiennes.

Les sections efficaces élastiques et inélastiques pour les collisions proton - proton et proton - neutron utilisées dans IQMD sont représentées sur la figure 1.1. Les sections efficaces pour les collisions neutron - neutron sont considérées égales aux sections efficaces pour les collisions proton - proton.



**Figure 1.1:** Sections efficaces élastiques et inélastiques pour les collisions proton - proton et proton - neutron utilisées dans IQMD.

### Potentiers utilisés

Le modèle IQMD produit des distributions de densité assez stable et conserve bien l'énergie, mais reproduit mal les énergies de liaison ( $E_{liaison} \approx 4-5$  MeV/nucléon pour les noyaux lourds au lieu de 8 MeV/nucléon). En plus de l'utilisation des états de charge de tous les baryons et mésons, un potentiel de symétrie entre protons et neutrons correspondant à la formule de masse de Bethe-Weizsäcker est ajouté

$$V_{sym}^{ij} = t_6 \frac{1}{\rho_0} T_{3i} T_{3j} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad t_6 = 100 MeV \quad (1.19)$$

où  $T_{3i}$  et  $T_{3j}$  représentent les projections de l'isospin des particules  $i$  et  $j$ . Les autres potentiels baryoniques comme  $V_{Skyrme}^{ij}$  et  $V_{mdi}^{ij}$  sont définis indépendants de l'isospin comme pour toutes les autres saveurs. Le potentiel de Yukawa dans IQMD est de très courte portée et faible.

## Les pions

Les pions libres se propagent sous l'influence des interactions coulombiennes. Les pions peuvent être produits lors de la décroissance d'une résonance delta et peuvent être réabsorbés par un nucléon pour former à nouveau une résonance delta. Le degré de liberté d'isospin joue un rôle important, spécialement dans la production de particules. Les sections efficaces inélastiques utilisées ont été calculées dans le cadre du modèle d'échange d'un boson ainsi que leurs distributions angulaires [BAS93], [BAS94].

## Initialisation

Dans IQMD, les centroïdes des gaussiennes d'un noyau sont distribués aléatoirement dans une sphère de l'espace des phases avec  $r \leq R$  et  $p \leq p_F$ .  $R = 1,12 A^{1/3}$  fm correspond à un état fondamental de densité  $\rho_0 = 0,17 fm^{-3}$ . Le moment de Fermi  $p_F$  dépend de la densité de l'état fondamental, pour  $\rho_0 = 0,17 fm^{-3}$  on obtient  $p_F \approx 268 MeV/c$ . Les impulsions sont uniformément distribuées à l'intérieur d'une sphère d'impulsion avec  $p \leq p_F$ . Il peut donc arriver que des nucléons proches de la surface, où l'énergie potentielle locale est basse, soient libres initialement. Cependant l'énergie de liaison par nucléon est toujours faible comparée à celle donnée par la formule de masse de Bethe-Weizsäcker. Alors les noyaux sont moins stables vis-à-vis d'une évaporation de particules incontrôlée. Finalement, il est à noter que IQMD utilise la contraction de Lorentz de la distribution des coordonnées du noyau, qui devient importante pour  $E/\text{nucléon} \geq 1$  GeV.

## Échelle d'interaction

La largeur des gaussiennes peut être interprétée comme la portée d'interaction d'une particule. Son influence disparaît dans la matière nucléaire infinie alors que, pour des systèmes finis, elle joue un rôle non négligeable. Dans IQMD, la largeur des gaussiennes est utilisée comme un paramètre d'entrée optionnel dépendant de la taille du système. Pour des systèmes légers, on utilise  $L = 4.33 fm^2$  alors que pour des systèmes plus lourds, on choisira plutôt  $L = 8.66 fm^2$ .

# Chapitre 2

## Production de pions et de kaons dans la matière nucléaire

L'étude des propriétés des hadrons dans la matière nucléaire est un sujet d'intérêt actuel. Au milieu des années quatre-vingt, émerge l'idée que les mésons voient leurs propriétés modifiées par l'environnement nucléaire. Le noyau devient donc un moyen d'étudier les propriétés des mésons. Sur la base de considérations théoriques, on prévoit que les résonances baryoniques augmentent la production de mésons pour une énergie de faisceau sous le seuil de production du méson considéré lors de processus de collisions élémentaires.

Un argument fort en faveur de ce raisonnement repose sur le fait qu'un processus à deux étapes, tel que nucléon - nucléon donne delta - nucléon suivi de delta - nucléon donne lambda - kaon - nucléon, est plus fréquent à des énergies sous le seuil que le processus à une seule étape, nucléon - nucléon donne lambda - kaon - nucléon. Comme le processus à deux étapes est absent des collisions nucléon - nucléon, sa présence lors de collisions nucléon - noyau augmente la section efficace estimée par extrapolation des données nucléon - nucléon. Dans la matière nucléaire, la production de particules est affectée par différents canaux de production, mais les propriétés des mésons eux-mêmes sont modifiées.

Les mésons  $\rho$  et  $K$  sont très intéressants pour l'étude de ces effets. En effet, le  $\rho$  possède une durée de vie courte et un taux de décroissance en une paire de dileptons fini. La paire de dileptons créée n'interagit plus avec l'environnement nucléaire. Sa détection expérimentale permet alors de tirer des conclusions sur les propriétés des mésons. Pour les kaons, il n'existe pas de désintégration en dileptons mais la section efficace kaon - nucléon est de l'ordre d'une dizaine de millibarns. Les rediffusions sont donc peu importantes et les kaons gardent alors des informations sur les réactions les plus centrales. Les kaons chargés positivement possèdent de plus l'avantage de contenir un antiquark étrange. Ils ne peuvent donc pas être réabsorbés.

## 2.1 Sections efficaces élémentaires

L'étude de la production de particules lors d'une collision entre un proton et un noyau à l'aide d'un modèle de transport nécessite l'utilisation des sections efficaces élémentaires de production des particules pour les interactions entre hadrons.

Aux énergies de l'ordre du GeV, les particules mises en jeu lors des collisions sont principalement le nucléon, le pion et la résonance delta. Il faut donc connaître les sections efficaces des processus nucléon - nucléon, nucléon - delta, delta - delta, pion - nucléon et pion - delta. Les particules produites lors des interactions entre un nucléon et un noyau ne peuvent pas de manière générale sortir de l'environnement nucléaire sans interagir avec le milieu avant d'être détectées. Du fait de la conservation de l'étrangeté, les kaons ne sont pas réabsorbés par le milieu nucléaire et ils subissent principalement des rediffusions élastiques avec les nucléons de ce milieu, surtout pour des énergies de l'ordre de 1 à 2 GeV.

De ce fait, le nombre de kaons ne varie pas en fonction du nombre d'interactions des kaons avec les nucléons, mais par contre leur spectre en impulsion est modifié. Au contraire des kaons, les antikaons peuvent être annihilés lors d'interactions avec les nucléons du milieu par des processus d'échanges d'étrangeté tels que antikaon - nucléon donne pion - hypéron. De plus, les antikaons subissent aussi des rediffusions élastiques.

### 2.1.1 Réactions pion - nucléon

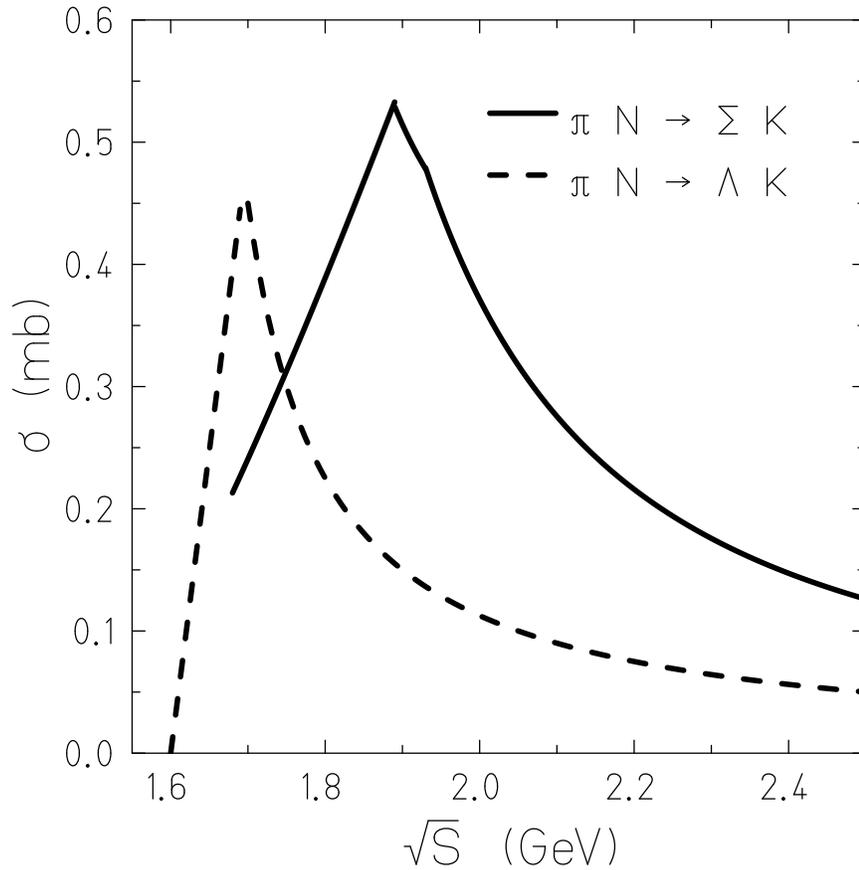
Dans les interactions pion - nucléon, notées  $\pi N$  par la suite, il existe deux principaux processus de production des kaons,  $\pi N \rightarrow \Lambda K$  et  $\pi N \rightarrow \Sigma K$ . Les données expérimentales sur ces deux processus pour certains canaux spécifiques sont abondantes, [BAL88] et [CUG90].

**Réaction**  $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0} &= 0 \quad \text{pour} \quad \sqrt{s} \leq \sqrt{s_0} = m_\Lambda + m_{K^0} \\ &= 9,89(\sqrt{s} - \sqrt{s_0}) \text{ mb} \quad \text{pour} \quad \sqrt{s_0} < \sqrt{s} \leq 1,7 \text{ GeV} \\ &= \frac{0,09}{\sqrt{s}-1,6} \text{ mb} \quad \text{pour} \quad \sqrt{s} > 1,7 \text{ GeV} \end{aligned}$$

**Réaction  $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+$** 

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+} &= 0 \quad \text{pour} \quad \sqrt{s} \leq \sqrt{s_0} = m_{\Sigma^+} + m_{K^+} \\
 &= 3,211(\sqrt{s} - \sqrt{s_0}) \text{ mb} \quad \text{pour} \quad \sqrt{s_0} < \sqrt{s} \leq 1,9 \text{ GeV} \\
 &= \frac{0,14}{\sqrt{s}-1,7} \text{ mb} \quad \text{pour} \quad \sqrt{s} > 1,9 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$



**Figure 2.1:** Sections efficaces totales des réactions  $\pi N \rightarrow \Lambda K$  et  $\pi N \rightarrow \Sigma K$ .

**Réaction  $\pi^-p \rightarrow \Sigma^-K^-$** 

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\pi^-p \rightarrow \Sigma^-K^-} &= 0 \quad \text{pour} \quad p \leq 1,03 \text{ GeV}/c \\
 &= 0,12p^{1,6} \text{ mb} \quad \text{pour} \quad 1,03 < p \leq 1,5 \text{ GeV}/c \\
 &= 1,12p^{-3,9} \text{ mb} \quad \text{pour} \quad 1,5 < p < 5 \text{ GeV}/c
 \end{aligned}$$

**Réaction**  $\pi^- p \rightarrow \Sigma^0 K^0$

$$\begin{aligned}\sigma_{\pi^- p \rightarrow \Sigma^0 K^0} &= 0 \quad \text{pour } p \leq 1,03 \text{ GeV}/c \\ &= 0,31 p^{-1,53} \text{ mb} \quad \text{pour } 1,03 < p \leq 15 \text{ GeV}/c\end{aligned}$$

Les sections efficaces moyennées sur les isospins sont obtenues en utilisant les formules suivantes :

$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Lambda K} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0} \quad (2.1)$$

$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Sigma K} = \frac{1}{2} [\sigma_{\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+} + \sigma_{\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^-} + \sigma_{\pi^- p \rightarrow \Sigma^0 K^0}] \quad (2.2)$$

Le modèle de Dynamique Quantique Moléculaire utilise ces deux paramétrisations représentées sur la figure 2.1.

### 2.1.2 Réactions pion - delta

La paramétrisation des sections efficaces des processus  $\pi \Delta \rightarrow \Lambda K$  et  $\pi \Delta \rightarrow \Sigma K$  repose sur le travail de Tsushima et al. [TSU94].

Le kaon est produit principalement dans le canal s lors des processus de désintégration des résonances baryoniques telles que N(1650), N(1710) et  $\Delta(1920)$ . L'accord ainsi obtenu avec les données expérimentales est bon. De plus, l'avantage d'un tel modèle est de permettre un calcul explicite de la moyenne sur les isospins.

$$\sigma_{\pi \Delta \rightarrow \Lambda K} = \frac{2}{9} A \text{ mb} \quad (2.3)$$

$$\sigma_{\pi \Delta \rightarrow \Sigma K} = \frac{1}{9} \left( \frac{5}{3} B + C + D + \frac{4}{3} E \right) \text{ mb} \quad (2.4)$$

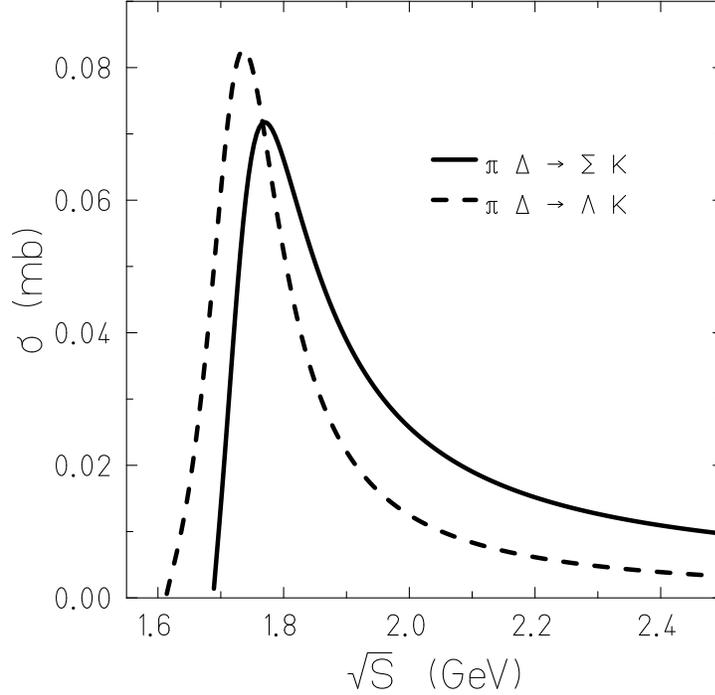
où

$$A = \frac{0,009883(\sqrt{s} - 1,613)^{0,7866}}{(\sqrt{s} - 1,72)^2 + 0,004852} \quad B = \frac{0,007448(\sqrt{s} - 1,688)^{0,7785}}{(\sqrt{s} - 1,725)^2 + 0,008147}$$

$$C = \frac{0,01052(\sqrt{s} - 1,688)^{0,814}}{(\sqrt{s} - 1,725)^2 + 0,007713} \quad E = \frac{0,02629(\sqrt{s} - 1,688)^{1,2078}}{(\sqrt{s} - 1,725)^2 + 0,003777}$$

$$D = \frac{0,0031(\sqrt{s} - 1,688)^{0,9853}}{(\sqrt{s} - 1,725)^2 + 0,005414} + \frac{0,3179(\sqrt{s} - 1,688)^{0,9025}}{(\sqrt{s} - 2,625)^2 + 44,88}$$

On obtient alors les paramétrisations présentées sur la figure 2.2.



**Figure 2.2:** Sections efficaces totales des réactions  $\pi\Delta \rightarrow \Lambda K$  et  $\pi\Delta \rightarrow \Sigma K$ .

### 2.1.3 Réactions baryon - baryon

Contrairement aux interactions pion - nucléon, les mesures expérimentales de la production de kaon dans les collisions nucléon - nucléon ne sont pas très abondantes. Les données expérimentales proches du seuil de production étaient presque inexistantes avant les mesures de la section efficace de production d'un kaon dans une collision proton - proton à 2 MeV au-dessus du seuil par la collaboration COSY [BAL96].

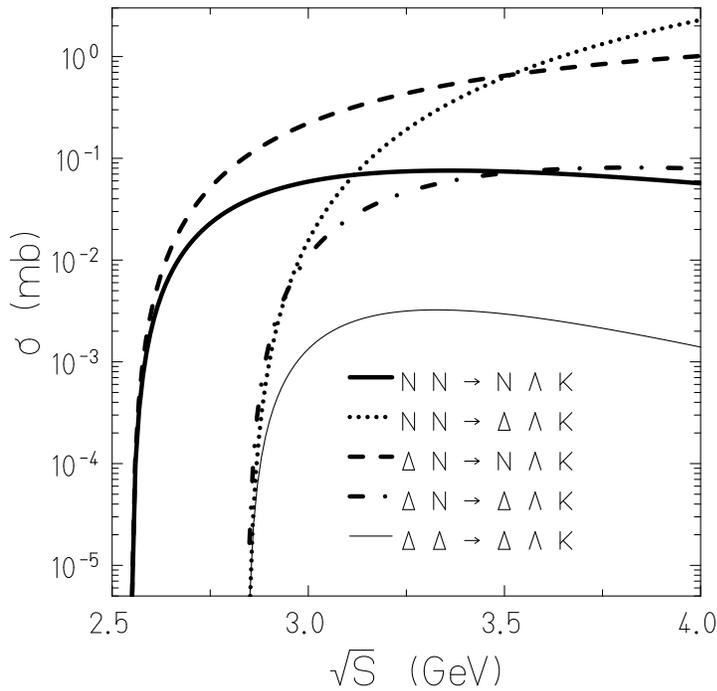
Nous présentons ici la paramétrisation de Tsushima et al. [TSU99] pour la section efficace totale de production d'un kaon lors d'une réaction baryon - baryon :

$$\sigma_{B_1 B_2 \rightarrow B_3 H K} = a \left( \frac{s}{s_o} - 1 \right)^b \left( \frac{s_o}{s} \right)^c \text{ mb} \quad (2.5)$$

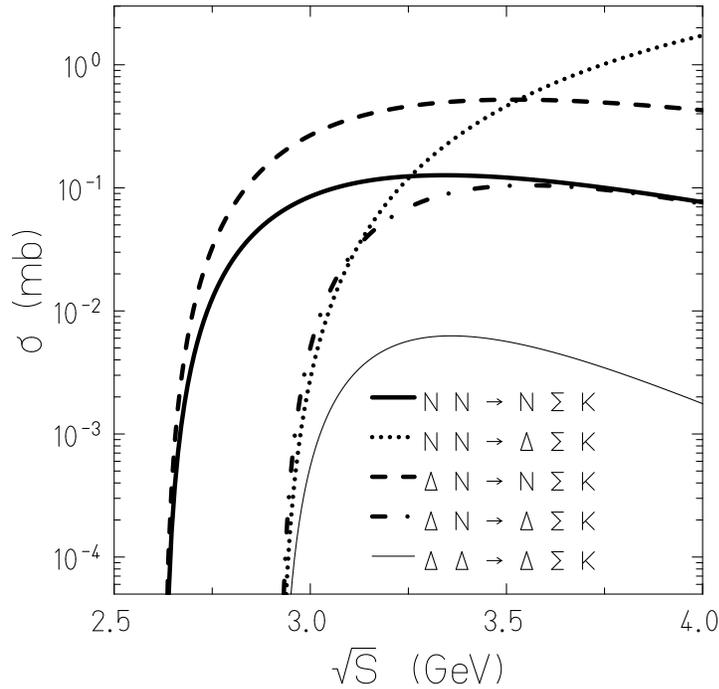
avec  $\sqrt{s_o}$  le seuil de production d'un kaon.

Réaction	a (mb)	b	c
$NN \rightarrow N\Lambda K$	2,33	2,14	5,024
$NN \rightarrow \Delta\Lambda K$	9,249	2,842	1,96
$\Delta N \rightarrow N\Lambda K$	4,169	2,227	2,511
$\Delta N \rightarrow \Delta\Lambda K$	2,679	2,28	5,086
$\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Lambda K$	0,337	2,149	12,05
$NN \rightarrow N\Sigma K$	15,49	2,768	7,222
$NN \rightarrow \Delta\Sigma K$	12,5	2,874	2,543
$\Delta N \rightarrow N\Sigma K$	39,54	2,799	6,303
$\Delta N \rightarrow \Delta\Sigma K$	21,18	2,743	8,407
$\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Sigma K$	5,14	2,952	12,05

**Tableau 2.1:** Valeurs des paramètres a, b, et c des sections efficaces totales de production d'un kaon pour les réactions baryon - baryon.



**Figure 2.3:** Sections efficaces totales des réactions  $B_1 B_2 \rightarrow B_3 \Lambda K$ .



**Figure 2.4:** Sections efficaces totales des réactions  $B_1 B_2 \rightarrow B_3 \Sigma K$ .

Le tableau 2.1 indique les valeurs des différents paramètres selon la réaction envisagée. Les paramétrisations obtenues sont représentées sur les figures 2.3 et 2.4.

Pour la production d'un kaon grâce aux réactions pion - nucléon et nucléon - nucléon, il existe de nombreux processus comprenant un ou deux pions en voie de sortie,  $\pi N \rightarrow H \pi K$ ,  $NN \rightarrow NH \pi K$  ou  $NN \rightarrow NH \pi \pi K$ . Ces processus ne sont pas importants aux énergies où nous nous plaçons du fait d'un seuil de production plus élevé que les réactions sans pion dans l'état final.

## 2.2 Interactions avec la matière nucléaire

Les kaons produits lors des réactions hadron - hadron intervenant dans les collisions d'un nucléon avec un noyau ne peuvent pas s'échapper du milieu nucléaire sans subir d'interactions avec ce milieu avant d'être détectés. Ainsi, il est nécessaire de connaître ces interactions afin de les incorporer dans le modèle de transport qui pourra ainsi mieux reproduire les données expérimentales.

### 2.2.1 Interactions des kaons avec la matière nucléaire

Un kaon ne peut être réabsorbé en raison de la conservation de l'étrangeté. Il ne subit que des collisions élastiques ou d'échange de charge aux énergies de l'ordre de 1 à 2 GeV. On ne considère ici que les interactions des kaons avec les nucléons. Les données expérimentales concernant les sections efficaces totales de ces processus sont issues de [DOV92] et permettent les paramétrisations suivantes :

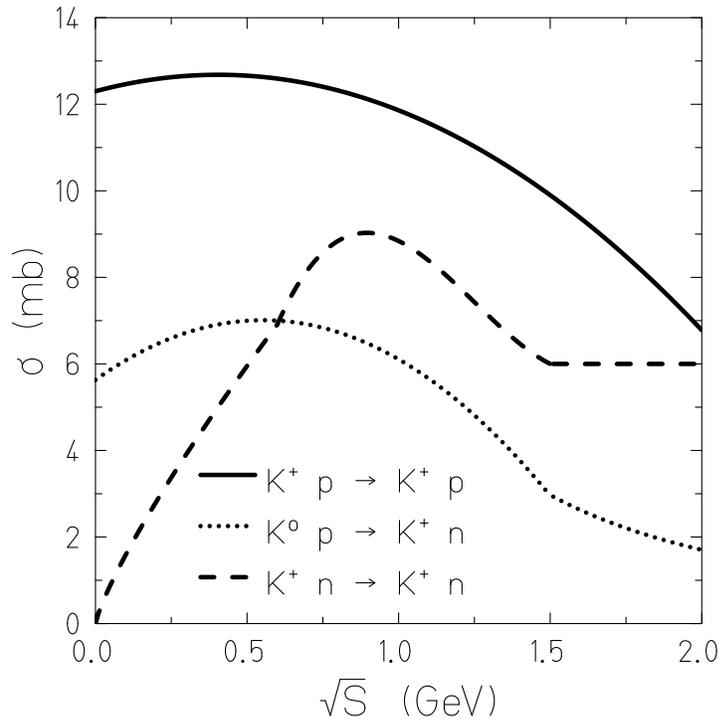
#### Les processus de diffusion élastiques

$$\sigma_{K^+p \rightarrow K^+p} = \sigma_{K^0n \rightarrow K^0n} = 12,3 + 1,88p - 2,32p^2 \text{ mb}$$

$$\sigma_{K^+n \rightarrow K^+n} = \sigma_{K^0p \rightarrow K^0p} = 10,51p^{0,82} \text{ mb} \text{ pour } p < 0,6 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma_{K^+n \rightarrow K^+n} = -18,93 + 76,68p - 66,65p^2 + 17,74p^3 \text{ mb} \text{ pour } 0,6 \leq p \leq 1,5 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma_{K^+n \rightarrow K^+n} = 6 \text{ mb} \text{ pour } p > 1,5 \text{ GeV}/c$$



**Figure 2.5:** Sections efficaces totales des processus de diffusions élastiques et d'échange de charge pour des interactions kaon - nucléon.

## Les processus d'échange de charge

$$\sigma_{K^0 p \rightarrow K^+ n} = \sigma_{K^+ n \rightarrow K^0 p} = 5,63 + 4,996p - 4,519p^2 \text{ mb} \quad \text{pour } p \leq 1,5 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma_{K^0 p \rightarrow K^+ n} = 6,502p^{-1,932} \text{ mb} \quad \text{pour } p > 1,5 \text{ GeV}/c$$

La figure 2.5 montre le comportement de ces sections efficaces totales en fonction de l'impulsion du kaon incident dans le référentiel du laboratoire.

### 2.2.2 Rediffusion des kaons

Soit  $\sigma_{tot}$  la section efficace totale de la collision kaon - nucléon. Si un kaon s'approche d'un nucléon à une distance inférieure à  $r = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}$ , alors il y a diffusion du kaon avec une distribution angulaire identique à celle de la diffusion libre. Ceci signifie que l'on considère le kaon et le nucléon comme libres. Normalement, cet environnement change les propriétés des particules le constituant, nous ne prenons pas en compte ces changements, mis à part les modifications de masse. Les réactions de diffusion élastique,  $\sigma_{el}$ , et d'échange de charge,  $\sigma_{ech}$ , possède une fraction relative du processus total égale respectivement à  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$  et  $\sigma_{ech}/\sigma_{tot}$ , avec  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{ech}$ .

Toutes les collisions entre un kaon et un nucléon sont traitées de manière perturbative. Après la collision, la position et l'impulsion du nucléon sont fixées à leur valeur antérieure à la collision. Les nucléons évoluent dans le milieu comme s'il n'y avait pas de kaons. Mais, contrairement aux nucléons, les impulsions des kaons sont modifiées et leurs trajectoires sont calculées en fonction des changements provoqués par les collisions avec les nucléons du milieu. Cette méthode permet d'effectuer des simulations numériques rapides tout en accumulant une statistique suffisante pour le calcul des observables liées au kaon. Si on traitait de manière non perturbative les événements créant des kaons, il faudrait accroître de façon considérable le temps de calcul afin de posséder un nombre suffisant de kaons pour effectuer une analyse significative du comportement des kaons dans la matière nucléaire.

## 2.3 Potentiel des kaons

Comme nous l'avons présenté précédemment, les kaons chargés positivement,  $K^+$ , semblent constituer un bon moyen pour obtenir des informations sur la région dense des collisions nucléon - noyau en raison de leur libre parcours moyen suffisamment long pour éviter d'interagir ensuite avec le milieu. Ce sont Kaplan et Nelson qui les premiers proposèrent la possibilité de formation d'une phase condensée de kaons dans les collisions

d'ions lourds [NEL87]. Des études postérieures à l'aide du modèle Nambu-Jona-Lasinio [LUT92], de la théorie des perturbations chirales [BRO94] et du modèle d'échange d'un boson [SCH94] montrent que les kaons ( $K^+$ ) subissent un potentiel répulsif léger dans le milieu et ne peuvent pas condenser. Par contre, les antikaons sont soumis à un fort potentiel attractif dans le milieu.

Dans le modèle de Dynamique Quantique Moléculaire, les kaons se propagent dans un potentiel créé par l'environnement nucléaire basé sur le modèle RMF [SCH94], [SCH97]. L'approche de Schaffner et al. repose sur l'extension du modèle de champ moyen de type Walecka de SU(2) à SU(3). Ils emploient l'image traditionnelle d'échanges de mésons pour décrire l'interaction des hadrons. Les valeurs des constantes de couplage du modèle RMF sont prises égales à celles de l'ensemble appelé TM1 de Schaffner et qui correspond à une équation d'état douce de la matière nucléaire. Sans potentiel, les kaons sont considérés comme des particules libres, ils se déplacent donc en ligne droite dans le milieu.

## 2.4 Durée de vie de la résonance delta

La majorité des collisions hadron - hadron produisant un kaon impliquent directement une résonance delta ou un pion provenant de la désintégration de la résonance delta. La durée de vie de cette résonance est donc un paramètre important.

### 2.4.1 Durée de vie d'une résonance de forme Breit-Wigner

Pendant longtemps, on a pensé que la durée de vie d'une résonance  $\Delta$  de masse  $m_\Delta$  dépendait de l'espace des phases disponible pour sa désintégration. Mais, il a été démontré [DAN96] [AIC97] que cette hypothèse n'était valide que pour des résonances possédant une durée de vie longue.

La durée de vie d'une résonance delta peut être calculée de la façon suivante. Considérons deux paquets d'ondes représentant respectivement un pion et un nucléon qui diffusent. Le processus de diffusion est régi par l'équation de Lippmann-Schwinger :

$$\phi = \psi + G_o V \phi$$

On calcule la probabilité  $|\phi(x, t)|$  de trouver la particule diffusée en  $x$  à l'instant  $t$ . Puis, on détermine le temps pour que le maximum du paquet d'ondes passe en  $x$  et celui pour que le paquet d'ondes passe sans diffuser. Le décalage entre les deux temps correspond à la durée de vie de la résonance delta.

Pour une résonance de forme Breit-Wigner, on aboutit à :

$$\tau = \frac{d\delta}{dE} = \frac{\Gamma_o/2}{(E - E_o)^2 + \Gamma_o^2/4}$$

avec  $\Gamma_o = 120$  MeV, la largeur de la résonance, et  $E_o = 1,232$  GeV.

### 2.4.2 Paramétrisation de Randrup

Pour la désintégration de la résonance delta, J. Randrup [RAN79] utilise une expression dépendante de la masse :

$$\Gamma = \frac{r(p_{pi})}{r(p_o)} \Gamma_o$$

où  $p_{pi}$  est l'impulsion du pion dans le référentiel de repos de la résonance delta et  $p_o = 1,15 \text{ fm}^{-1} = 227 \text{ MeV}/c$ .  $\Gamma_o$  est la largeur de la résonance delta dont la valeur est de 120 MeV.

La fonction  $r(p)$  est définie par :

$$r(p) = \frac{p^3}{\left(\frac{p}{p_2}\right)^4 + \left(\frac{p}{p_1}\right)^2 + 1}$$

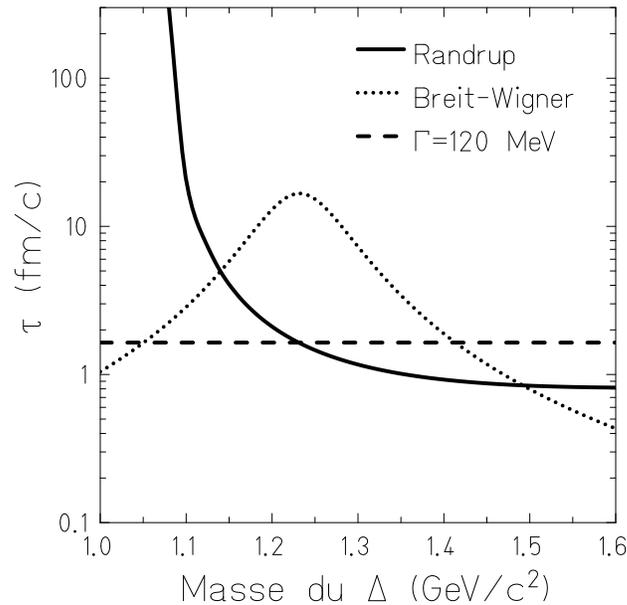
avec  $p_1 = \frac{\hbar}{0,83 \text{ fm}} = 238 \text{ MeV}/c$  et  $p_2 = \frac{\hbar}{0,62 \text{ fm}} = 318 \text{ MeV}/c$ .

### 2.4.3 Comparaison

La figure 2.6 montre les valeurs de la durée de la résonance delta obtenues avec les deux paramétrisations précédentes et celles obtenues pour le cas d'une résonance de largeur fixe de 120 MeV.

Une première approche comme celle de Randrup donne une durée de vie très grande pour une résonance delta de masse faible, puis elle décroît avec l'augmentation de la masse.

Une seconde approche comme celle du déphasage repose sur un calcul analytique de  $\tau$  qui aboutit à une durée de vie centrée autour de la masse  $m_\Delta = 1,232$  GeV.



**Figure 2.6:** Durée de vie de la résonance delta obtenue pour différents types de paramétrisation.

## 2.5 Simulations IQMD

Dans ce paragraphe, nous présentons les principaux résultats des simulations obtenus avec la version standard d'IQMD. Nous les comparons avec les mesures expérimentales [DEB96] effectuées au Laboratoire National Saturne près du spectromètre SPES 3 par la collaboration KaoS en 1996.

### 2.5.1 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions

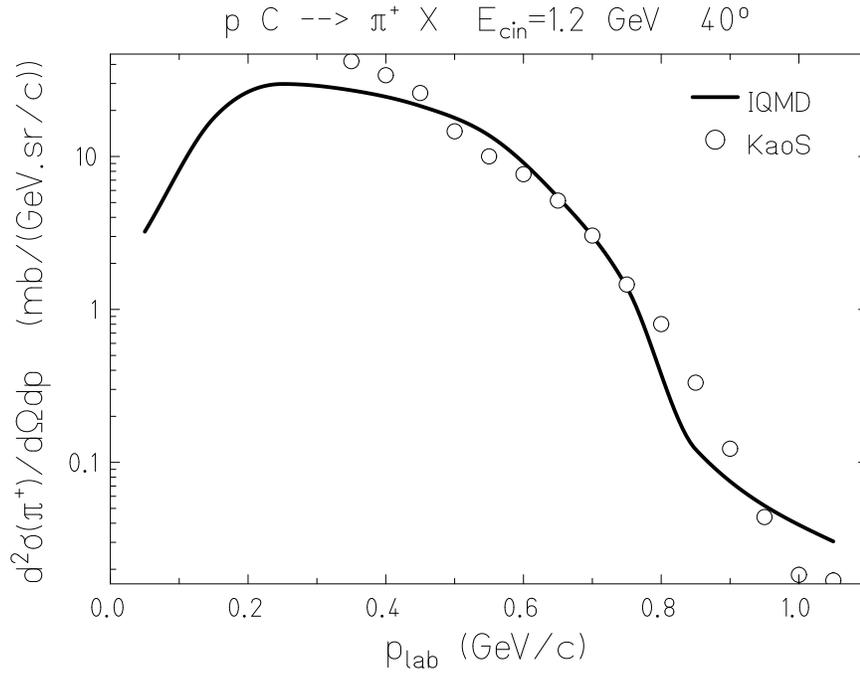
#### Cible de carbone

Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 2.7, 2.8 et 2.9.

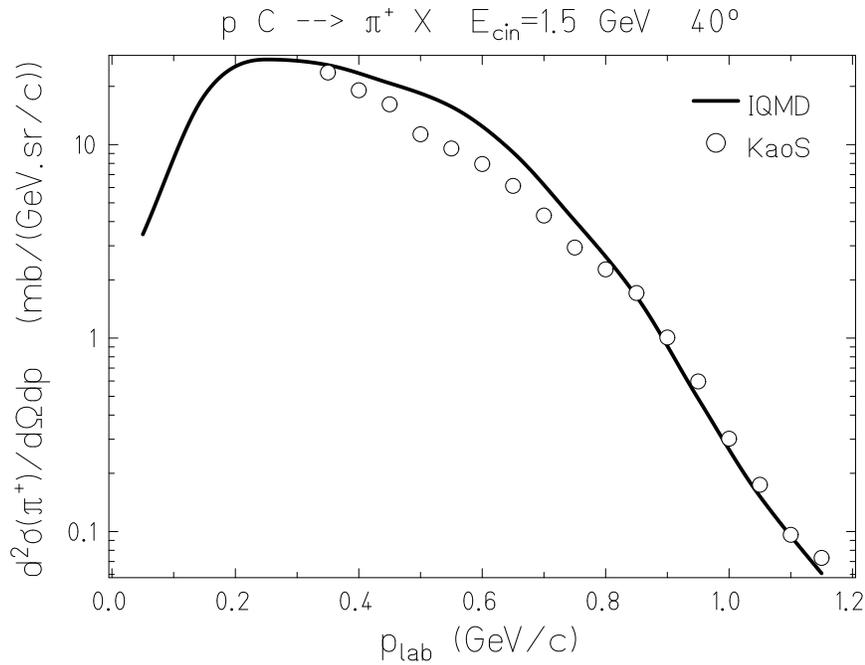
Les simulations à 1,2 et 1,5 GeV reproduisent à la fois en amplitude et en forme les données expérimentales.

Le spectre obtenu à 2,5 GeV sous-estime fortement la production de  $\pi^+$  pour les impulsions supérieures à 0,5 GeV/c. Cependant, la pente est en accord avec les mesures.

Si on compare les trois spectres, les sections efficaces sont sensiblement identiques

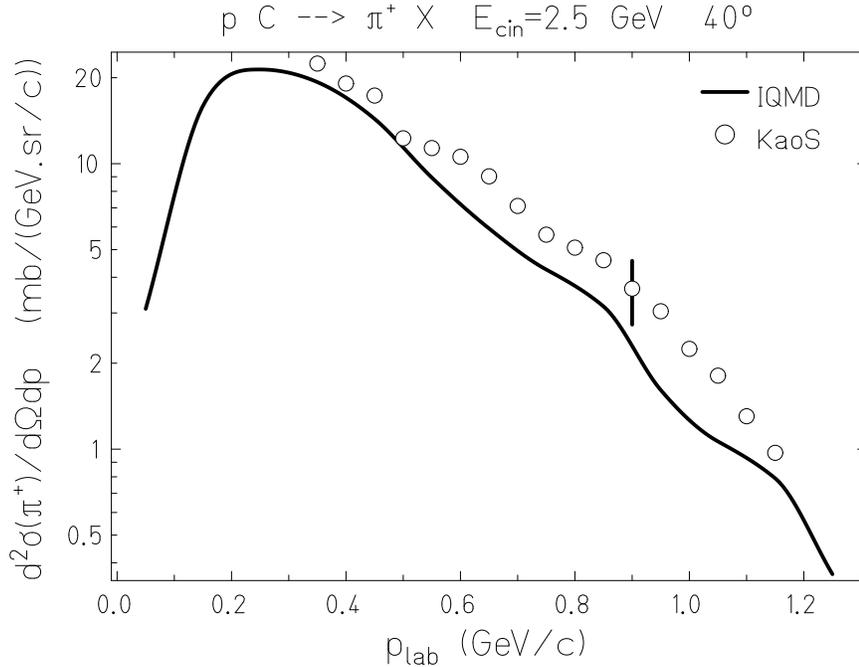


**Figure 2.7:** Section efficace doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,x\pi^+)$  à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 2.8:** Section efficace doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,x\pi^+)$  à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

jusqu'à 0,6 GeV/c d'impulsion. Au delà, le nombre de pions produits est proportionnel à l'énergie incidente du proton.



**Figure 2.9:** Section efficace doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 2,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

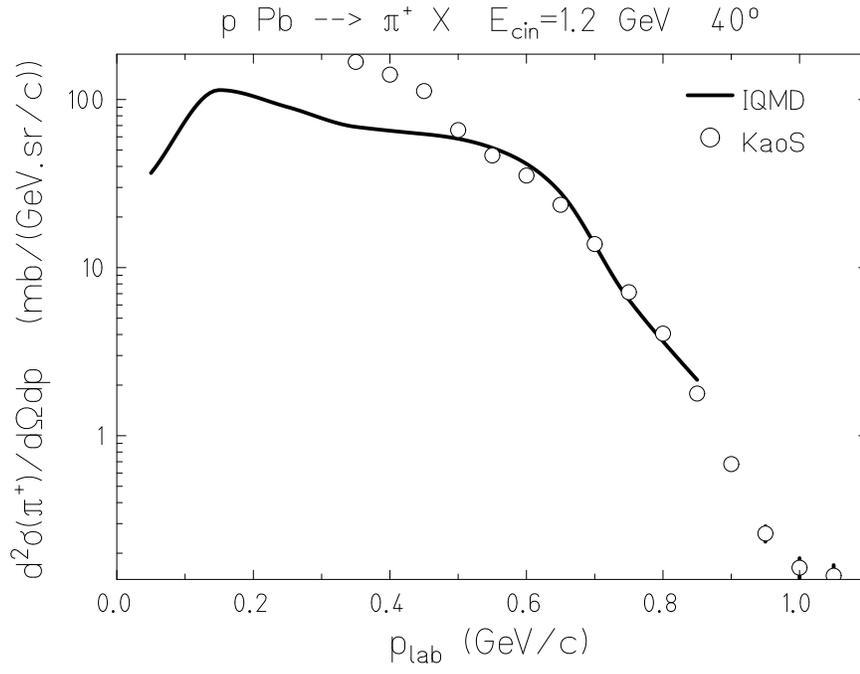
### Cible de plomb

Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 2.10 et 2.11.

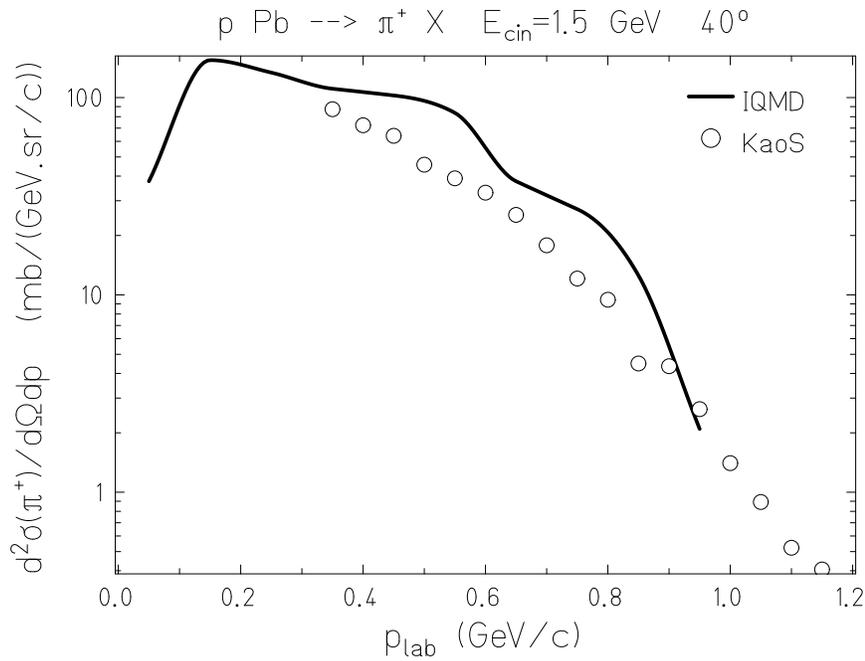
Pour une énergie incidente de 1,2 GeV, on constate deux grandes tendances. Au-dessous de 0,5 GeV en impulsion, la section efficace est plus basse que celle mesurée. Par contre, au-delà de 0,5 GeV d'impulsion, la forme et l'amplitude sont en bon accord avec les données expérimentales.

A 1,5 GeV d'énergie incidente, la production de  $\pi^+$  est surestimée sur pratiquement toute la gamme en impulsion. La forme est cohérente avec les mesures.

Comme pour la cible de carbone, la production de pions est proportionnelle à l'énergie incidente du proton.



**Figure 2.10:** Section efficace doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\pi^+)$  à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 2.11:** Section efficace doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\pi^+)$  à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

## Conclusion

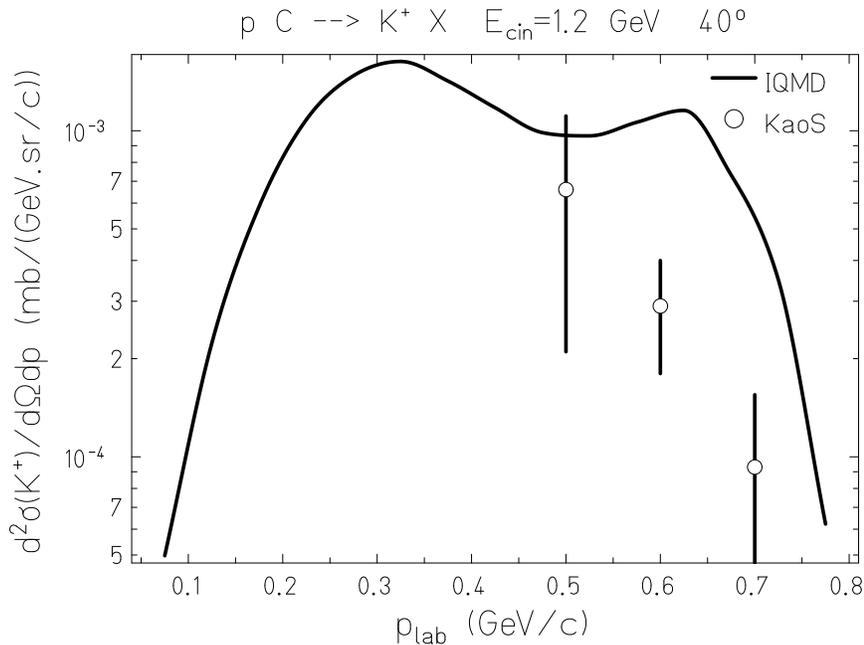
Les résultats obtenus avec IQMD pour les sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  sont de manière générale en bon accord avec les mesures expérimentales de la collaboration KaoS. Les amplitudes et les formes en fonction de l'énergie incidente du proton ou de la cible sont bien reproduites. On peut en conclure que la représentation des mécanismes de production des pions adoptée dans le modèle est correcte.

## 2.5.2 Sections efficaces doublement différentielles de production de kaons

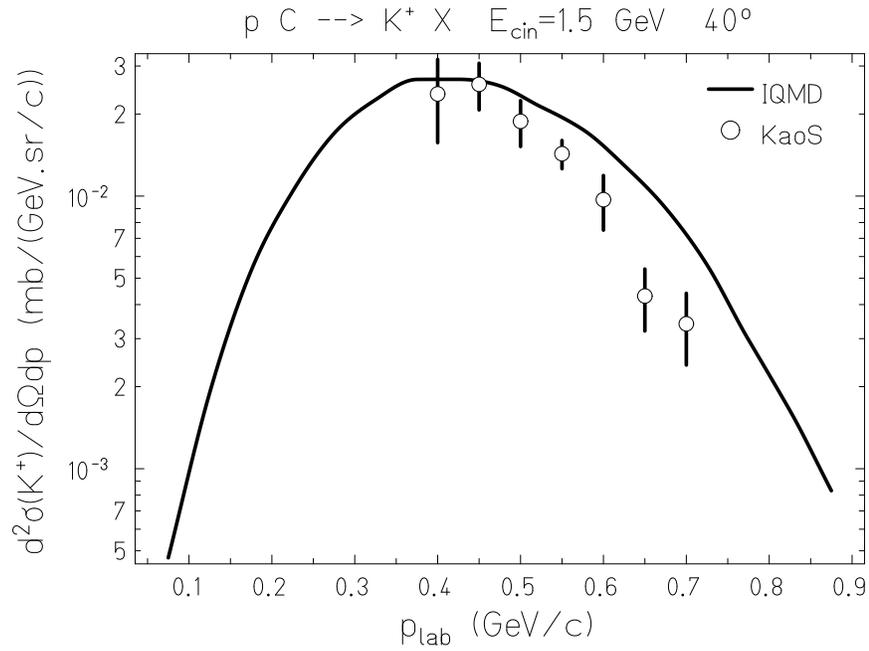
### Cible de carbone

Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 2.12, 2.13 et 2.14.

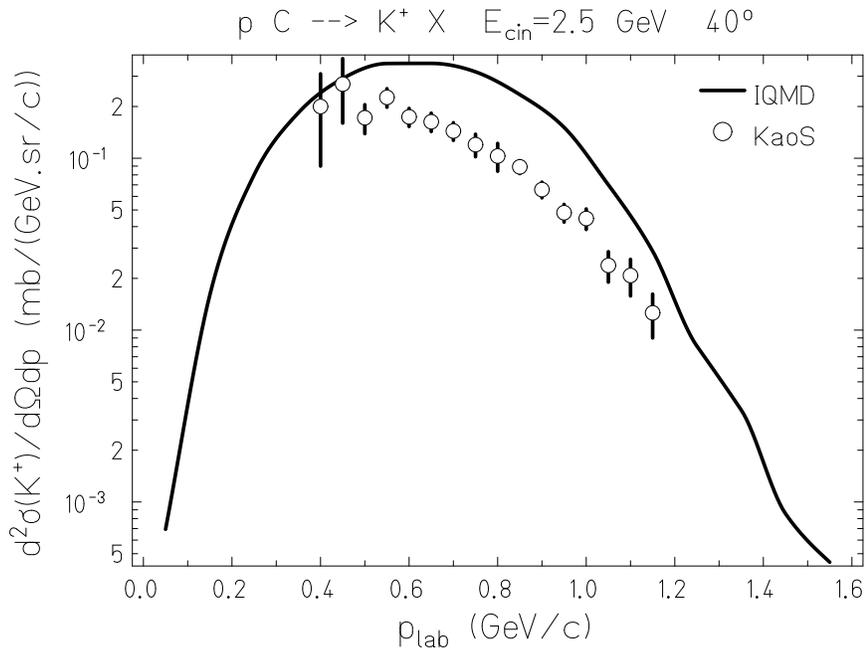
Les simulations à 1,5 et 2,5 GeV reproduisent bien la forme des spectres expérimentaux. Cependant, la production de  $K^+$  est surestimée d'environ un facteur deux dès que l'impulsion dépasse 0,5 GeV/c.



**Figure 2.12:** Section efficace doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}C(p,xK^+)$  à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 2.13:** Section efficace doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 2.14:** Section efficace doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 2,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

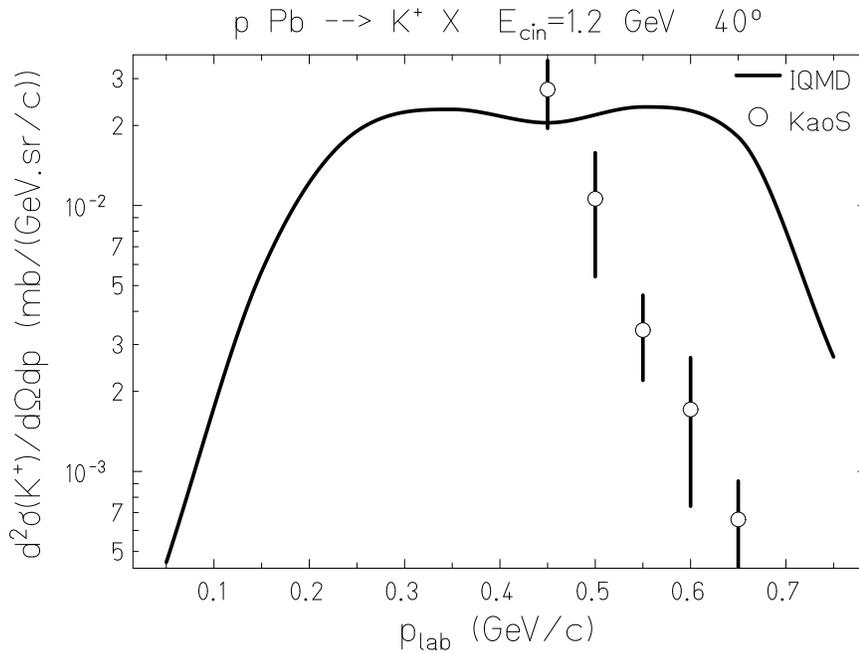
Pour une énergie incidente de 1,2 GeV, ni la forme ni l'amplitude sont correctes. On remarque même une augmentation de la section efficace pour une impulsion comprise entre 0,55 et 0,7 GeV/c alors que l'on attend expérimentalement une diminution exponentielle.

En comparant les différents spectres, on remarque une augmentation importante de la production de kaons, d'environ un ordre de grandeur, entre chaque énergie incidente. Ceci indique une forte dépendance de la production de kaons en fonction de l'énergie disponible dans les collisions nucléon - nucléon. En effet, les kaons possèdent un seuil de production élevé de 1,58 GeV, contrairement aux pions (279 MeV). Ils sont donc produits sous le seuil sauf à 2,5 GeV d'énergie incidente pour les protons.

### Cible de plomb

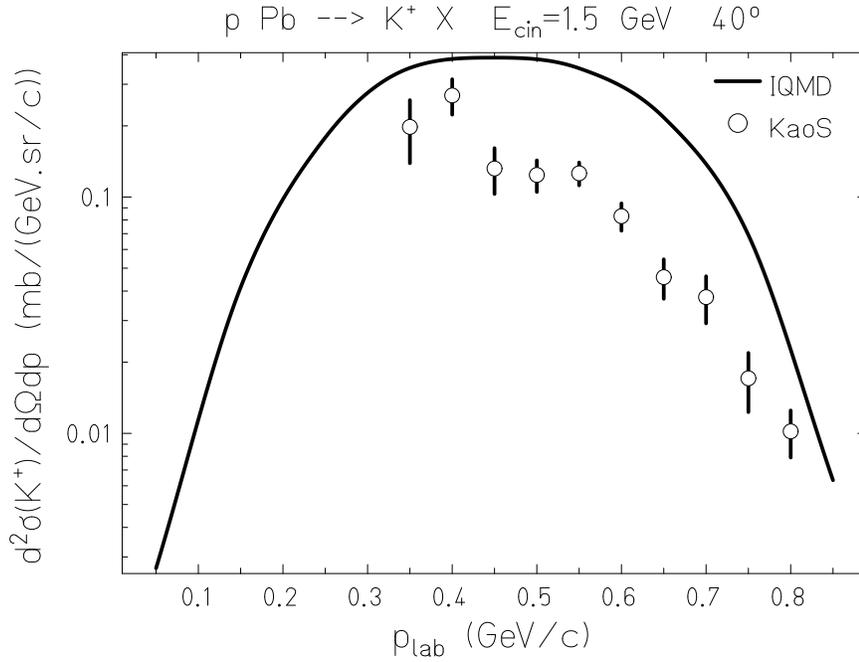
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 2.15 et 2.16.

Comme pour la cible de carbone, pour une énergie incidente de 1,2 GeV, ni la forme ni l'amplitude sont en accord avec les mesures expérimentales. On remarque encore une augmentation de la section efficace pour une impulsion comprise entre 0,55 et 0,7 GeV/c alors que l'on attend expérimentalement une diminution exponentielle.



**Figure 2.15:** Section efficace doublement différentielles de production de K<sup>+</sup> à 40° pour la réaction <sup>208</sup>Pb(p,xK<sup>+</sup>) à 1,2 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

A 1,5 GeV, on retrouve une forme en accord avec les données. Cependant, la production de  $K^+$  est deux à trois fois supérieure à celle mesurée par la collaboration KaoS.



**Figure 2.16:** Section efficace doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,xK^+)$  à 1,5 GeV (ligne noire) comparée aux mesures de KaoS (cercle).

## Conclusion

Les résultats obtenus avec IQMD pour les sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  sont de manière générale en désaccord avec les mesures expérimentales de la collaboration KaoS. Contrairement aux pions, l'approche développée pour décrire la production de kaons dans le modèle est insuffisante lors de collisions proton - noyau. Les kaons testent, de façon beaucoup plus fine que les pions, les distributions d'impulsion et d'énergie des nucléons dans le noyau pour une énergie incidente des protons de l'ordre du GeV. A ces énergies, la création des kaons est impossible lors d'une collision nucléon - nucléon. Il faut donc gagner une partie d'énergie supplémentaire. Par exemple, si les moments intrinsèques de Fermi des nucléons sont anti-colinéaires, l'énergie disponible augmente.



# Chapitre 3

## Description des nucléons dans le noyau

### 3.1 Fonction spectrale du nucléon

#### 3.1.1 Définition

Le comportement d'un nucléon dans un noyau est décrit par sa fonction spectrale qui représente la probabilité de trouver un nucléon avec une impulsion  $\vec{k}$  et une énergie de liaison  $E$  et qui contient toute l'information sur la structure du noyau de la cible.

La connaissance de la fonction spectrale est nécessaire pour connaître l'énergie disponible dans le noyau et pour le calcul de sections efficaces de réactions nucléaires. En particulier, elle a été largement utilisée pour l'analyse des diffusions quasi-élastiques inclusives et exclusives d'électrons sur des noyaux. La fonction spectrale du nucléon, notée  $P(\vec{k}, E)$ , est un point crucial dans l'évaluation du seuil bas de production de n'importe quelle particule dans une cible nucléaire. Le besoin d'une fonction  $P(\vec{k}, E)$  réaliste est particulièrement manifeste pour les processus impliquant de grandes impulsions de transfert  $q$ .

La fonction spectrale contient toute l'information sur la structure de la cible nucléaire [BEN94]. Les dépendances en impulsion et en énergie de liaison sont gouvernées par les caractéristiques de particule unique de la structure nucléaire et par le comportement de la fonction d'onde nucléaire à courte distance de séparation nucléon - nucléon.

Comme déjà mentionné plus avant, la fonction spectrale du nucléon,  $P(\vec{k}, E)$ , donne la probabilité jointe de trouver dans un noyau un nucléon avec une impulsion  $\vec{k}$  et une énergie de liaison  $E$ . Puisque l'énergie de liaison est définie par :

$$E = |E_A| - |E_{A-1}| + E_{A-1}^*$$

$E_{A-1}^*$  étant l'énergie d'excitation du système de  $A - 1$  nucléons mesurée par rapport

à l'état fondamental, et  $E_A$  ( $E_{A-1}$ ) l'énergie de liaison du noyau  $A$  ( $A - 1$ ). La fonction spectrale représente aussi, après qu'un nucléon d'impulsion  $\vec{k}$  ait été expulsé de la cible, la probabilité que le système résiduel de  $A - 1$  nucléons possède l'énergie d'excitation  $E_{A-1}^*$  [CIO 96].

### 3.1.2 Propriétés

Plusieurs quantités importantes sont reliées à la fonction spectrale :

- La distribution interne d'impulsion du nucléon

$$n(\vec{k}) = \int P(\vec{k}, E) dE$$

A faible impulsion,  $n(\vec{k})$  est dominée par les caractéristiques de particule unique de la matière nucléaire.

A forte impulsion,  $n(\vec{k})$  est gouvernée par les propriétés à courte portée de la structure nucléaire.

- L'énergie cinétique moyenne du nucléon

$$\langle T \rangle = \int \int \frac{\vec{k}^2}{2m_N} P(\vec{k}, E) d\vec{k} dE$$

- L'énergie de liaison moyenne du nucléon

$$\langle E \rangle = \int \int E P(\vec{k}, E) d\vec{k} dE$$

- Un effet important est celui de la masse effective du nucléon

$$m^* = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} \neq m_o$$

$m^*$  est la masse effective,  $m_o$  est la masse au repos,

$\vec{p}$  est le vecteur impulsion.

La fonction spectrale est proportionnelle à la partie imaginaire de la fonction de Green qui décrit la propagation des états de trou et peut être écrite :

$$P(\vec{k}, E) = \sum_N | \langle 0 | a_k^+ | N^{A-1} \rangle |^2 \delta(E - E_N^{A-1} + E_o^A)$$

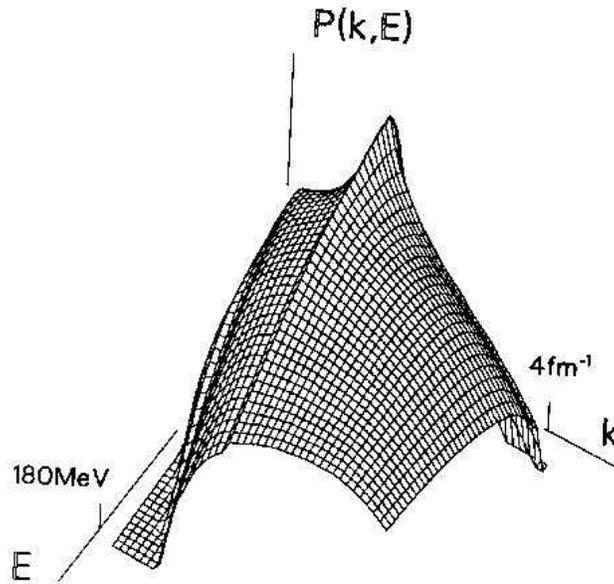
Le calcul de  $P(\vec{k}, E)$  pour  $A > 2$  nécessite la connaissance d'un ensemble complet de fonctions d'ondes pour  $A - 1$  nucléons en interaction. Comme ce dernier doit être obtenu par un calcul à  $N$  corps utilisant un modèle réaliste de l'interaction nucléon - nucléon, l'évaluation de  $P(\vec{k}, E)$  représente un grand intérêt. En adoptant une description

de Schrödinger non relativiste des noyaux, la fonction spectrale d'un nucléon est définie comme suit :

$$P(\vec{k}, E) = \frac{1}{2J_o + 1} \sum_{\sigma} \langle \Psi_A^o | a_{k,\sigma}^{\dagger} \delta(E - (H - E_A)) a_{k,\sigma}^{-} | \Psi_A^o \rangle$$

Le principal effet des corrélations nucléon - nucléon est de dépeupler les états sous le niveau de Fermi et de permettre l'occupation partielle des états au-dessus du niveau de Fermi.

La fonction spectrale utilisée dans les simulations suivantes, nous a été communiquée par I. Sick et est représentée sur la figure suivante.



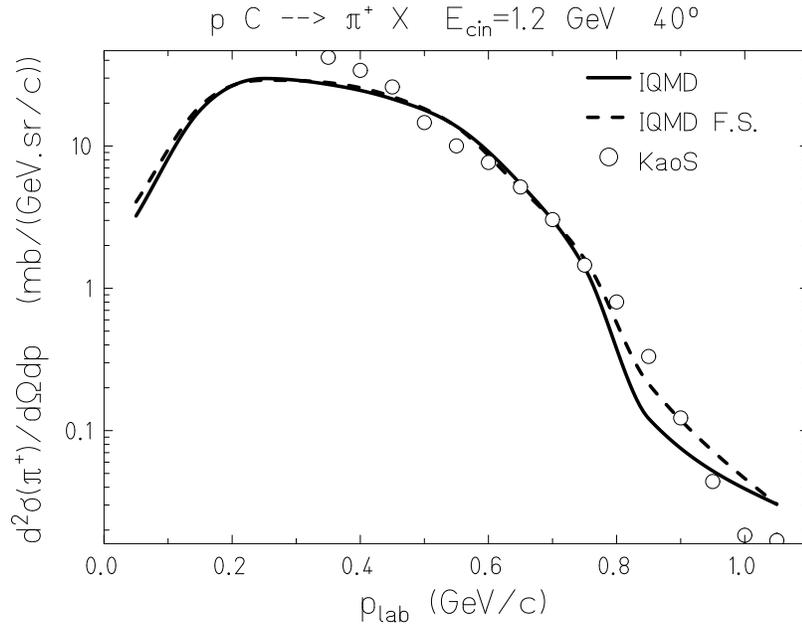
**Figure 3.1:** Fonction spectrale utilisée dans les simulations IQMD.

### 3.1.3 Résultats

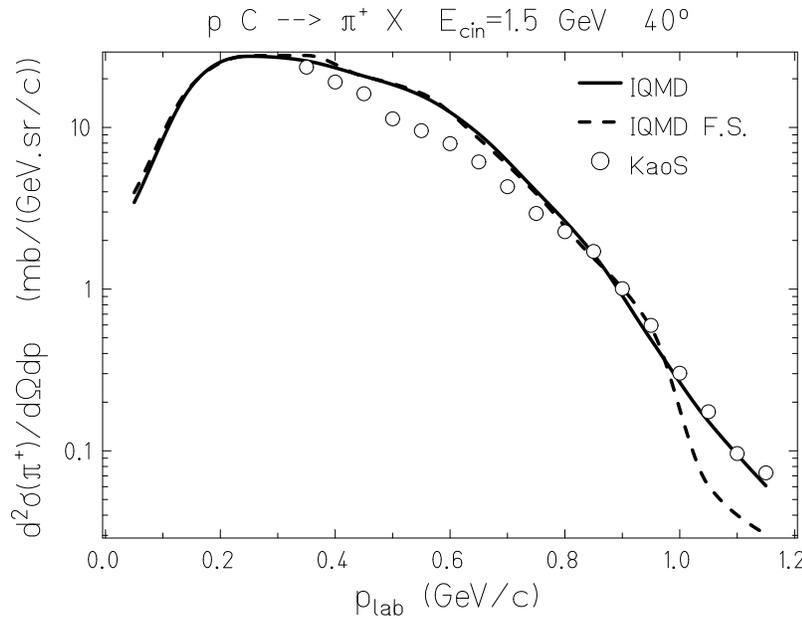
#### Sections efficaces doublement différentielles de production de pions

##### Cible de carbone

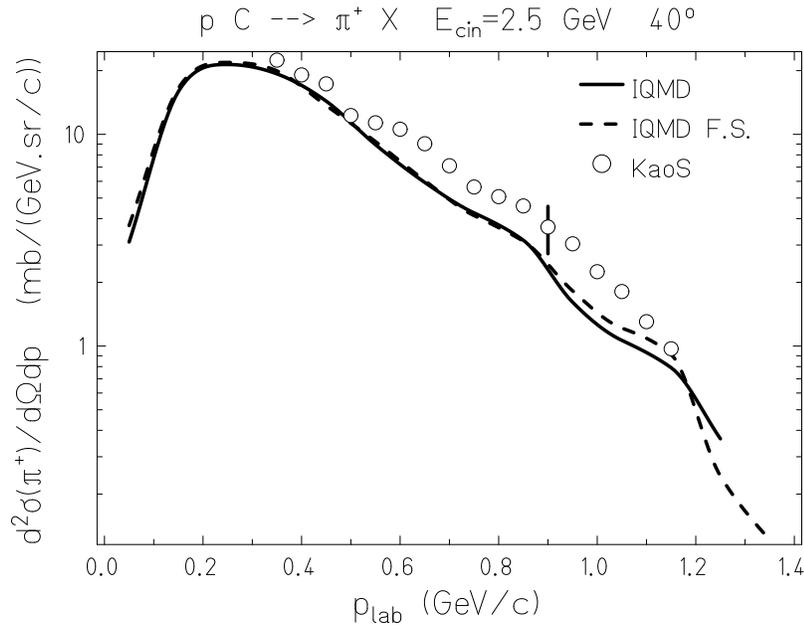
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 3.2, 3.3 et 3.4.



**Figure 3.2:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 3.3:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



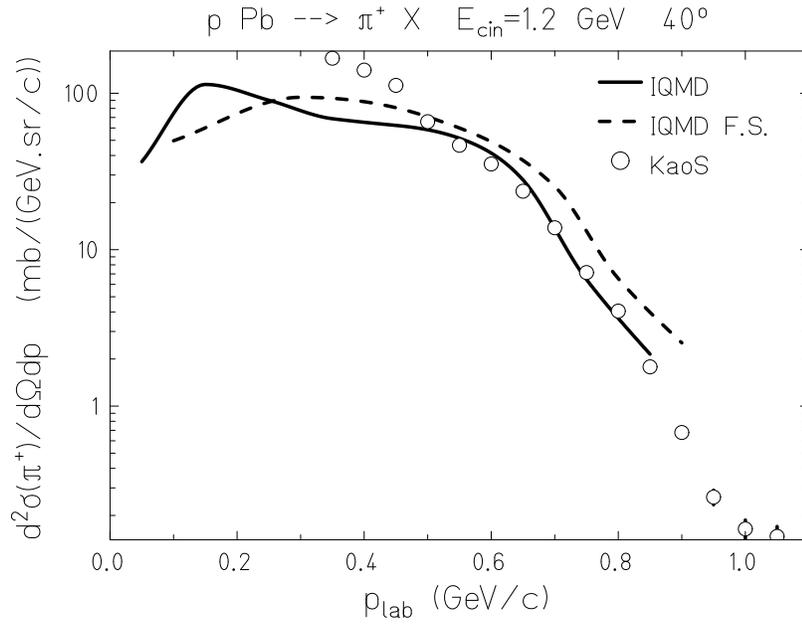
**Figure 3.4:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 2,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).

### Cible de plomb

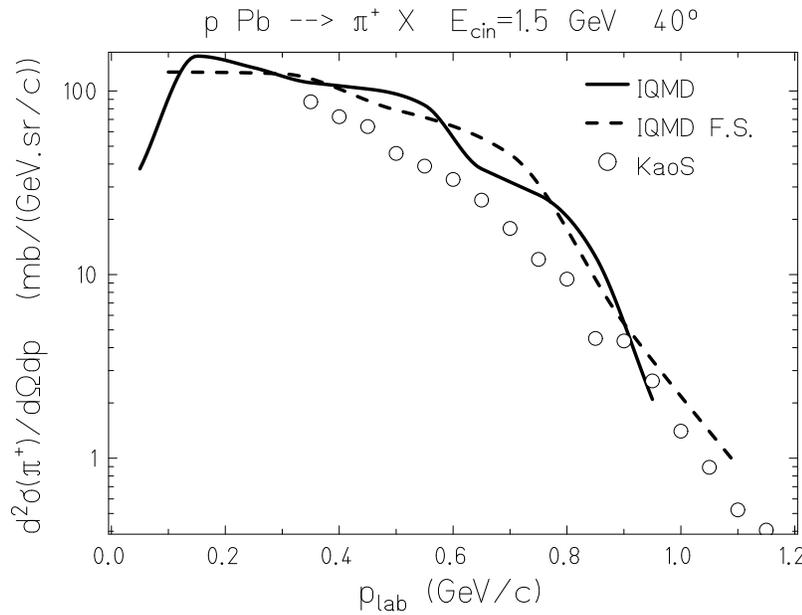
Les résultats obtenus lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 3.5 et 3.6.

### Conclusion

L'introduction de la fonction spectrale dans notre modèle sur les sections efficaces doublement différentielles de production de pions est pratiquement sans effet. Le faible seuil de production des pions peut expliquer ce comportement.



**Figure 3.5:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$  à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 3.6:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$  à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).

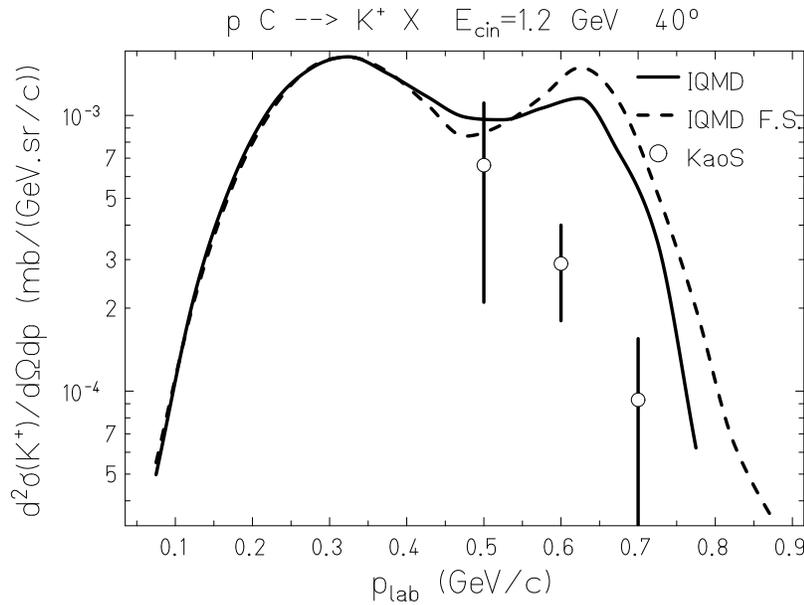
## Sections efficaces doublement différentielles de production de kaons

### Cible de carbone

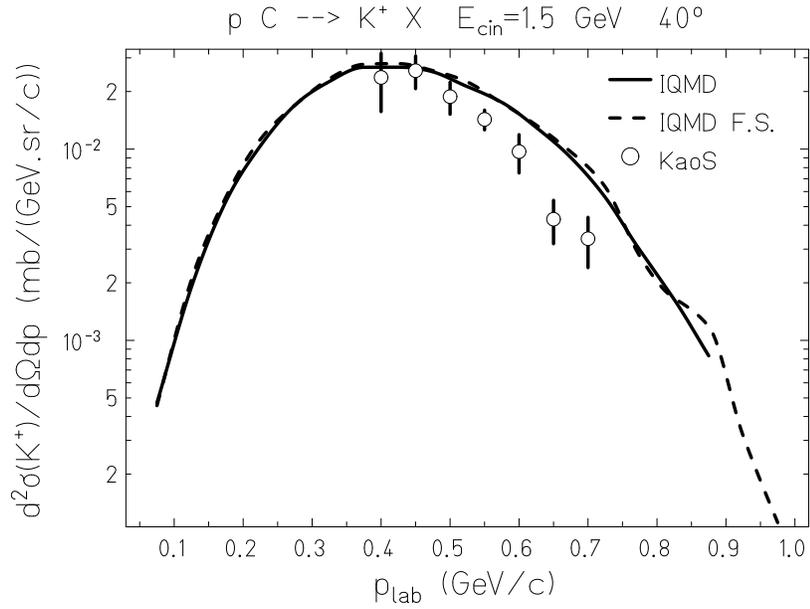
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 3.7, 3.8 et 3.9.

### Cible de plomb

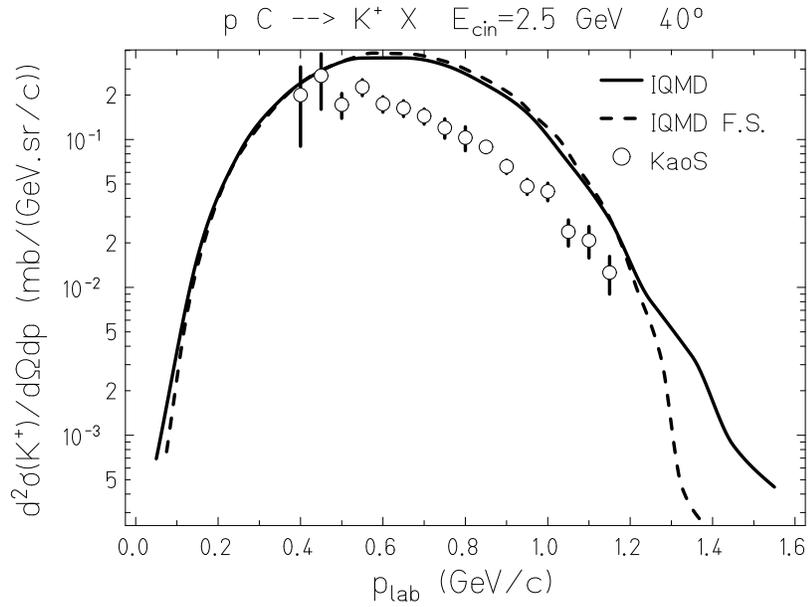
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 3.10 et 3.11.



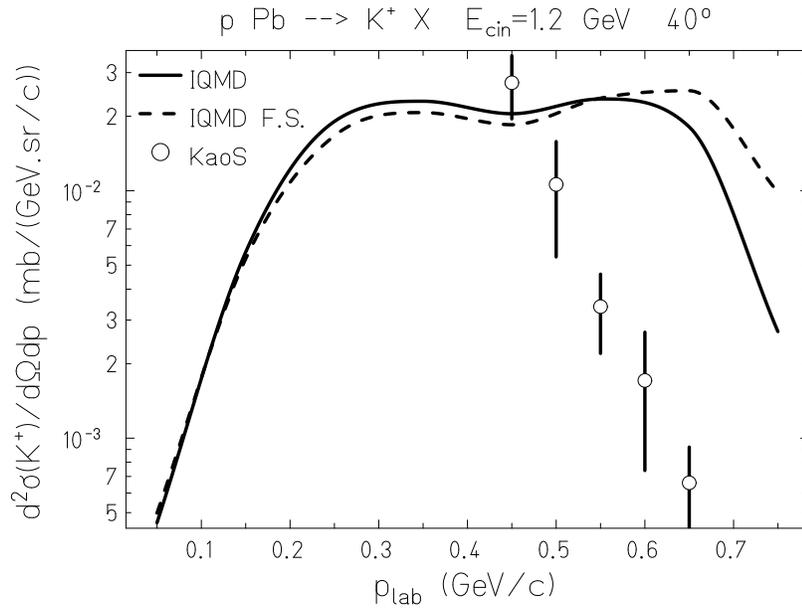
**Figure 3.7:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



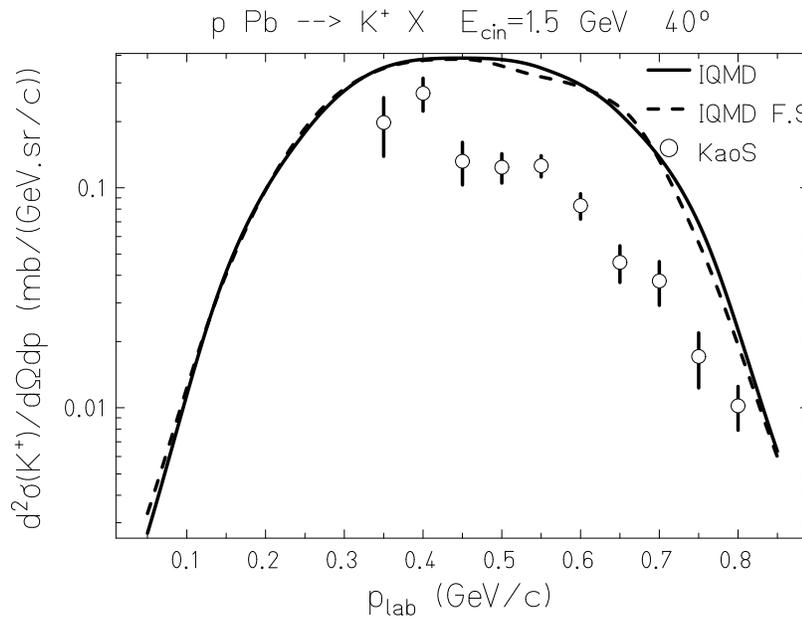
**Figure 3.8:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 3.9:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 2,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 3.10:** Sections efficaces doublement différentielles de production de K<sup>+</sup> à 40° pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\text{K}^+)$  à 1,2 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).



**Figure 3.11:** Sections efficaces doublement différentielles de production de K<sup>+</sup> à 40° pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\text{K}^+)$  à 1,5 GeV (lignes noire et discontinue) comparées aux mesures de KaoS (cercle).

## Conclusion

L'effet de l'introduction de la fonction spectrale sur les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons est aussi sans effet. Cependant, en introduisant des distributions plus réalistes pour l'impulsion et l'énergie des nucléons dans le noyau, la production de kaons aurait dû être modifiée au moins pour les énergies incidentes égales à 1,2 GeV et 1,5 GeV. Ce n'est pas le cas. Une explication possible repose sur la difficulté de mettre en place dans un modèle dynamique une description statique des propriétés du nucléon.

## 3.2 Corrélation nucléon - nucléon

### 3.2.1 Motivation

Un des buts de la physique nucléaire théorique est de tenter de décrire les propriétés générales des systèmes nucléaires à partir d'une interaction nucléon - nucléon réaliste. Ce travail se déroule généralement en deux phases.

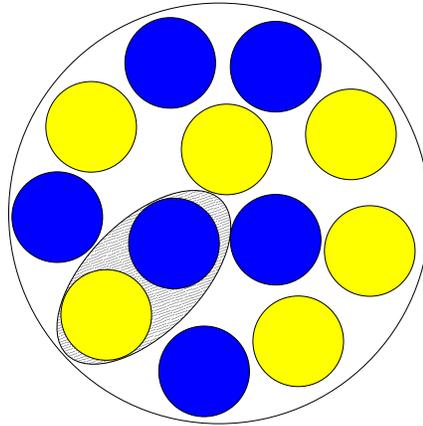
Dans un premier temps, il faut choisir un modèle spécifique pour l'interaction nucléon - nucléon. Cela peut être un modèle issu de la chromo-dynamique quantique [VAL95], de l'échange d'un méson, de l'échange d'un boson [MAC89] [NAG78] ou d'une formulation purement phénoménologique en termes d'opérateurs à deux corps multipliés par des fonctions du potentiel local [WIR84] [LAG81]. Ces modèles sont considérés comme réalistes, si l'ajustement des paramètres est en bon accord avec les mesures de la diffusion nucléon - nucléon pour des énergies inférieures au seuil de production des pions ainsi qu'avec l'énergie et d'autres observables du deuton.

Après la définition de l'Hamiltonien, la deuxième phase consiste en la résolution du problème à N corps de A nucléons interagissant avec un potentiel à deux corps réaliste. L'approche la plus simple pour des fermions est celle du champ moyen ou l'approximation Hartree-Fock. Cette procédure produit de bons résultats pour la plupart des propriétés des noyaux, énergies de liaisons et rayons, si l'on emploie des forces nucléon - nucléon phénoménologique simple comme les forces de Skyrme [BRA85].

La fonction spectrale met en évidence l'idée que les nucléons sont en mouvement dans un potentiel créé par les autres nucléons. Mais, cette image n'est qu'un premier pas pour la description d'un noyau qui devient insuffisant pour reproduire des observables dépendant fortement de l'impulsion des nucléons. En plus du mouvement dans un potentiel à 1 corps, il existe de fortes corrélations entre les nucléons dans le noyau. Ces corrélations peuvent être à l'origine de grandes impulsions pour certains nucléons.

Ce n'est pas facile d'introduire de telles corrélations dans un modèle de dynamique comme IQMD. Nous avons développé une approche phénoménologique simple pour tester l'effet des corrélations nucléon - nucléon dans la matière nucléaire finie sur la production de pions et de kaons lors de collisions proton - noyau. Nous supposons la présence dans le noyau de paires nucléon - nucléon qui possèdent une distribution de l'impulsion relative identique à celle des nucléons du deuton.

Sur la figure 3.12, l'exemple d'un noyau de carbone défini avec dix nucléons non corrélés et une paire proton - neutron, constituant un deuton, est présenté.



**Figure 3.12:** Noyau de  $^{12}\text{C}$  initialisé avec une paire proton - neutron, constituant un deuton, et dix nucléons non corrélés.

### 3.2.2 Résultats

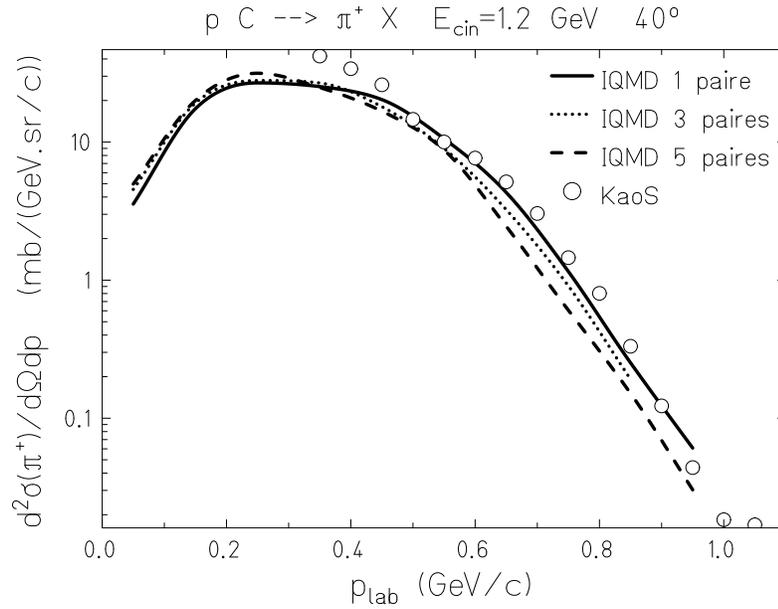
#### Sections efficaces doublement différentielles de production de pions

##### Cible de carbone

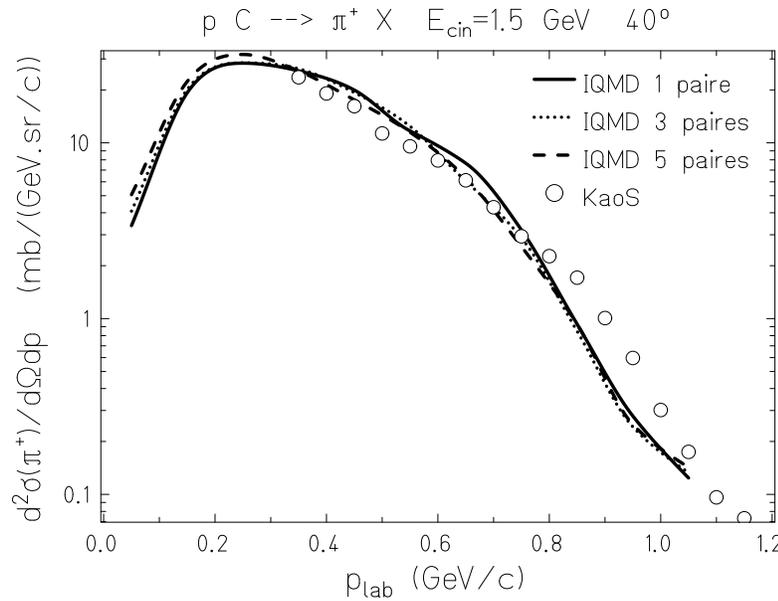
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 3.13, 3.14 et 3.15

##### Cible de plomb

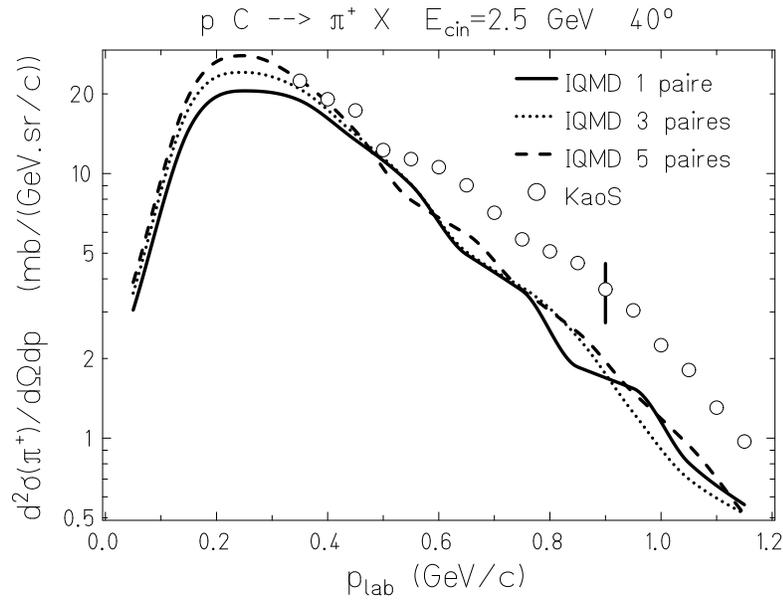
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 3.16 et 3.17.



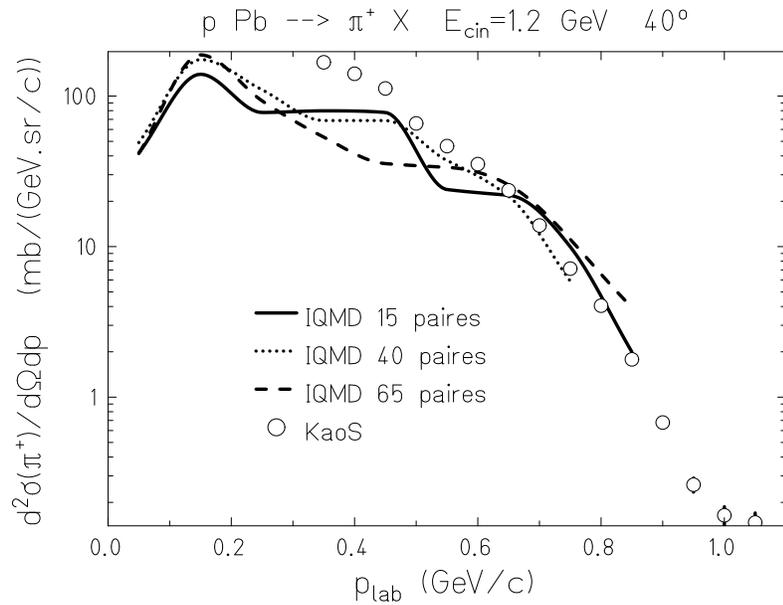
**Figure 3.13:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.



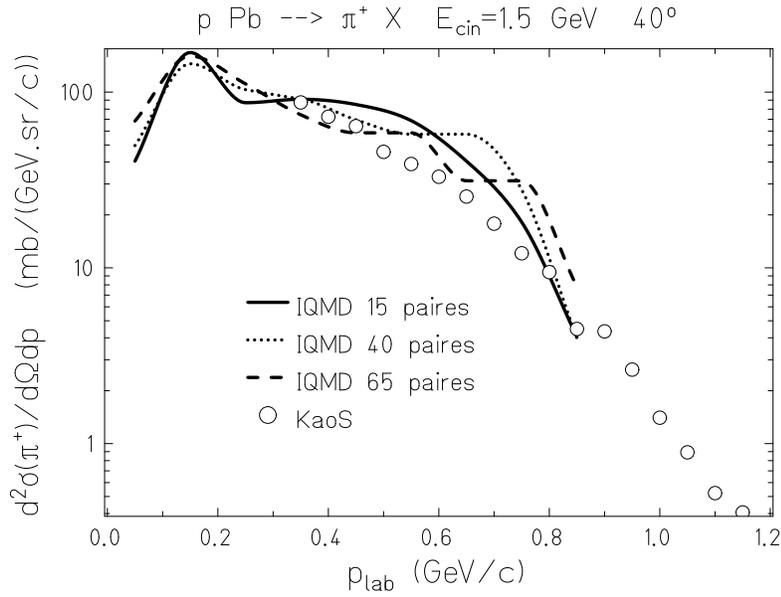
**Figure 3.14:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.



**Figure 3.15:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, x\pi^+)$  à 2,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.



**Figure 3.16:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$  à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret.



**Figure 3.17:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $\pi^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p, x\pi^+)$  à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue; 40 paires, pointillé; 65 paires, tiret.

## Conclusion

Les spectres de production de pions ne sont pas modifiés quelques soient le nombre de paires, le noyau cible et l'énergie incidente du proton. Rappelons que cette constatation est en accord avec le fait que les pions ne sont pas la sonde pertinente pour tester les distributions d'impulsion et d'énergie des nucléons dans la matière nucléaire. Leur seuil de production est trop bas par rapport aux énergies de cette étude. Cependant, on vérifie ainsi que la démarche employée est cohérente et qu'elle n'a pas introduit d'effets inattendus.

La forme chahutée des spectres pour la cible de plomb est due à une faible statistique.

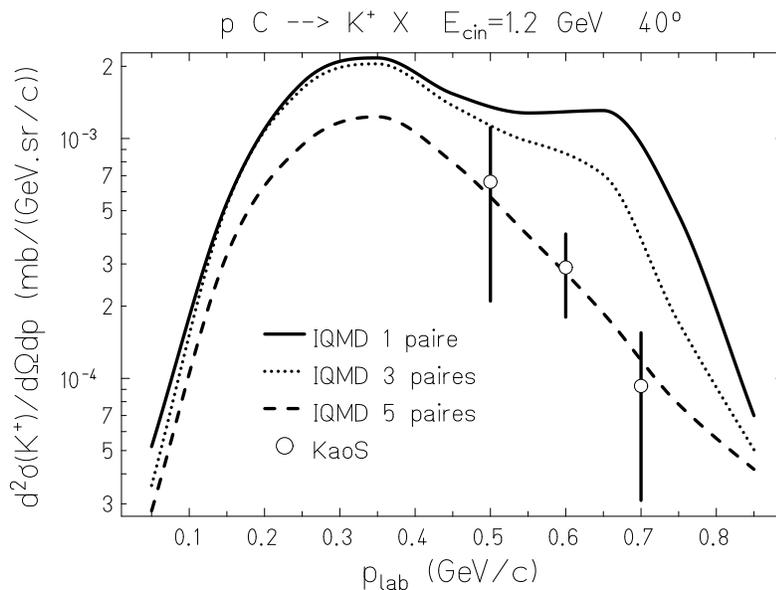
## Sections efficaces doublement différentielles de production de kaons

### Cible de carbone

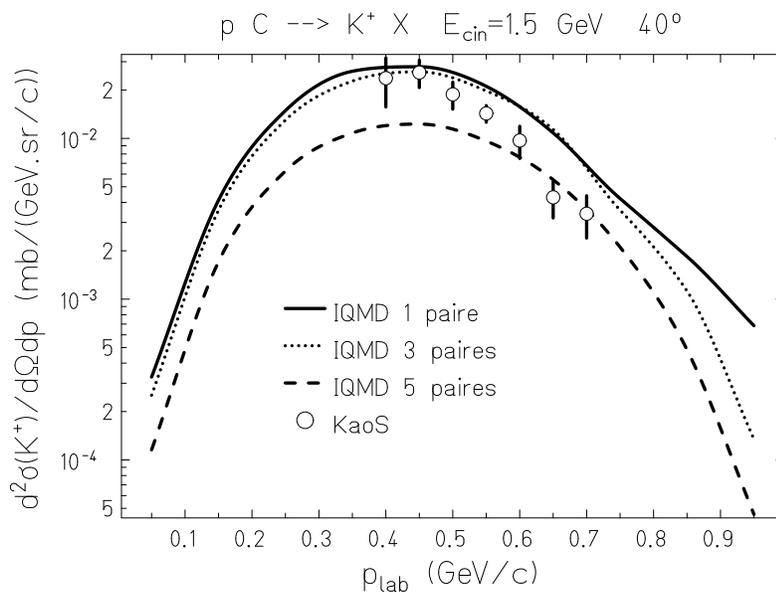
Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de carbone pour des énergies incidentes de 1,2 GeV, 1,5 GeV et 2,5 GeV sont présentés sur les figures 3.18, 3.19 et 3.20.

Les simulations menées avec un nombre de paires important fournissent des spectres qui sont en très bon accord avec les spectres expérimentaux.

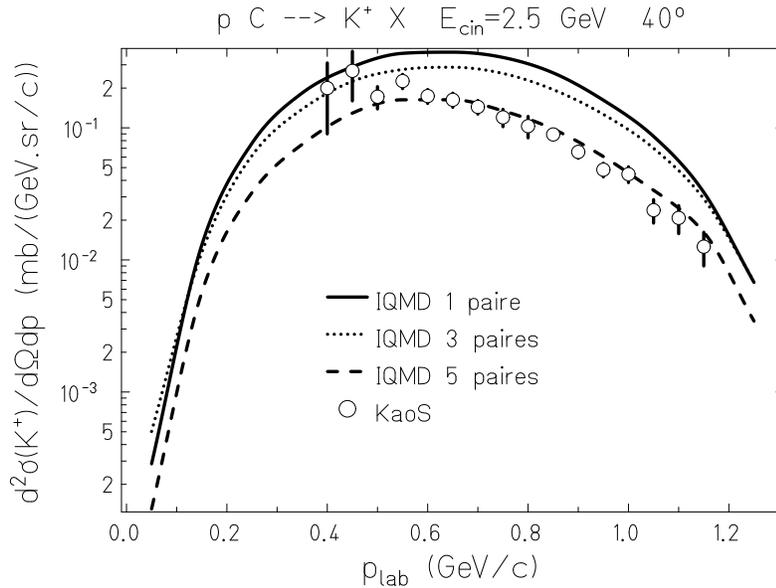
Quelque soit l'énergie incidente du proton, la section efficace diminue fortement en



**Figure 3.18:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.



**Figure 3.19:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.



**Figure 3.20:** Sections efficaces doublement différentielles de production de  $K^+$  à  $40^\circ$  pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,xK^+)$  à 2,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 1 paire, ligne continue ; 3 paires, pointillé ; 5 paires, tiret.

fonction du nombre croissant de paires.

L'accord avec les mesures expérimentales est remarquable pour les collisions à 1,2 GeV et 2,5 GeV. La situation est plus tranchée pour 1,5 GeV où les données présentent une discontinuité pour une impulsion de 0,65 GeV/c.

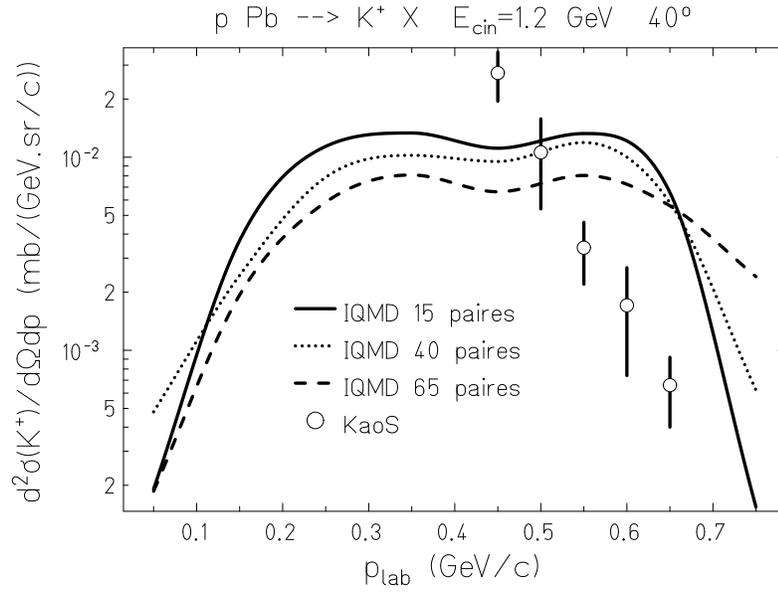
### Cible de plomb

Les résultats obtenus pour les sections efficaces doublement différentielles de production de kaons lors de réactions induites par protons sur cible de plomb pour des énergies incidentes de 1,2 GeV et 1,5 GeV sont présentés sur les figures 3.21 et 3.22.

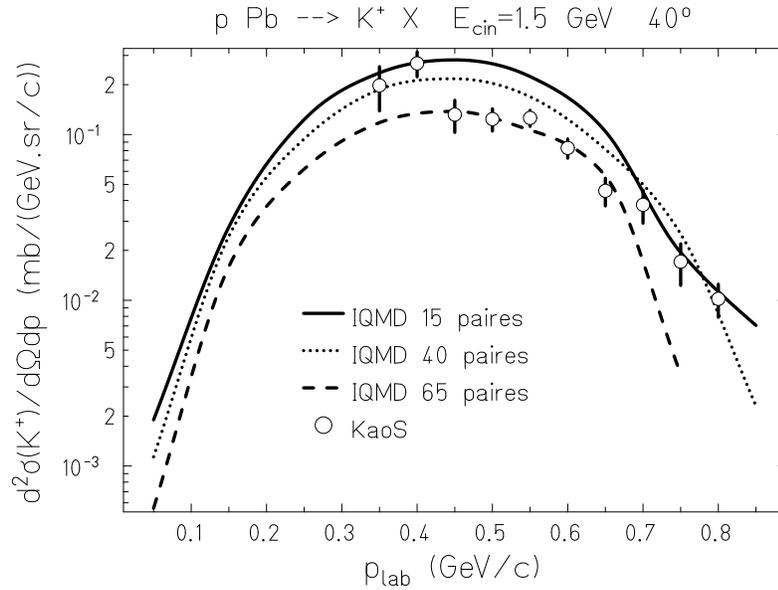
Comme pour la cible de carbone, les sections efficaces diminuent en fonction du nombre croissant de paires.

Les spectres issus des simulations à 1,5 GeV sont en très bon accord avec les données. Même avec un nombre de paires peu élevé, la section efficace est plus petite d'un facteur deux par rapport aux valeurs des simulations standard. Il est, par contre, difficile de définir la gamme dans laquelle le nombre de paires doit se situer pour fournir le meilleur résultat. Ceci est dû au fait que les données subissent une discontinuité importante à 0,4 GeV/c d'impulsion et une seconde à 0,7 GeV/c.

Seul les simulations menées à 1,2 GeV pour la cible de plomb ne montrent pas d'évolu-



**Figure 3.21:** Sections efficaces doublement différentielles de production de K<sup>+</sup> à 40° pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\text{K}^+)$  à 1,2 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret.



**Figure 3.22:** Sections efficaces doublement différentielles de production de K<sup>+</sup> à 40° pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,x\text{K}^+)$  à 1,5 GeV comparées aux mesures de KaoS (cercle) : 15 paires, ligne continue ; 40 paires, pointillé ; 65 paires, tiret.

tions intéressantes des sections efficaces et celles-ci demeurent très éloignées des mesures expérimentales à la fois en forme et en amplitude.

## Conclusion

L'approche phénoménologique simple que nous avons développée pour rendre compte des corrélations à deux nucléons dans la matière nucléaire produit d'excellents résultats pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions et de kaons quelque soit le noyau cible. Pour le carbone, le nombre de paires semble devoir être important pour reproduire correctement les mesures expérimentales. Par contre, il nous est difficile de trancher dans le cas du plomb, nous manquons de points de comparaison, nos spectres à 1,2 GeV étant inexploitable. La diminution de la production de kaons observée peut aussi être la conséquence des caractéristiques intrinsèques du deuton. C'est à dire une extension plus faible en impulsion due à une large extension spatiale.

# Conclusion

L'un des principaux intérêts de l'étude des collisions nucléon - noyau avec une énergie incidente de l'ordre du GeV est la compréhension des propriétés de la matière nucléaire. La sonde idéale pour réaliser cet objectif dans cette gamme d'énergie est l'étude des kaons. Par leur seuil de production élevé, les kaons sont porteurs d'informations sur la zone dense et chaude des collisions. De plus, la présence d'un antiquark étrange dans leur structure permet au kaon chargé positivement de sortir de l'environnement nucléaire sans être réabsorbé.

Pour modéliser correctement le comportement des kaons, il faut connaître leurs sections efficaces de production pour les différents canaux de réactions possibles pour les collisions nucléon - noyau dans la gamme d'énergie considérée ainsi que les sections efficaces de rediffusion des kaons avec les nucléons qui l'entoure dans le milieu.

Une autre partie importante dans l'étude des kaons est la modélisation de leur propagation dans le milieu hadronique sous l'influence de potentiels effectifs. Sans oublier, le rôle important de la résonance delta dans la production des kaons.

Tous ceci a été développé dans le modèle de dynamique quantique moléculaire IQMD utilisé pour simuler la production de pions et de kaons dans ce travail.

Les résultats préliminaires pour les sections efficaces doublement différentielles de production de pions sont en accord avec les spectres expérimentaux mais ce n'est pas le cas pour les kaons. Les kaons sont produits sous le seuil, l'énergie disponible dans la collision nucléon - nucléon n'est pas suffisante pour créer un kaon. Pour que la production soit possible, il faut donc gagner de l'énergie. En conséquence, la production de kaons teste, de manière beaucoup plus fine que les pions, les distributions d'impulsion et d'énergie des nucléons dans le noyau.

Si on introduit la fonction spectrale du nucléon dans notre modèle, les distributions en énergie et en impulsion des nucléons sont plus réalistes car directement extraites de mesures expérimentales. Mais, il est cependant difficile de mettre en place, dans un mo-

dèle dynamique, une description statique. Les résultats obtenus apportent d'ailleurs peu d'amélioration par rapport à ceux fournis par les simulations standard.

Nous avons, alors, développé une approche phénoménologique simple pour décrire les corrélations nucléon - nucléon dans le noyau cible en imposant une possible agrégation de deux nucléons sous la forme d'un deuton. Son effet sur les sections efficaces doublement différentielles de production de pions est très faible et les spectres restent donc en bon accord avec les spectres expérimentaux comme attendu. Puisque les pions ont un seuil de production bas, il sont donc peu sensibles à la distribution d'impulsion des nucléons du noyau. A l'opposé, son effet sur les spectres des kaons est important et les sections efficaces obtenues en introduisant un nombre élevé de deutons dans le noyau cible, carbone ou plomb, sont alors en accord remarquable avec les données de la collaboration KaoS.

On peut conclure que les kaons testent de façon pertinente la distribution d'impulsion des nucléons dans le noyau.

Les données expérimentales en proton - noyau sont encore rares ou très préliminaires dans cette gamme d'énergie pour des observables fortement dépendantes de l'impulsion. Des conclusions précises sur les mécanismes de réaction restent prématurées.

A terme, l'étude de la production de kaons, à la fois dans les collisions proton - noyau et d'ions lourds, est très prometteuse pour définir les propriétés des nucléons dans le milieu nucléaire.

## Deuxième partie

Mesures de sections efficaces de  
production de particules chargées  
légères lors de réactions induites par  
protons de 62,9 MeV sur cible de plomb  
 $^{208}\text{Pb}$



# Chapitre 4

## Contexte général

### 4.1 Énergie et déchets nucléaires

En France, chaque année, la production de déchets industriels par habitant est de 2500 kg, dont 100 kg de déchets chimiques toxiques et 1 kg de déchets nucléaires [LEB00]. Selon l'OCDE <sup>1</sup>, est considérée comme déchet nucléaire "toute matière contenant des radionucléides en concentration supérieure aux valeurs que les autorités compétentes considèrent comme admissibles dans les matériaux propres à une utilisation sans contrôle et pour lesquelles aucun usage n'est prévu" [SFP00]. La notion de déchet intervient lorsque la valeur fixée par les autorités compétentes est dépassée. Ainsi lors d'un changement de législation, un déchet nucléaire peut devenir un déchet toxique et réciproquement. La notion d'usage est aussi importante, le plutonium est un déchet pour les États-Unis d'Amérique mais il ne l'est pas en France où il entre dans la composition du combustible MOX <sup>2</sup> utilisé dans certains réacteurs récents du parc électronucléaire.

Au fil des années, la question des déchets nucléaires est devenue un sujet important de réflexions tant sur un plan politique qui conditionne l'arrêt, la poursuite ou le démarrage de programmes concernant la filière nucléaire, que sur un plan scientifique où la gestion de ces déchets mobilise des axes de recherche très variés. En France, les déchets nucléaires proviennent essentiellement du parc électronucléaire, mais on peut citer aussi les unités de médecine nucléaire et les exploitations minières.

Il apparaît clairement dans le tableau 4.1 que l'énergie nucléaire ne représente pas une part importante de la production d'énergie dans le monde [IEA00]. De ce point de vue, la France a pratiqué une politique singulière. La production nationale d'électricité s'élève à 500 TWh dont 80% d'origine nucléaire, 15% d'origine hydraulique et 5% d'ori-

---

<sup>1</sup>Organisation de Coopération et de Développement Économique

<sup>2</sup>Combustible mixte d'oxyde d'uranium et d'oxyde de plutonium

gine thermique classique [EDF99]. Que celle-ci perdure ou non, la France sera amenée à développer une gestion efficace des déchets engendrés par son parc électronucléaire. A l’aval du cycle du combustible nucléaire, il ressort chaque année près de 1200 tonnes de combustible irradié contenant 96 % d’uranium, 1 % de plutonium et 3 % de produits de fission et d’actinides mineurs.

Sources d’énergie	Proportion (%)
Pétrole	35,7
Charbon	23,3
Gaz	20,3
Énergies renouvelables	11,2
Nucléaire	6,7
Hydraulique	2,3
Autres	0,4

**Tableau 4.1:** Répartition des différentes sources d’énergie utilisées dans le monde en 1998 [IEA00].

Les produits de fission sont les résidus de la fission de l’uranium qui sont essentiellement émetteurs  $\beta$ . Les produits de fission à vie moyenne et les produits de fission à vie longue représentent 10 % de la totalité des produits de fission créés.

Les produits de fission à vie moyenne, tels que le  $^{137}\text{Cs}$  et le  $^{90}\text{Sr}$  ont une très forte activité mais leur période est relativement courte, quelques dizaines à quelques centaines d’années. Leur haute activité rend leur manipulation très délicate.

Les produits de fission à vie longue possèdent des durées de vie très longues, parfois quelques millions d’années, ce qui pose un problème pour leur stockage. On peut citer, par exemple, l’ $^{129}\text{I}$  de période  $1,57 \cdot 10^7$  années, le  $^{107}\text{Pd}$  de période  $6,5 \cdot 10^6$  années, le  $^{135}\text{Cs}$  de période  $2 \cdot 10^6$  années et le  $^{99}\text{Tc}$  de période  $2,1 \cdot 10^5$  années.

Les actinides sont formés principalement par captures successives de neutrons à partir des isotopes 235 et 238 de l’uranium.

Les actinides majeurs, tels que l’uranium et le plutonium, peuvent être réutilisés comme combustible par exemple dans le MOX.

Les actinides mineurs, tels que le  $^{237}\text{Np}$ , l’ $^{241}\text{Am}$  et le  $^{244}\text{Cm}$ , ne peuvent pas être recyclés dans les réacteurs standards car le rapport de leur section efficace de capture neutronique avec leur section efficace de fission est très grand vis-à-vis de l’uranium par exemple. Ils se comportent comme des poisons consommateurs de neutrons. Ils sont principalement des émetteurs  $\alpha$  et ont des durées de vie pouvant atteindre quelques millions

d'années.

La classification des déchets adoptée en France repose sur deux critères principaux :

- Le niveau d'activité de l'élément.
- La teneur en éléments à vie longue.

Et elle comporte quatre catégories qui sont présentées dans le tableau 4.2 [EJC96]. Ceci permet d'apporter une solution de gestion adaptée à chaque classe de déchets radioactifs.

Catégorie A	Déchets de faible et moyenne activité, émetteurs $\beta$ et $\gamma$ à vie courte et moyenne (vie < 30 ans, activité < 0,37 GBq/tonne)
Catégorie B	Déchets de faible et moyenne activité, émetteurs $\alpha$ de longue période (activité < 0,37 GBq/tonne)
Catégorie C	Déchets de haute activité renfermant des quantités importantes de produits de fission, d'activation et d'actinides, et dégageant une énergie thermique notable (déchets vitrifiés, combustibles irradiés non retraités)
Catégorie TFA	Déchets de très faible activité, émetteurs $\alpha$ , mais à vie longue (résidus miniers et certains déchets de démantèlement)

**Tableau 4.2:** Classification des déchets radioactifs adoptée en France [EJC96].

La loi Bataille du 30 décembre 1991 [BAT91] relative à la gestion des déchets nucléaires a fixé d'une part un moratoire de 15 ans avant toute décision concernant le stockage souterrain des déchets nucléaires et d'autre part impose aux pouvoirs publics d'utiliser cette période pour conduire simultanément des recherches dans le but d'apporter les meilleures solutions concernant la gestion des déchets. Ainsi, la loi définit trois grands axes principaux de recherche :

- L'étude des possibilités de stockage réversible ou irréversible dans les formations géologiques profondes, notamment grâce à la réalisation de laboratoires souterrains.
- L'étude des procédés de conditionnement et d'entreposage de longue durée en surface de ces déchets.
- La recherche de solutions permettant la séparation et la transmutation des éléments radioactifs à vie longue présents dans ces déchets.

Le premier axe est actuellement pris en charge par l'ANDRA <sup>3</sup> qui construit un laboratoire d'essai sur un site argileux à proximité de la Meuse et de la Haute-Marne. La construction d'un autre laboratoire sur un site granitique a été refusée en 1998.

<sup>3</sup>Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs, <http://www.andra.fr/>

Le deuxième axe concerne le prolongement du stockage qui s'effectue sur le site de la Hague dans la Manche vers le site de Soulaïnes dans l'Aube. Cette solution possède l'avantage de ne nécessiter aucune manipulation des déchets radioactifs et évite ainsi les risques de prolifération. En contrepartie, les volumes de stockage doivent être importants pour dissiper efficacement la grande quantité de chaleur dégagée. Le stockage direct du combustible usé est d'ailleurs la solution adoptée dans de nombreux pays [AEN92] comme les États-Unis d'Amérique, la Suède et le Canada.

Le dernier axe propose d'étudier des solutions alternatives et préconise en particulier la séparation des déchets radioactifs en quatre catégories (tableau 4.2) et la transmutation des éléments de hautes activités de la catégorie C à l'aide de systèmes incinérateurs. Différents projets ont été envisagés depuis une dizaine d'années. Les systèmes hybrides sont ceux qui suscitent le plus grand intérêt et qui paraissent les plus prometteurs.

## 4.2 Systèmes hybrides

Le principe d'un système hybride repose sur le couplage d'un accélérateur de protons avec un réacteur sous-critique. Le faisceau de protons délivré par l'accélérateur interagit avec une cible de spallation constituée d'un métal lourd, liquide ou solide suivant les projets, placée au centre d'un réacteur sous-critique. La figure 4.1 représente très schématiquement les différentes parties d'un système hybride.

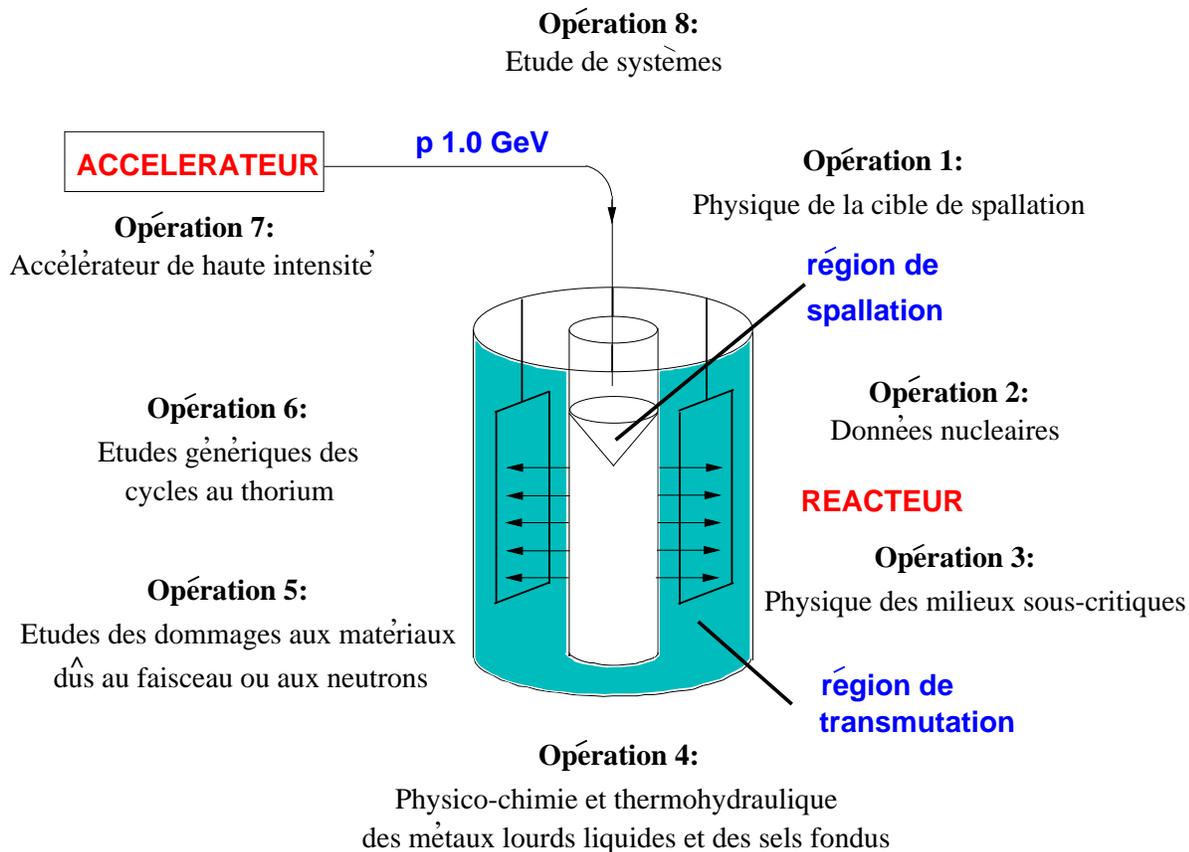
Un flux important de neutrons est produit et alimente le réacteur sous-critique où sont incinérés les déchets par transmutation. Plus la cible de spallation sera composée de noyaux lourds, noyaux riches en neutrons tels que le plomb, le bismuth ou le tungstène, plus le flux de neutrons sera intense car le nombre de neutrons émis par proton incident est une fonction croissante du nombre de neutrons dans le noyau cible. Typiquement, un proton de 1 GeV d'énergie peut produire 30 neutrons dans une cible de plomb.

Le concept de système hybride n'est pas nouveau. Des projets comme le projet MTA [AEC53], Materials Testing Accelerator, reposant sur cette idée voyaient le jour dès 1950 aux États-Unis d'Amérique. Le projet MTA, développé autour de la construction d'un accélérateur de protons de 350 MeV et d'intensité 500 mA, envisageait la production de plutonium à usage militaire à partir d'uranium appauvri. Dans la même période, au Canada, Lewis [LEW52] proposait de coupler un accélérateur de protons avec une cible de spallation pour produire de  $^{233}\text{U}$ , à partir du  $^{232}\text{Th}$ , utilisable dans les réacteurs CANDU<sup>4</sup> du parc électronucléaire canadien.

---

<sup>4</sup>Canadian Deuterium Uranium, réacteur nucléaire à eau lourde développé par Atomic Energy of Canada Limited, <http://www.aec.ca/>

Ce concept a été revisité récemment dans l'optique de transmuter les déchets nucléaires. Deux projets principaux ont retenu l'attention : celui de Bowman [BOW92] visant à l'incinération des actinides mineurs et celui de Rubbia [RUB95] proposant le thorium comme combustible pour produire de l'énergie.



**Figure 4.1:** Schéma de principe d'un système hybride constitué par le couplage d'un accélérateur de protons et d'un réacteur sous-critique.

En 1996 a été créé, au niveau français, le groupement de recherche GEDEON<sup>5</sup>, associant le CNRS, le CEA, EDF et FRAMATOME, qui a pour but d'étudier la possibilité de transmuter les produits de fission et d'incinérer les actinides à l'aide des systèmes hybrides. Pour cela, huit opérations scientifiques recouvrant des domaines de recherche très larges (physique nucléaire et du solide, physico-chimie, thermohydraulique, ...), dont la maîtrise est indispensable avant la réalisation d'un tel système, ont été définies et sont synthétisées sur la figure 4.1.

Dans le domaine de la physique nucléaire, il faut appréhender de manière correcte les

<sup>5</sup>Gestion des DEchets par des Options Nouvelles

phénomènes mis en jeu au niveau de la cible de spallation et des matériaux de structure sur une gamme en énergie très large qui s'étend de l'eV jusqu'au GeV. En particulier, il faut obtenir des connaissances sur :

- Le noyau ou les noyaux qui constitueront la cible de spallation.
- L'intensité et la distribution spatiale du flux de neutrons produit par le mécanisme de spallation.
- Les dommages occasionnés aux matériaux par les radiations (fragilisation, corrosion) et la production de gaz générant de fortes contraintes mécaniques sur les structures du réacteur.
- La radiotoxicité et l'activité.
- Le blindage nécessaire pour se prémunir contre les effets des neutrons d'énergie dépassant la vingtaine de MeV (énergie maximale des neutrons dans les réacteurs critiques).

Pour répondre à ces questions, il faut donc disposer de codes de simulations suffisamment fiables, capables de décrire l'ensemble des réactions nucléaires se produisant sur dix ordres de grandeur en énergie, des processus de spallation aux captures neutroniques engendrant la transmutation.

### 4.3 Pourquoi de nouvelles données nucléaires ?

La gamme des énergies inférieures à 20 MeV est déjà bien connue grâce aux recherches liées au développement des réacteurs nucléaires classiques. Deux types de codes sont utilisés actuellement pour simuler le transport des particules légères au-dessous des 20 MeV, les codes déterministes et les codes de type Monte Carlo, et font appel aux bases de données nucléaires. Le générateur d'événements MCNP <sup>6</sup> [BRI97] simule la propagation à partir des probabilités d'interaction déduites des sections efficaces contenues dans les bases de données.

Les résultats obtenus avec l'un ou l'autre type de code sont d'une qualité reconnue et possède une vraie valeur prédictive. Cependant, des efforts sont encore nécessaires à la fois pour améliorer la précision et pour acquérir des données sur des noyaux intéressants pour les systèmes hybrides comme le thorium et les actinides mineurs.

Au dessus de 20 MeV, le transport des particules est assuré par des modèles haute énergie qui utilisent de façon complémentaire les modèles de cascades intra-nucléaires [BER63], [CUG96] et d'évaporation [WEI40], [MOR75], [SWI83]. Une des faiblesses de

---

<sup>6</sup>Monte Carlo N Particules

ce type de couplage est la non validité des codes haute énergie au-dessous de 200 MeV. Il apparaît préférable pour améliorer le caractère prédictif des simulations, d'utiliser des modèles plus spécifiques au domaine allant de 20 à 200 MeV. Les énergies intermédiaires constituent une zone de transition entre les codes des basses énergies et les codes des hautes énergies. Les codes fournissent des résultats qui dans certains cas peuvent s'éloigner d'un facteur deux des mesures expérimentales existantes. De nouvelles mesures précises sont nécessaires pour contraindre les codes et ainsi améliorer leur pouvoir prédictif.

L'un des axes majeurs du programme européen HINDAS [HIN00], High and Intermediate energy Nuclear Data for Accelerator-driven Systems, adopté en 2000 par la communauté européenne dans le cadre du cinquième PCRD <sup>7</sup>, est d'étendre les bases de données évaluées jusqu'à 200 MeV. De façon plus générale, ce programme vise à améliorer notre compréhension des réactions nucléaires entre 20 MeV et 2 GeV et donc la modélisation sur toute cette gamme d'énergie. Il réunit des physiciens expérimentateurs et théoriciens issus de douze laboratoires européens qui peuvent ainsi collaborer à l'amélioration du pouvoir prédictif des codes.

Dans la région de 20 à 200 MeV, les physiciens expérimentateurs fournissent des observables comme :

- Les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées légères (p, d, t, <sup>3</sup>He,  $\alpha$ ) et de neutrons lors de réactions induites par neutrons ou par protons.
- Les sections efficaces élastiques.
- Les sections efficaces de production de résidus radioactifs.

Les mesures se sont focalisées sur quelques noyaux représentatifs des matériaux utilisés dans les systèmes hybrides et à quelques énergies incidentes :

- Le fer représentatif des matériaux de structure.
- Le plomb, noyau lourd envisagé pour constituer la cible de spallation.
- L'uranium, actinide majeur.

Tous les résultats expérimentaux seront utilisés par les théoriciens pour valider et améliorer leurs modèles et les codes de calculs. La dernière étape consistera à produire les bases de données jusqu'à 200 MeV.

Ce travail a débuté pour le plomb dans le cadre du quatrième PCRD au sein de l'action concertée [CAC98], Physical aspects of lead as neutron producing target for accelerator transmutation devices. HINDAS est la continuation logique de cette action concertée.

---

<sup>7</sup>Programme Communautaire de Recherche et Développement

L'expérience qui fait l'objet de cette partie s'est déroulée sur le cyclotron CYCLONE de l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve. L'objectif de cette expérience était de mesurer simultanément les particules chargées légères ainsi que les neutrons émis lors de réactions induites par protons de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$  à l'aide de deux dispositifs de détection indépendants. L'analyse des données en neutron est effectuée au LPC Caen, celle concernant les particules chargées à SUBATECH.

Notre but est d'obtenir des sections efficaces doublement différentielles de production de protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha, avec une erreur statistique de 10% pour les valeurs de sections efficaces de l'ordre du  $\mu\text{barn}$ , et de les comparer d'une part avec les mesures expérimentales existantes et d'autre part avec les prédictions des codes théoriques.

Le chapitre suivant présente le dispositif expérimental mis en place à Louvain-la-Neuve près du cyclotron CYCLONE pour la détection des particules chargées légères ainsi que l'identification des particules et l'étalonnage en énergie des détecteurs.

# Chapitre 5

## Dispositif expérimental et identification des particules

Le cyclotron, CYCLONE<sup>1</sup>, de l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve (Belgique) est utilisé dans de nombreux domaines de la physique nucléaire, de la production d'isotopes à la neutronthérapie. C'est un cyclotron à énergie variable capable d'accélérer des protons jusqu'à 75 MeV, des deutons jusqu'à 55 MeV, des particules  $\alpha$  jusqu'à 110 MeV et des ions plus lourds sur une plage allant de 0,6 à 27,5 MeV par nucléon.

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé pour notre expérience et installé sur la ligne S2 du cyclotron.

### 5.1 But de l'expérience

L'objectif de l'expérience est de mesurer les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées légères, proton, deuton, triton,  $^3\text{He}$  et alpha, induites par protons d'énergie incidente de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$ , ainsi que les sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons.

Pour cela, la détection est assurée par deux dispositifs indépendants placés de part et d'autre de l'axe du faisceau. Le laboratoire Subatech avait la responsabilité de la partie "détection des particules chargées légères". L'étude des réactions (p,xn) [CAC98] est menée par le LPC Caen et ne sera pas détaillée dans ce travail.

---

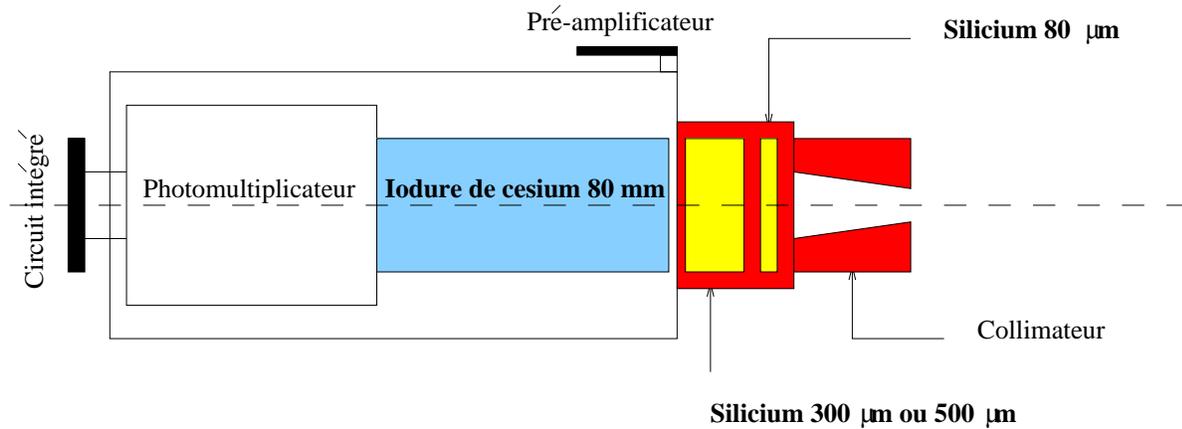
<sup>1</sup><http://www.cyc.ucl.ac.be/>

## 5.2 Montage expérimental

### 5.2.1 Système de détection

Le dispositif de détection des particules chargées légères est constitué de sept télescopes triple. Chaque télescope consiste en l'assemblage de deux détecteurs silicium, Si, d'épaisseurs respectives  $80\ \mu\text{m}$  et  $300$  ou  $500\ \mu\text{m}$ , et d'un cristal d'iodure de césium dopé au thallium, CsI(Tl), de  $80\ \text{mm}$  de long et  $3\ \text{cm}$  de diamètre. A l'épaisseur près du second silicium, tous les télescopes sont identiques. Les dimensions (longueur et diamètre du CsI, épaisseur du Si) ont été choisies de manière à pouvoir utiliser ces mêmes télescopes dans des expériences analogues sur une gamme en énergie s'étalant entre  $45$  et  $160\ \text{MeV}$ . Des simulations GEANT [GEA], nous ont permis d'affiner correctement ces choix. Ces points sont détaillés dans la thèse en préparation de S. Auduc [AUD01]. Chaque cristal de CsI(Tl) est couplé à un photomultiplicateur, XP 2971, entouré de  $\mu$ -métal pour s'affranchir de l'effet des champs magnétiques extérieurs. Les télescopes sont aussi précédés d'un collimateur passif en laiton de  $3,5\ \text{cm}$  d'épaisseur et de demi-ouverture angulaire de  $1,9^\circ$ . Sa forme tronconique permet une définition précise de l'angle solide et impose une distance fixe par rapport à la cible. Notons déjà que l'utilisation de collimateurs passifs induit quelques inconvénients, en particulier des particules peuvent diffuser le long du collimateur et être détectées ensuite. Cet aspect a aussi été simulé avec GEANT [AUD01].

La figure 5.1 présente le schéma d'un télescope triple.



**Figure 5.1:** Vue schématique d'un télescope triple utilisé pour la détection des particules chargées légères.

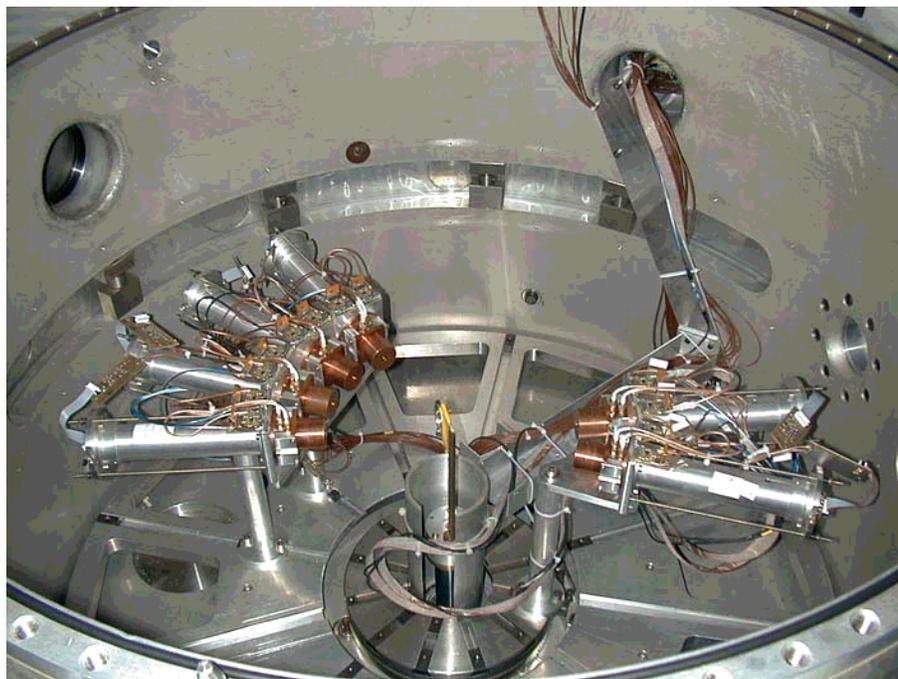
L'utilisation des télescopes a été optimisée pour la détection de protons d'énergie allant jusqu'à  $160\ \text{MeV}$  (simulation d'efficacité avec GEANT, perte d'énergie suffisante dans le

second silicium permettant une identification des différentes particules sur la totalité de la gamme en énergie).

Aucune mesure de temps de vol ne sera effectuée dans notre expérience. En conséquence, le seuil bas en énergie est déterminé par l'épaisseur du premier détecteur silicium et dépend de la nature de la particule qui le traverse. Ce seuil est, dans le cas d'une épaisseur de  $80 \mu\text{m}$  de Si, de 2,7 MeV pour les protons et de 10,6 MeV pour les particules  $\alpha$  (cf. tableau 5.2 page 79). Lorsque l'on compare ces valeurs aux barrières coulombiennes (cf. tableau 5.1 page 79), on voit que la physique ne subira quasiment aucune perte.

Pour couvrir de façon satisfaisante le domaine angulaire, compte-tenu des contraintes liées au dispositif de détection des neutrons, et optimiser les taux de comptage, compte-tenu de la durée totale de l'expérience, les télescopes ont été séparés en deux groupes :

- Un groupe solidaire de quatre télescopes permet de couvrir le domaine angulaire compris entre  $-25^\circ$  et  $-115^\circ$ .
- Un groupe de deux resté fixe pendant la prise de données positionné à  $+135^\circ$  et  $+155^\circ$ .



**Figure 5.2:** Vue de la chambre à vide et d'une des configurations angulaires des télescopes utilisée au cours de l'expérience. Une goulotte, visible sur cette photographie, permet le passage des câbles vers l'extérieur de la chambre, mais impose une "zone morte" entre  $-125^\circ$  et  $-165^\circ$ .

A l'intérieur des deux groupes, chaque télescope est séparé par  $20^\circ$  de son (ses) voisin(s). Tous les télescopes sont situés dans le plan horizontal à égale distance de la cible (14,3 cm entre l'extrémité du collimateur et la cible). Le dernier télescope a une position fixe à  $30^\circ$  par rapport au plan horizontal et sert de moniteur pour l'expérience. Une vue générale du dispositif est présentée sur la figure 5.2.

### 5.2.2 Cibles utilisées

Au cours de l'expérience, différentes cibles ont été disposées sur le porte cible.

#### Quartz

Pour l'alignement du faisceau, un quartz est utilisé. Par effet Cerenkov, il émet une lumière lorsqu'il est traversé par le faisceau de protons de 62,9 MeV. Il permet de centrer le faisceau de façon relativement précise.

#### Carbone et polyéthylène

Pour l'étalonnage des cristaux de CsI(Tl), des cibles de carbone naturel C et de polyéthylène  $\text{CH}_2$  sont utilisées, leurs épaisseurs respectives sont de  $8,96 \text{ mg.cm}^{-2}$  et de  $4,47 \text{ mg.cm}^{-2}$ . L'utilisation combinée des deux cibles permet aussi de soustraire le fond lié aux réactions des protons avec le carbone des spectres obtenus avec la cible de polyéthylène.

#### Cible trou

Pendant l'expérience des mesures systématiques, faites avec une cible trou de 20 mm de diamètre, ont permis de mettre en évidence la présence d'un halo accompagnant le faisceau et d'en quantifier sa contribution sur les spectres. Cette contribution, visible aux angles avant pour les protons et les deutons, reste néanmoins négligeable pour les angles supérieurs à  $25^\circ$ .

#### Plomb $^{208}\text{Pb}$

Les mesures de sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées légères se font sur une cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$  de  $10,7 \text{ mg.cm}^{-2}$ .

La densité du plomb 208 isotopiquement pur est de  $11,39 \text{ g.cm}^{-3}$ . Pour obtenir des cibles d'une dizaine de  $\text{mg.cm}^{-2}$ , leur épaisseur doit être de quelques  $\mu\text{m}$ .

### 5.2.3 Électronique

#### Principe

Dans cette expérience, il s'agit de mesures inclusives. Par conséquent, toute particule issue d'une réaction nucléaire ayant lieu dans la cible étudiée et émise dans l'angle solide couvert par un des télescopes devra être enregistrée.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans un télescope, trois cas de figure peuvent se présenter. Elle peut s'arrêter soit dans le premier étage de silicium Si1, soit dans le second étage de silicium Si2 ou atteindre le cristal de CsI(Tl). Les énergies limites correspondant à ces différents cas sont explicitées dans le tableau 5.2 (page 79).

En pratique, les particules s'arrêtant dans le premier étage ne seront pas intégrées dans le déclenchement de l'acquisition puisqu'elles ne pourraient pas être identifiées (nous n'avons pas jugé utile de faire une prise de temps sur le Si1). On ne perd ainsi quasiment aucune particule compte-tenu des valeurs des barrières coulombiennes pour le plomb présentées dans le tableau 5.1 (page 79).

Dès qu'un télescope est touché, quel que soit le cas de figure, il délivre cinq signaux. En effet :

- Chaque détecteur silicium est suivi d'un circuit hybride Amptek <sup>2</sup> placé directement sur chaque télescope à l'intérieur de la chambre à vide. Cet hybride joue le rôle de pré-amplificateur et met en forme le signal. Il fournit deux signaux :
  - Un signal positif, dit signal énergie, dont l'amplitude est proportionnelle à la perte d'énergie dans le détecteur.
  - Un signal négatif, dit signal temps, uniquement utilisé pour la logique de déclenchement.

Les signaux en énergie des siliciums sont dirigés vers des codeurs d'amplitude, de type ORTEC ADC 811, après avoir été atténués de manière à ce que la dynamique de ces signaux soit comprise entre 0 et +2 V.

- En ce qui concerne les détecteurs CsI, chacun d'eux, comme nous l'avons déjà mentionné est couplé à un photomultiplicateur. Le signal obtenu est négatif et possède un temps de montée de l'ordre de 40 à 50 ns. Ces signaux sont envoyés sur un "splitter" qui a pour rôle de fournir trois sorties adaptées à la connectique des modules électroniques utilisés.

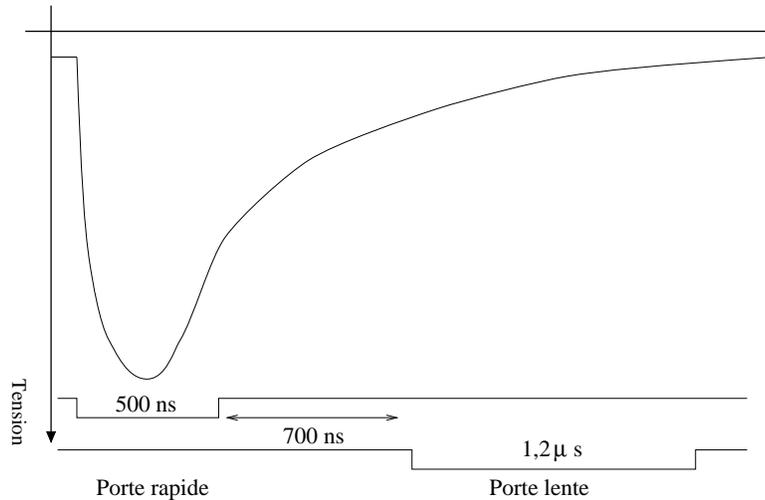
Une des sorties est envoyée vers un discriminateur à fraction constante qui produit un signal logique utilisé pour le déclenchement. Les deux autres sorties sont dirigées

---

<sup>2</sup><http://www.amptekcorp.com>

vers des intégrateurs de charge après avoir été retardées de 100 ns, temps nécessaire à la logique (cf. description de la logique) pour fabriquer les portes d'intégration. L'un fournira une charge appelée  $Q_R$ , dite composante rapide, l'autre une charge  $Q_L$ , dite composante lente.

Les valeurs des portes utilisées pour l'intégration de la composante rapide et de la composante lente sont respectivement de 500 ns et 1,2  $\mu$ s, cf. figure 5.3 (nous aurions pu choisir de ne travailler qu'avec  $Q_R$  ou  $Q_L$ , ou même la charge totale  $Q_T$ , la présence de Si2 assurant une identification des particules sur toute la gamme en énergie).



**Figure 5.3:** Schéma des portes d'intégration du signal CsI utilisées pour l'analyse en forme du signal.

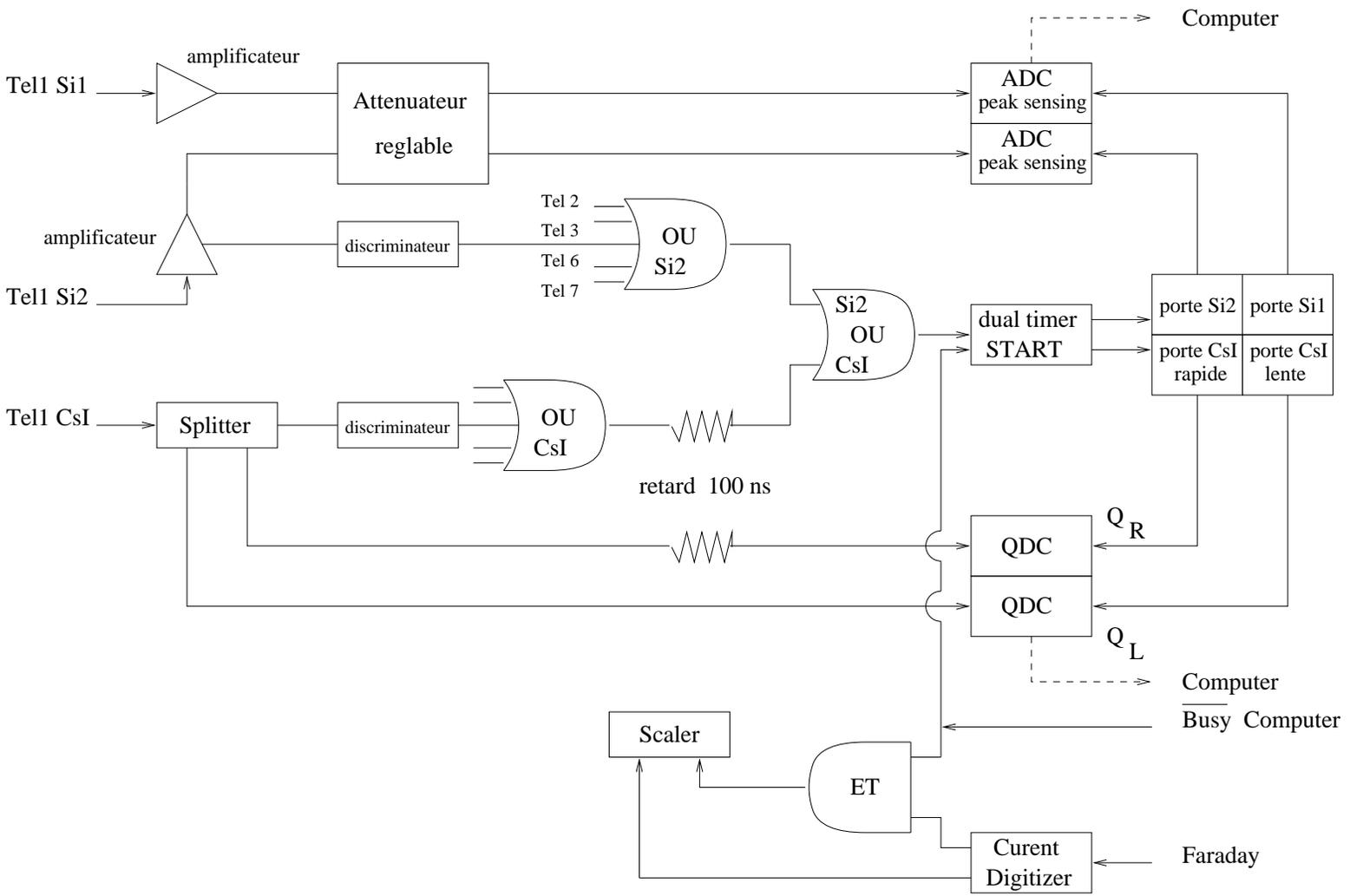
### Description de la logique

Le déclenchement de l'acquisition des données est conditionné par un OU logique entre le signal du Si2 et celui du CsI retardé d'une centaine de nanosecondes pour chaque télescope. En pratique, la condition logique est réalisée en deux étapes (voir figure 5.4) :

- Un OU entre les signaux temps Si2 de chaque télescope.
- Un OU entre les signaux logiques CsI de chaque télescope.

S'il y a déclenchement, un signal est envoyé dans un module "dual timer" qui commande la création des portes de codage pour les détecteurs silicium et pour le cristal de CsI(Tl).

Le dispositif électronique utilisé lors de l'expérience est représenté schématiquement sur la figure 5.4 pour un détecteur.



**Figure 5.4:** Schéma de l'électronique d'acquisition utilisée. Pour simplifier, les signaux issus d'un seul détecteur sont représentés.

### 5.2.4 Mesure du courant faisceau et du temps mort

Une cage de Faraday permet de suivre au cours du temps l'intensité du courant faisceau. Les charges recueillies par la cage de Faraday sont envoyées dans un "current digitizer" avant d'être enregistrée par une échelle de comptage. De la même manière, la valeur de l'intensité faisceau corrigée du temps mort est enregistrée en utilisant un module de coïncidence en mode ET entre le signal issu de la cage de Faraday et le signal  $\overline{busy}$  de l'acquisition.

Comme on peut le voir sur la photographie 5.5, la cage de Faraday est située au bout de la ligne de faisceau (à droite de l'image) et a été disposée à l'intérieur d'un blindage constitué de paraffine borée. Pour réduire le bruit de fond ( $n, \gamma$ ) provenant de la cage de Faraday et vu par les détecteurs de neutrons, eux aussi protégés par un blindage semblable, elle a été éloignée au maximum des détecteurs de neutrons et se trouve donc située à près de trois mètres de la cible.



**Figure 5.5:** Vue générale du dispositif expérimental. Au centre, on distingue la chambre à vide et la ligne de faisceau. Au fond de la photographie, on peut voir, de gauche à droite, quatre détecteurs neutron et la cage de Faraday protégés par des blindages en paraffine borée en forme de canon.

Nous nous sommes rendus compte, lors d'une expérience ultérieure en tout point simi-

laire, que cette disposition géométrique pouvait dans le cas de cible relativement épaisse (quelques dizaines de  $\text{mg.cm}^{-2}$ ) être à l'origine d'une perte de particules au niveau de la cage de Faraday. Cette perte est due à l'effet conjugué de l'ouverture angulaire du faisceau et du straggling angulaire qu'il subit après avoir traversé la cible. Des mesures effectuées lors de la dernière prise de données en juin 2001 montre que la perte enregistrée avec la cible de plomb est de l'ordre de 10% lorsque l'angle entre la normale à la cible et la direction du faisceau est de  $25^\circ$  et de 15% quand cet angle vaut  $37,5^\circ$ . L'erreur sur cette correction est estimée à 25%.

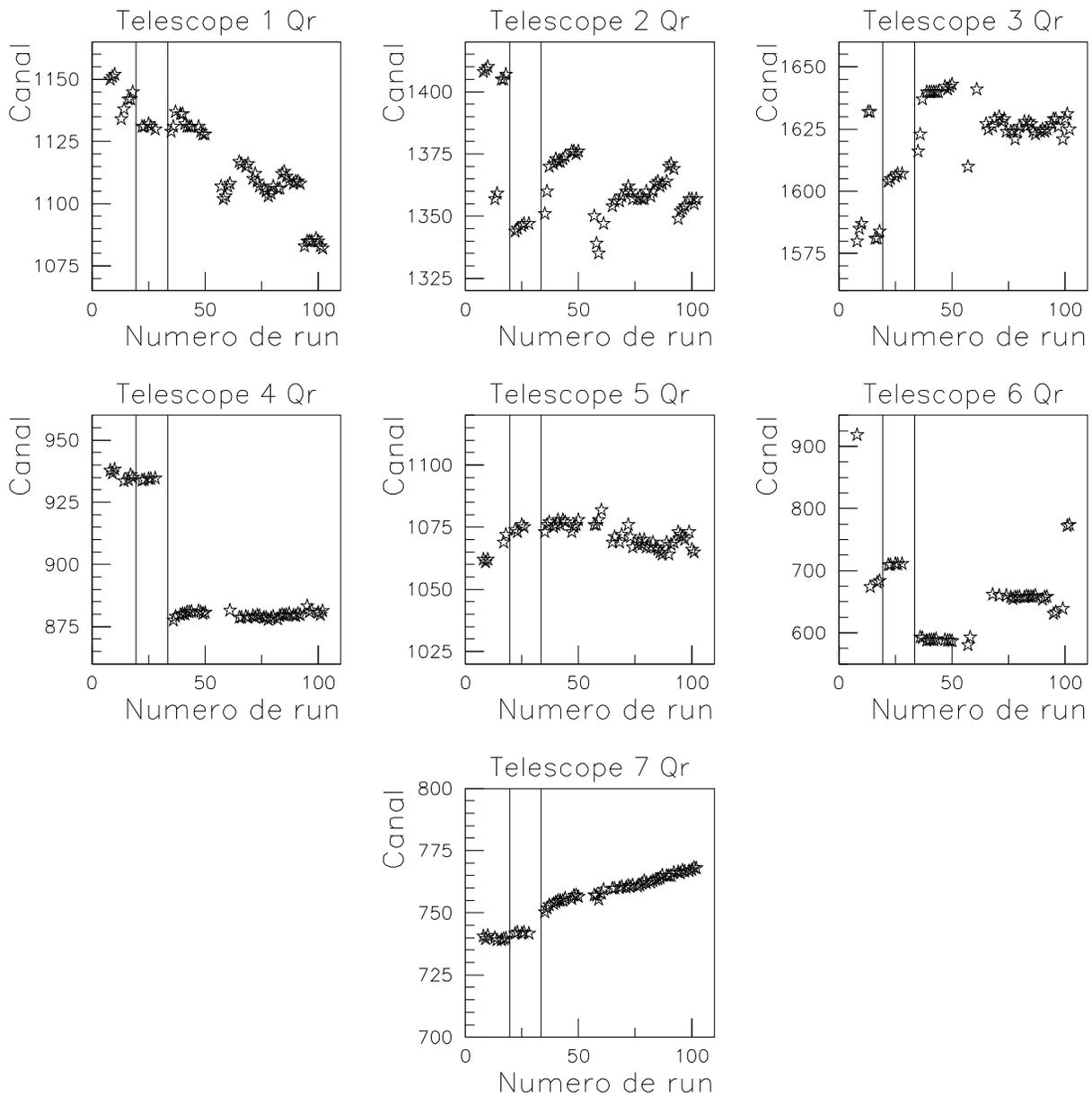
## 5.3 Étude des dérives associées aux photomultiplicateurs

Une analyse exhaustive des données montre une dérive du gain des photomultiplicateurs couplés aux cristaux de CsI(Tl). Des dérives peuvent être observées après ouverture de la chambre à vide (nécessité de couper les hautes tensions sur les photomultiplicateurs). Les variations de température ainsi que les vibrations du système mécanique permettant le déplacement des télescopes peuvent aussi avoir une influence sur le phénomène de dérive.

### Évolution temporelle

Afin de prendre en compte les variations du gain des photomultiplicateurs et de les estimer, il est nécessaire de suivre leur évolution au cours du temps. Le pic de diffusion élastique des protons sur le plomb étant présent à tous les angles pour l'énergie incidente étudiée, la position du pic est mesurée pour chaque télescope sur l'ensemble des périodes d'acquisition. De plus, l'énergie du pic élastique varie très peu avec l'angle de détection. Sur la figure 5.6, le signal  $Q_R$  associé au pic élastique est représenté en fonction du numéro de run. Pour chaque télescope, c'est la composante rapide du signal CsI que l'on a choisie pour mener l'étude car contrairement à la composante lente, le piédestal du signal rapide n'a pas dérivé au cours du temps.

Les lignes verticales figurent les ouvertures de la chambre à vide. Chaque télescope possède une dérive du gain qui lui est propre, on ne peut pas dégager de comportement d'ensemble. Les télescopes 4, 5 et 7 présentent peu de discontinuités et ont une évolution simple en fonction du temps. Le gain du télescope 5 est presque constant, celui du 4 l'est avant et après la seconde ouverture. La dérive du 7 varie linéairement au cours de l'expérience. Par contre, le comportement des télescopes 1,2,3 et 6 ne présente pas de tendance simple. Les dérives maximales observées atteignent près d'une centaine de



**Figure 5.6:** Position du pic élastique de diffusion des protons sur le plomb représentée en fonction du numéro de run. Les lignes verticales correspondent aux deux ouvertures de la chambre à vide.

canaux ce qui correspond environ à 4 MeV.

Maintenant connue la dérive pour l'ensemble des périodes d'acquisition de l'expérience, nous pouvons envisager une méthode de correction qui rendra possible l'identification des particules et l'étalonnage en énergie des détecteurs sur l'ensemble des données enregistrées.

### Correction des dérives

Une mesure des piédestaux de la composante rapide de chaque détecteur montre que ceux-ci restent constants en fonction du temps, c'est donc la pente de leur réponse qui évolue. Pour une même énergie déposée,  $E_d$ , le canal QDC touché,  $C$ , varie.

Pour corriger cette dérive, nous choisissons un run de référence. L'énergie déposée est alors donnée par l'équation suivante :

$$E_d = a_1 C + p_1$$

avec

- $a_1$  la pente de la réponse du détecteur pour le run de référence.
- $C$  le numéro de canal touché.

Si on considère un run à corriger de la dérive, l'énergie déposée est donnée par l'équation suivante :

$$E_d = a_2 C' + p_2$$

avec

- $a_2$  la pente pour le run à corriger de la dérive.
- $C'$  le numéro de canal touché.

Si l'énergie déposée est nulle, le canal touché est le piédestal du détecteur, on obtient donc

$$C = P \implies p_1 = -a_1 P \quad \text{et} \quad C' = P \implies p_2 = -a_2 P$$

Considérons une particule qui subit une diffusion élastique sur le plomb, on a

$$a_1 = \frac{E_d}{C_1 - P} \quad \text{et} \quad a_2 = \frac{E_d}{C_2 - P}$$

avec

- $C_1$  le canal touché qui correspond au numéro de canal du pic élastique pour le run de référence.

- $C_2$  le canal touché qui correspond au numéro de canal du pic élastique pour le run à corriger.

L'énergie déposée étant la même dans les deux cas, on peut écrire

$$a_1 = \frac{E_d}{C_1 - P} \quad , \quad a_2 = \frac{E_d}{C_2 - P} \quad \text{donc} \quad a_1 = a_2 \frac{C_2 - P}{C_1 - P} \quad (5.1)$$

Maintenant, dans le cas d'une énergie déposée quelconque, on a

$$E_d = a_2 C' + p_2 = a_1 C'' + p_1 \quad (5.2)$$

avec

- $C'$  le canal touché pour le run à corriger
- $C''$  le canal corrigé de la dérive.

Alors,

$$C'' = \frac{a_2 C' + p_2 - p_1}{a_1} = \frac{a_2}{a_1} C' + \frac{p_2 - p_1}{a_1} \quad (5.3)$$

En posant  $p_2 = -a_2 P$ ,  $p_1 = -a_1 P$ , l'équation précédente donne,

$$C'' = \frac{a_2}{a_1} (C' - P) + P \quad (5.4)$$

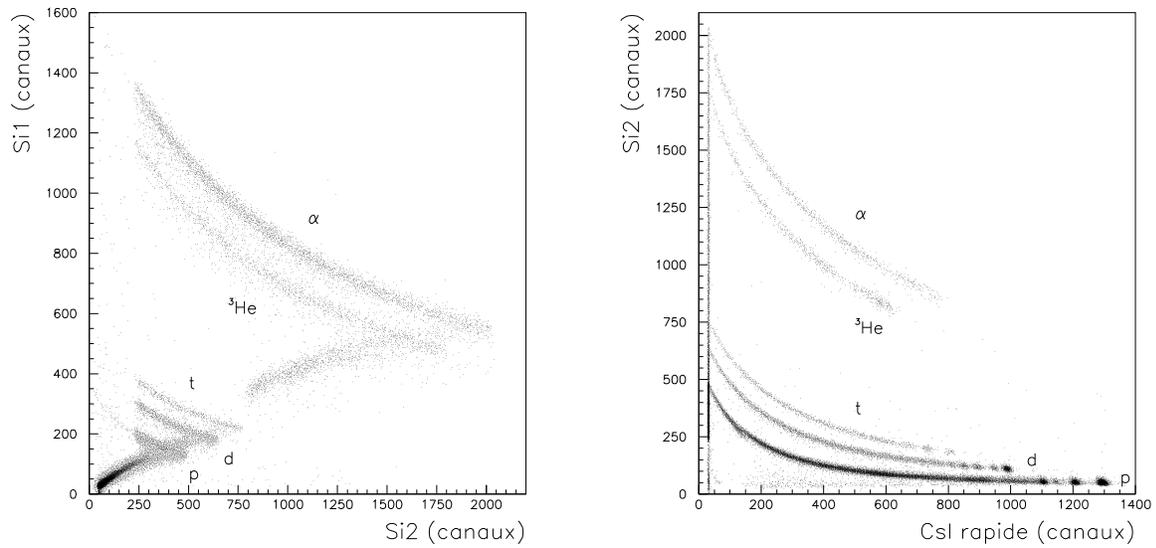
Avec les équations 5.1 et 5.4, la relation entre le canal touché et le canal corrigé s'écrit,

$$C'' = \left( \frac{C_1 - P}{C_2 - P} \right) (C' - P) + P \quad (5.5)$$

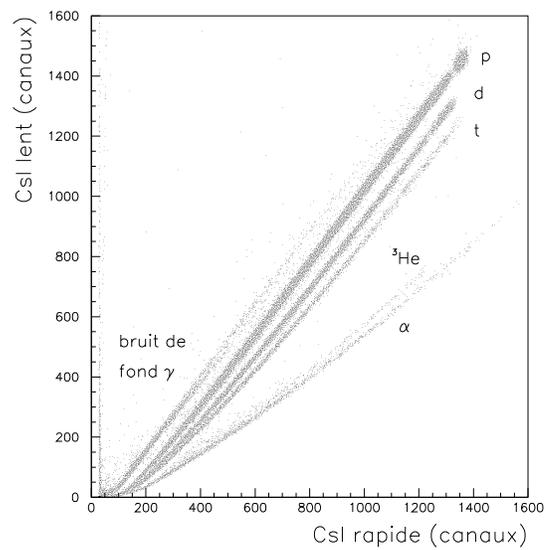
## 5.4 Identification des particules chargées légères

Pour identifier et séparer correctement chaque type de particule légère chargée, on dispose de deux méthodes : la méthode  $E - \Delta E$  basée sur les pertes d'énergies dans les différents détecteurs et la méthode de discrimination par la forme avec les composantes rapide et lente des signaux CsI.

Trois cartes bi-paramétriques sont utilisées :



**Figure 5.7:** Spectres bi-paramétriques Si1-Si2 et Si2-CsI rapide obtenus pour le télescope 2 positionné à  $45^\circ$  lors d'une mesure sur cible de carbone. Les protons, deutons, tritons,  ${}^3\text{He}$  et alpha sont bien séparés.



**Figure 5.8:** Spectre bi-paramétriques CsI lent-CsI rapide obtenu pour le télescope 2 positionné à  $45^\circ$  lors d'une mesure sur cible de carbone. Le bruit de fond  $\gamma$  est nettement séparé des particules chargées.

- La première carte est obtenue en représentant le signal du premier silicium, Si1, en fonction du signal du second silicium, Si2, figure 5.7 à gauche et la deuxième en représentant le signal du second silicium en fonction de la composante rapide du signal CsI, CsI rapide, figure 5.7 à droite.

Ces deux cartes permettent de séparer les particules chargées légères, proton (p), deuton (d), triton (t),  $^3\text{He}$  et alpha ( $\alpha$ ).

- La troisième carte est obtenue en représentant la composante lente du signal CsI, CsI lent, en fonction de la composante rapide du signal CsI, CsI rapide, figure 5.8. Elle permet de séparer nettement le bruit de fond  $\gamma$  des particules chargées.

Techniquement, les différentes étapes de la discrimination sont les suivantes :

- Dans un premier temps, la carte bi-paramétriques CsI lent - CsI rapide permet d'identifier le bruit de fond  $\gamma$  et de l'éliminer de la carte Si2 - CsI rapide sur laquelle il se situe très proche des protons.
- Ensuite, la carte Si2 - CsI rapide est utilisée pour sélectionner chaque type de particule. La séparation est très bonne à haute énergie.
- A basse énergie, c'est la carte Si1 - Si2 qui permet une excellente séparation.

L'utilisation croisée des trois cartes bi-paramétriques assure une bonne identification des protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha sur toute la gamme en énergie.

## 5.5 Étalonage en énergie des détecteurs

A la fin de la procédure d'identification, on obtient, pour chaque position angulaire et chaque type de particule, des spectres représentant le nombre de particules détectées en fonction du numéro de canal des codeurs. Notre but, à ce stade de l'analyse, est d'obtenir pour chaque type de particule et chacun des détecteurs, une relation qui lie l'énergie déposée dans le détecteur et le canal de la voie ADC ou QDC touchée.

Les spectres en énergie mesurés pour les cinq types de particules, proton, deuton, triton,  $^3\text{He}$  et alpha, s'étendent sur une large gamme en énergie allant de la barrière coulombienne à l'énergie incidente, tableau 5.1. L'étalonage en énergie doit donc la couvrir au mieux.

### 5.5.1 Étalonage des détecteurs silicium

Pour l'étalonage des deux étages de détecteurs silicium, une source triple mince, de plutonium, d'américium et de curium est utilisée. Les énergies des particules  $\alpha$  émises

par la source sont connues avec précision et les valeurs correspondant aux principales transitions sont respectivement de 5,155, 5,486 et 5,806 MeV. La source étant très mince, la perte d'énergie et le straggling  $y$  sont négligeables.

	$^{208}_{82}\text{Pb}$				
	p	d	t	$^3\text{He}$	$\alpha$
Q (MeV)	0	-5,144	-5,624	-7,139	6,935
$B_C$ (MeV)	14,26	14,00	13,77	27,21	26,81
$E_{max}$ (MeV) à $25^\circ$	62,84	57,11	56,52	55,02	68,82

**Tableau 5.1:** Valeurs des Q de réaction, des barrières coulombiennes et des énergies maximales atteintes à  $25^\circ$  dans les réactions  $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$  à 62,9 MeV.

DéTECTEUR silicium	Énergie déposée maximale (MeV)				
	p	d	t	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$
1 <sup>er</sup> étage (80 $\mu\text{m}$ )	2,7	3,5	4,0	9,6	10,6
2 <sup>eme</sup> étage (300 $\mu\text{m}$ )	6,0	7,9	9,3	21,2	24,0
2 <sup>eme</sup> étage (500 $\mu\text{m}$ )	8,1	10,7	12,7	28,7	32,4

**Tableau 5.2:** Énergies maximales déposées dans les détecteurs silicium en fonction du type de particule.

### Premier étage Si1

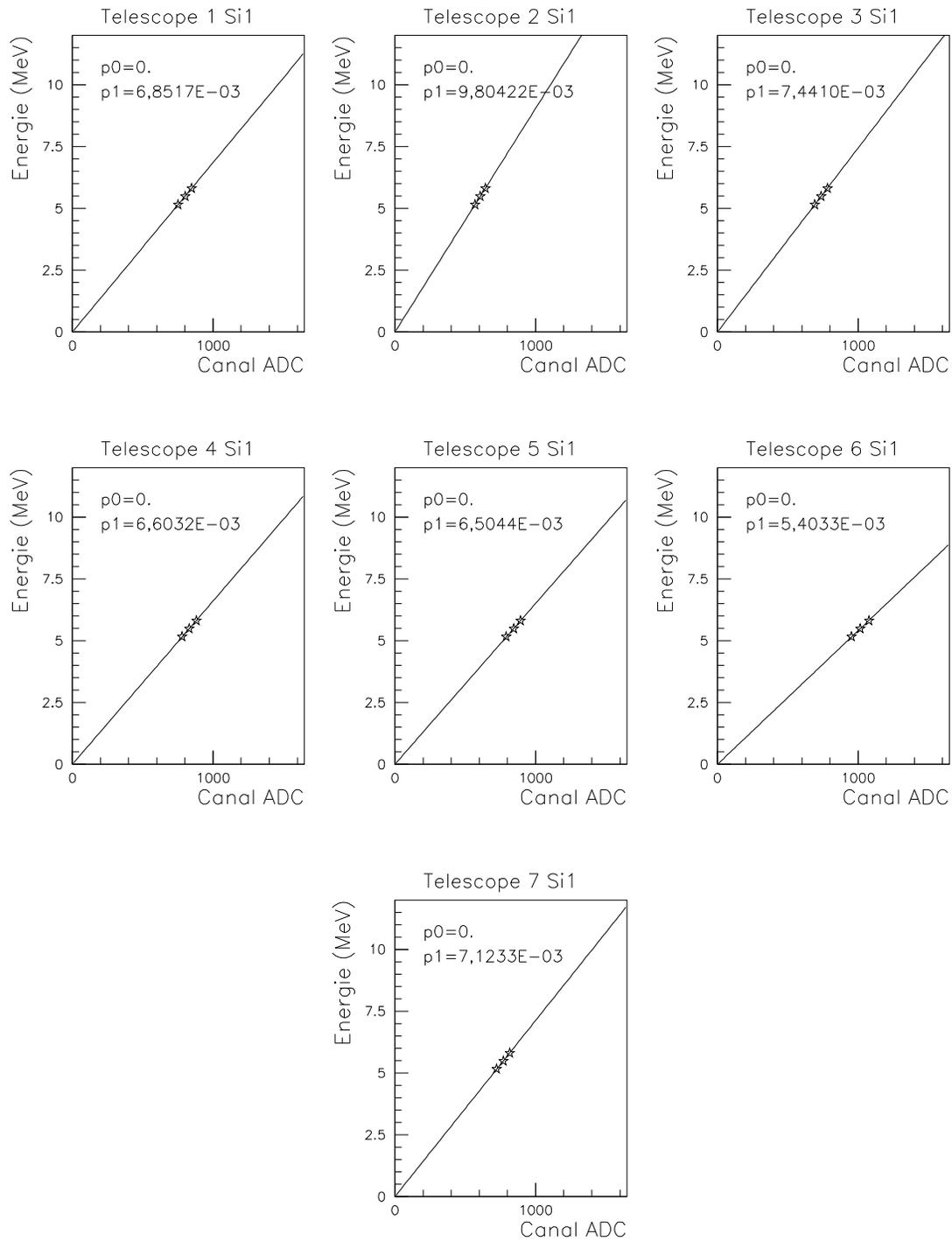
Les trois points obtenus avec la source triple de rayonnement alpha permettent de tracer pour chaque détecteur une droite d'étalonnage passant par zéro.

L'ensemble des étalonnages obtenus est présenté sur la figure 5.9.

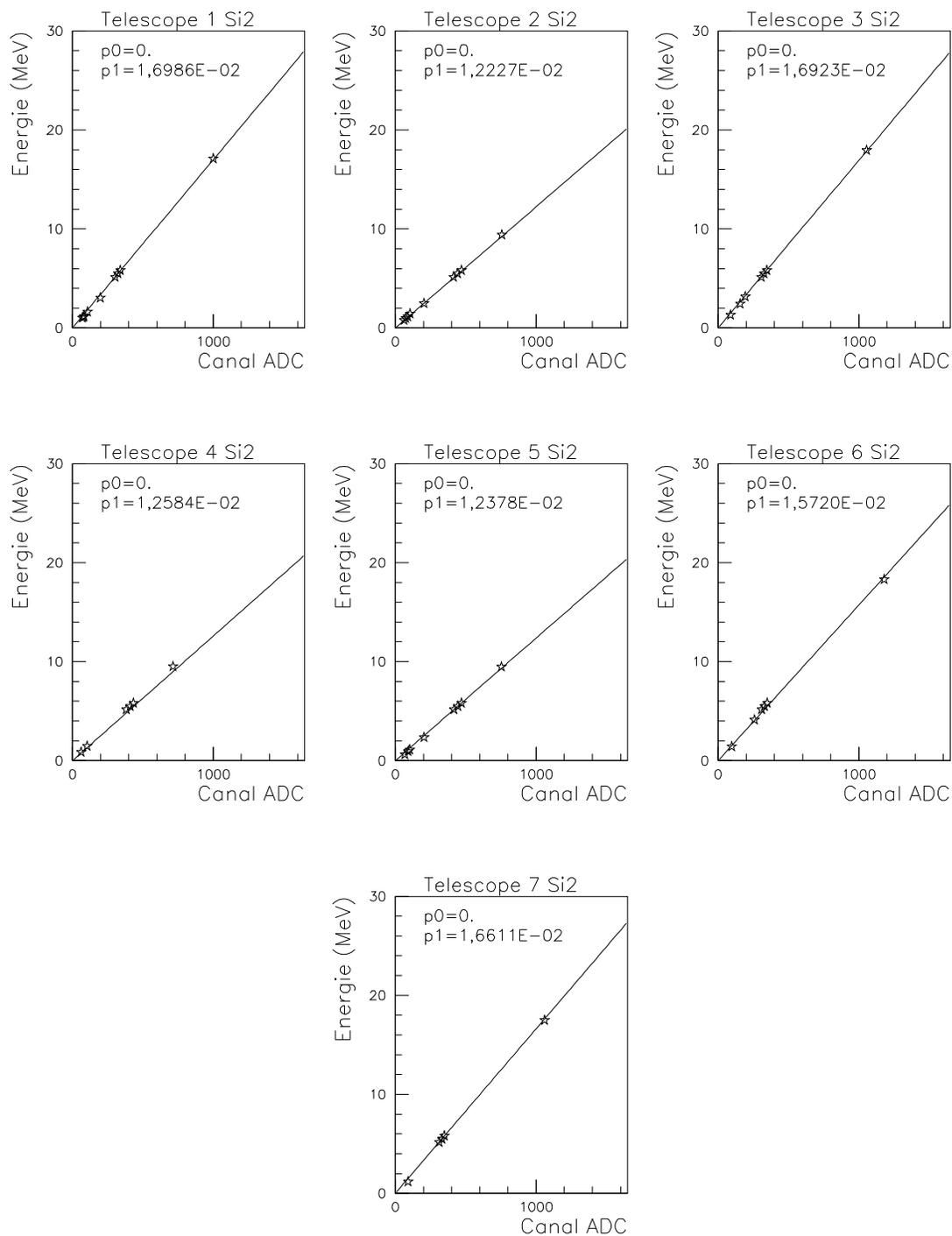
### Second étage Si2

Le deuxième étage de silicium possède une dynamique plus importante que celle du premier. En plus des points de la source de rayonnement alpha, nous avons ajouté des points de basse énergie issus des pics de diffusion élastique des protons sur le carbone (cf. figure 5.11) et un point d'étalonnage de haute énergie issu du pic alpha des réactions proton carbone. Ceci nous a permis de vérifier la linéarité de la chaîne électronique sur l'intégralité de la gamme en énergie.

Les droites d'étalonnage obtenues pour le second silicium sont présentées sur la figure 5.10.



**Figure 5.9:** Droites d'étalonnage obtenues pour le premier étage de silicium avec une source triple de plutonium, d'américium et de curium. Les principales énergies des particules  $\alpha$  émises par la source sont connues avec précision et ces valeurs sont respectivement de 5,155, 5,486 et 5,806 MeV.



**Figure 5.10:** Droites d'étalonnage obtenues pour le deuxième étage de silicium. Aux points de la source triple de plutonium, d'américium et de curium, se rajoutent des points issus des pics de diffusion élastique des protons sur l'hydrogène et un point d'étalonnage de haute énergie issu du pic alpha des réactions proton carbone.

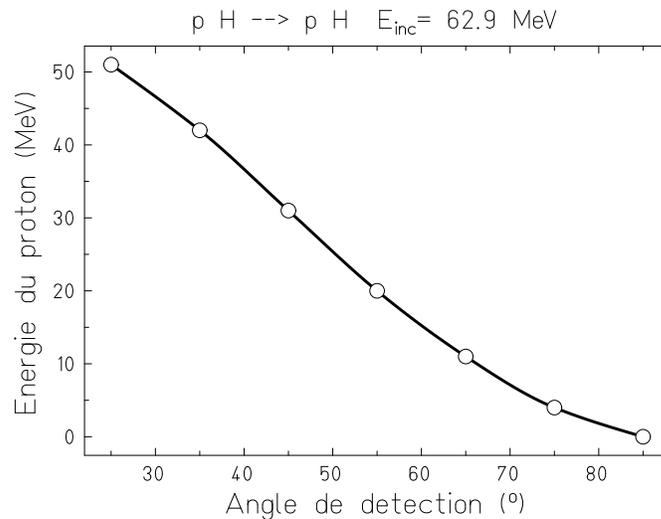
### 5.5.2 Étalonnage des cristaux de CsI(Tl)

Contrairement aux détecteurs silicium, l'étalonnage des cristaux de CsI(Tl) dépend du type de particule qui les traverse. Comme il n'était pas possible de disposer de faisceaux de particules composites, l'étalonnage a été fait en employant une cible de carbone et de polyéthylène.

L'étalonnage peut être effectué soit en fonction de l'énergie incidente soit en fonction de l'énergie déposée. Dans le premier cas, dès qu'une particule atteint le CsI, on peut donner directement son énergie sans avoir recours à l'information des deux étages de silicium. Dans le deuxième cas, on devra pour obtenir l'énergie incidente de la particule sommer les différentes contributions, CsI, Si1 et Si2.

C'est la première méthode qui a été appliquée de façon systématique pour chaque type de particule. L'étalonnage a été fait en utilisant la composante rapide des signaux CsI puisqu'elle est corrigée des dérives.

#### Proton



**Figure 5.11:** Énergie du proton en fonction de l'angle de détection dans le référentiel du laboratoire pour la réaction  $H(p,p)H$ .

En exploitant la plage angulaire mesurée, on obtient des points d'étalonnage sur une large gamme d'énergie. Un calcul de cinématique classique de la diffusion élastique du proton sur l'hydrogène donne :

$$T_p = T_f \cos^2 \theta$$

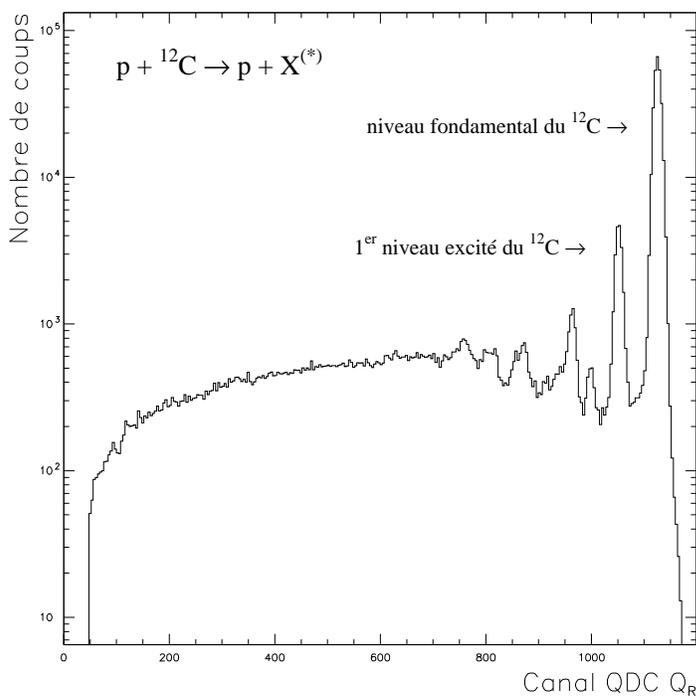
où  $\theta$  est l'angle de détection du proton dans le référentiel du laboratoire,  $T_p$  est l'énergie du proton diffusé à l'angle  $\theta$  et  $T_f$  est l'énergie du faisceau. La dépendance de l'énergie du proton en fonction de l'angle de détection est représentée sur la figure 5.11.

Les réactions proton - carbone, tableau 5.3, sont très importantes pour obtenir des points de haute énergie en utilisant la cinématique des processus élastiques et inélastiques.

Réaction ${}^{12}_6\text{C}(p,p){}^{12}_6\text{C}$							
Angle ( $^\circ$ )	25	35	45	55	65	75	85
Énergie (MeV)	61,92	61,02	59,88	58,55	57,08	55,53	53,94

**Tableau 5.3:** Énergie du proton en fonction de l'angle de détection pour la réaction  ${}^{12}_6\text{C}(p,p){}^{12}_6\text{C}$ .

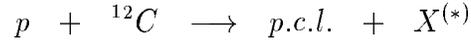
La figure 5.12 représente le spectre des protons issus de la réaction proton - carbone à 62,9 MeV.



**Figure 5.12:** Production de protons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de  $Q_R$ . Les pics correspondent aux diffusions élastiques et inélastiques des protons sur le  ${}^{12}\text{C}$ .

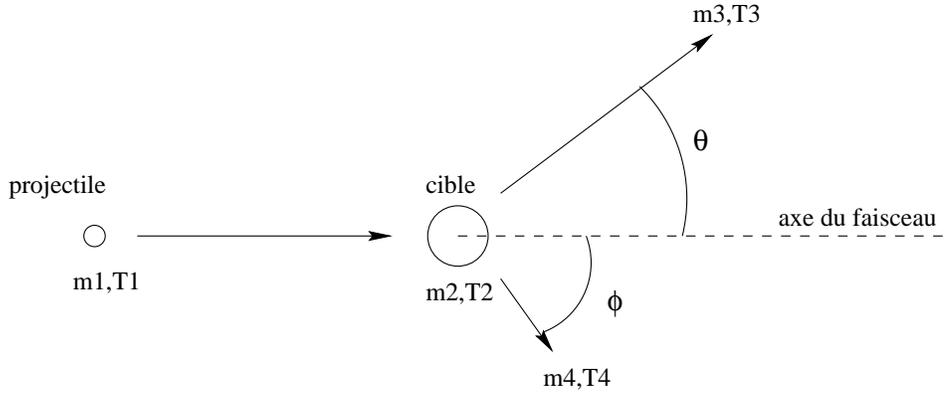
## Particules composites

Pour les particules composites, toutes les réactions sont de la forme :



où p.c.l. désigne la particule chargée légère émise et  $X^{(*)}$  le noyau résiduel dans l'état fondamental ou dans un état excité.

En adoptant les notations suivantes pour la cinématique à deux corps,



**Figure 5.13:** Cinématique à deux corps pour les réactions  $p + {}^{12}\text{C} \longrightarrow p.c.l. + X^{(*)}$ .

l'énergie de la particule chargée légère émise est donnée par :

$$T_3 = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2}$$

avec

$$b = \frac{(2(m_1 - m_4)(m_3 + m_4) - 4m_1m_3\cos^2(\theta))T_1 + 2m_4(m_3 + m_4)(E_4^* - Q)}{(m_3 + m_4)^2}$$

$$\Delta = b^2 - 4 \frac{((m_1 - m_4)T_1 + m_4(E_4^* - Q))^2}{(m_3 + m_4)^2}$$

où

- $T_1$  désigne l'énergie de la particule incidente
- $T_2 = 0$  (référentiel du laboratoire)
- $T_3$  désigne l'énergie de recul de la particule chargée légère émise
- $T_4$  désigne l'énergie de recul de la particule lourde

- $Q = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)c^2$
- $E_4^*$  désigne l'énergie d'excitation de la particule lourde résultant de la réaction

Les réactions proton - carbone (tableau 5.4) permettent ainsi d'obtenir des points de haute énergie en utilisant la cinématique des réactions ainsi que les tables de niveaux d'énergie des noyaux légers [AJZ88].

Réaction ${}^{12}_6\text{C}(p,d){}^{11}_6\text{C}$							
Angle (°)	25	35	45	55	65	75	85
Énergie (MeV)	42,98	41,87	40,48	38,87	37,14	35,34	33,55
Réaction ${}^{12}_6\text{C}(p,t){}^{10}_6\text{C}$							
Angle (°)	25	35	45	55	65	75	85
Énergie (MeV)	36,80	35,49	33,86	32,02	30,05	28,04	26,08
Réaction ${}^{12}_6\text{C}(p,{}^3\text{He}){}^{10}_5\text{B}$							
Angle (°)	25	35	45	55	65	75	85
Énergie (MeV)	40,13	38,77	37,09	35,17	33,11	31,01	28,94
Réaction ${}^{12}_6\text{C}(p,\alpha){}^9_5\text{B}$							
Angle (°)	25	35	45	55	65	75	85
Énergie (MeV)	48,56	46,82	44,67	42,23	39,62	36,96	34,36

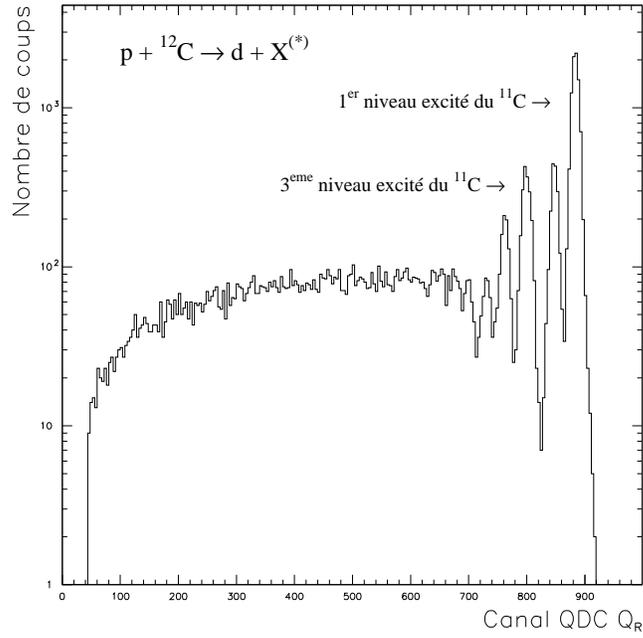
**Tableau 5.4:** Énergie de la particule composite en fonction de l'angle de détection pour les réactions  ${}^{12}_6\text{C}(p,d){}^{11}_6\text{C}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}(p,t){}^{10}_6\text{C}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}(p,{}^3\text{He}){}^{10}_5\text{B}$  et  ${}^{12}_6\text{C}(p,\alpha){}^9_5\text{B}$ .

Le tableau 5.5 donne la valeur des premiers niveaux d'énergie atteints par le noyau résiduel pour les réactions étudiées dans ce travail.

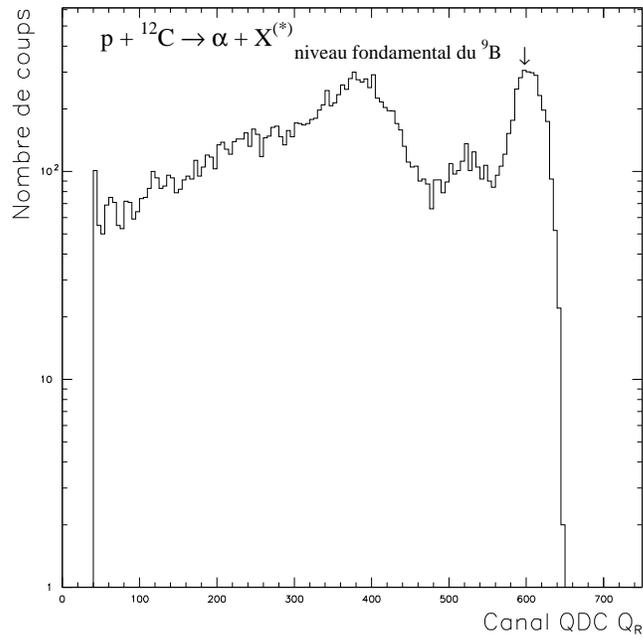
Réaction	fond.	1 <sup>er</sup>	2 <sup>eme</sup>	3 <sup>eme</sup>	4 <sup>eme</sup>
${}^{12}_6\text{C}(p,p){}^{12}_6\text{C}$	0	4,4389	7,6542	9,6410	11,828
${}^{12}_6\text{C}(p,d){}^{11}_6\text{C}$	X	2,0	4,3188	4,8042	6,4782
${}^{12}_6\text{C}(p,t){}^{10}_6\text{C}$	0	3,3536	5,220	5,380	6,580
${}^{12}_6\text{C}(p,{}^3\text{He}){}^{10}_5\text{B}$	0	0,7183	1,7401	2,1543	3,5871
${}^{12}_6\text{C}(p,\alpha){}^9_5\text{B}$	0	2,3610	2,7880	6,970	X

**Tableau 5.5:** Niveaux d'énergie discrets, du noyau résiduel, accessibles lors des réactions  ${}^{12}_6\text{C}(p,p){}^{12}_6\text{C}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}(p,d){}^{11}_6\text{C}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}(p,t){}^{10}_6\text{C}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}(p,{}^3\text{He}){}^{10}_5\text{B}$  et  ${}^{12}_6\text{C}(p,\alpha){}^9_5\text{B}$ .

Cependant, le nombre de points d'étalonnage accessibles par la méthode de l'énergie incidente est faible pour les  ${}^3\text{He}$  et les alpha. Elle ne permet donc pas de contraindre de façon satisfaisante la forme des courbes surtout à basse énergie.



**Figure 5.14:** Production de deutons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de  $Q_R$ . Les pics correspondent aux réactions nucléaires des protons avec le  $^{12}\text{C}$ .



**Figure 5.15:** Production d'alpha pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV en fonction de  $Q_R$ . Les pics correspondent aux réactions nucléaires des protons avec le  $^{12}\text{C}$ .

Des points d'étalonnage supplémentaires ont été obtenus par la méthode de l'énergie déposée dans cette zone. Cette méthode possède le désavantage d'avoir recours aux tables de pertes d'énergie des particules composites dans la matière dont l'incertitude peut atteindre les 10%.

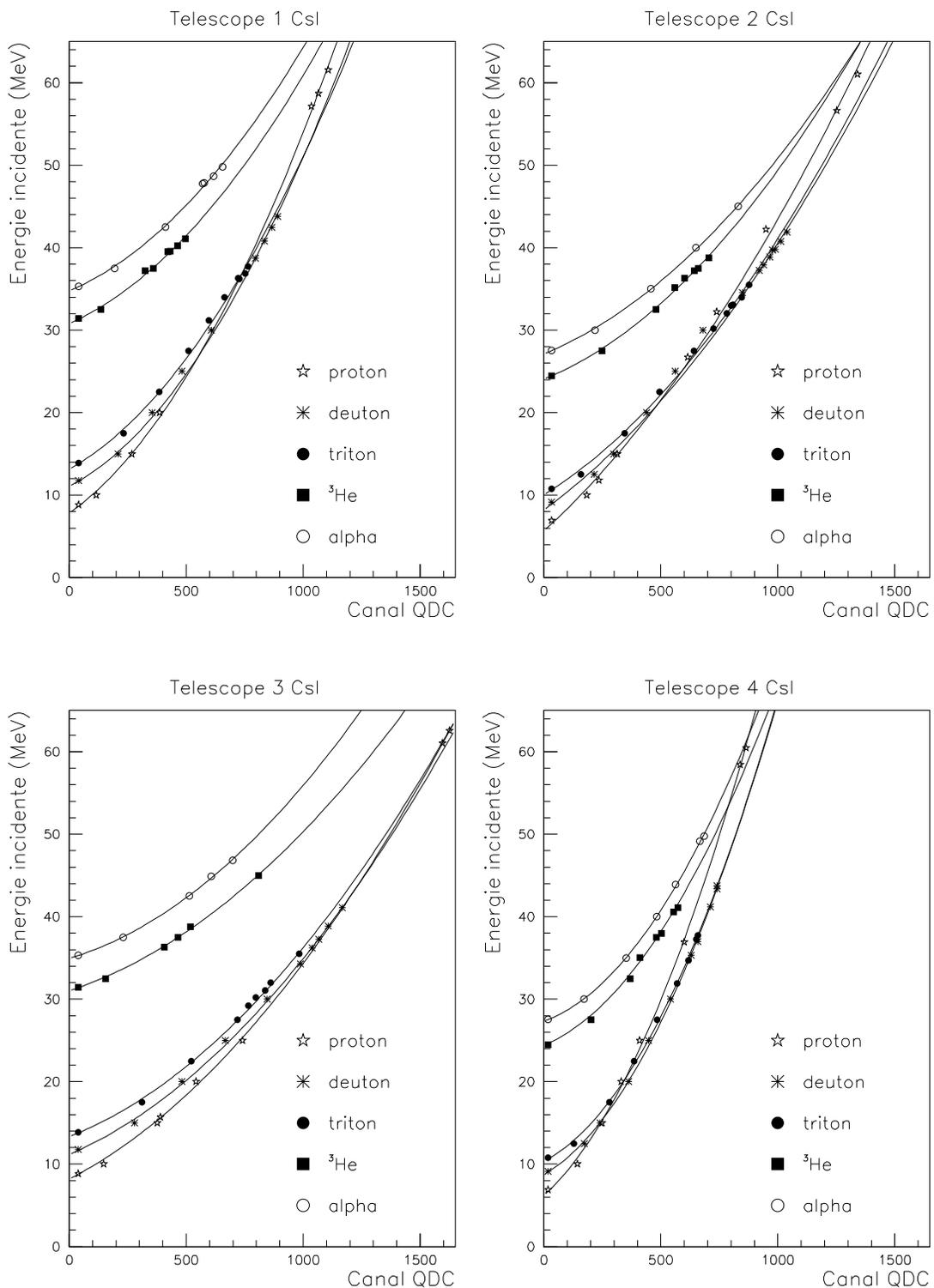
## Résultats

Les courbes d'étalonnage des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour chaque télescope sont présentées sur les figures 5.16 et 5.17. L'ajustement aux points d'étalonnages a été paramétré par des polynômes d'ordre 2.

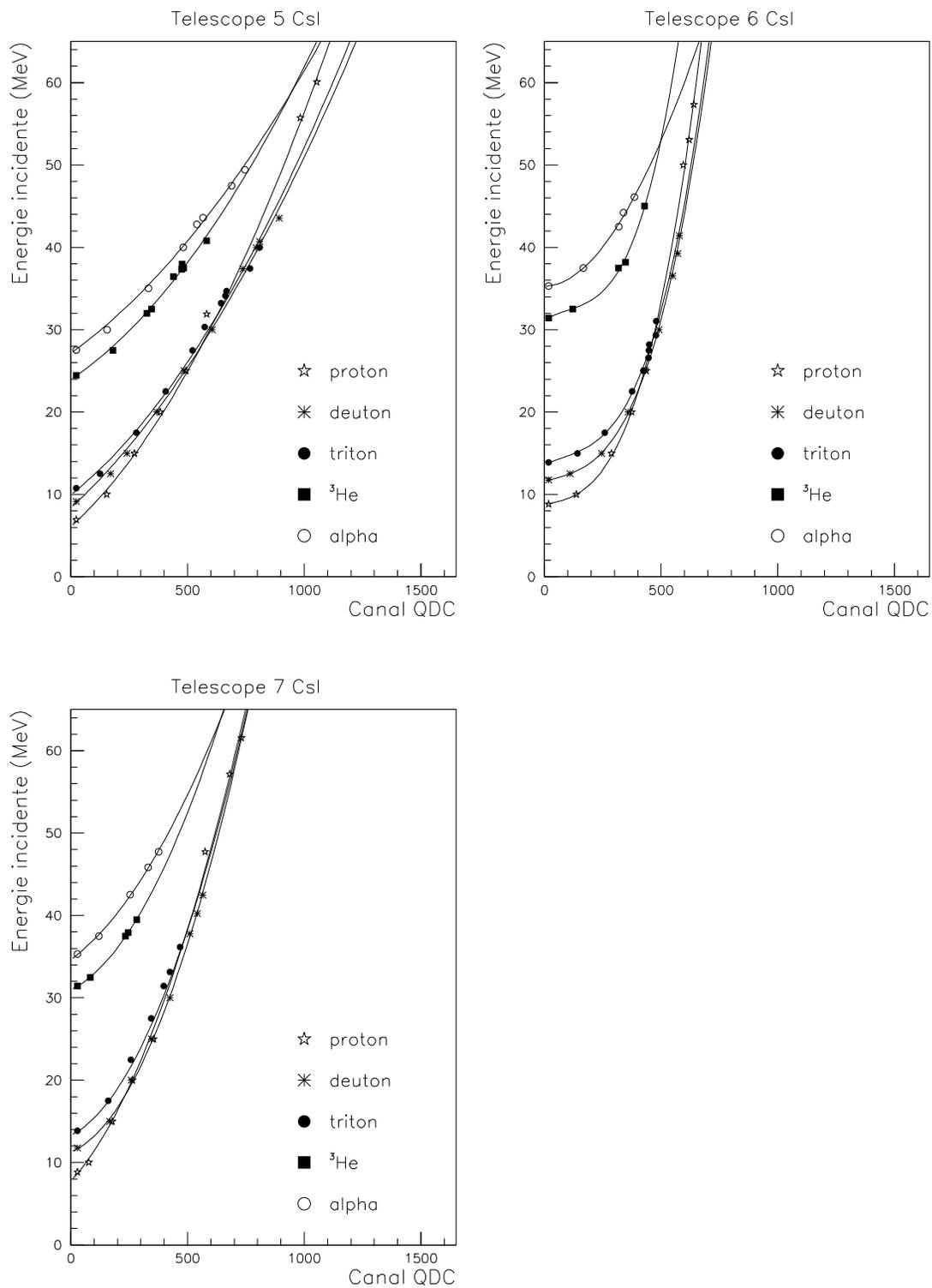
L'ensemble des courbes d'étalonnages en énergie des détecteurs CsI apparaît cohérent, à l'exception du télescope 6. Ce dernier fournit des étalonnages dont l'allure reste très plate sur près de deux cents canaux.

On remarque aussi l'absence de points d'étalonnage au-dessus de 50 MeV d'énergie incidente pour les particules composites. L'ajustement de la courbe sur les points de mesures n'est donc pas suffisamment contraint pour les hautes énergies. Cependant, il est possible de valider les étalonnages obtenus en vérifiant que les énergies maximales obtenues pour les spectres des composites présentent des valeurs compatibles avec celles données dans le tableau 5.2.

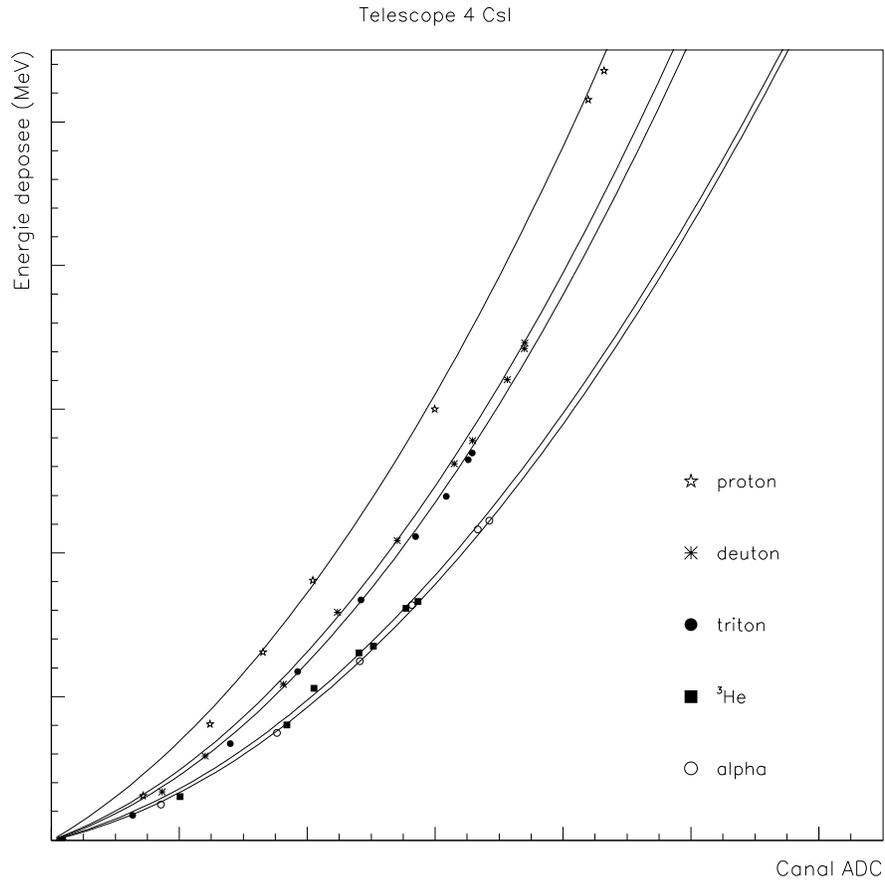
Le croisement de courbes, comme par exemple celui des protons avec les deutons et les tritons, est lié au choix de la représentation. Effectivement, en présentant l'énergie déposée en fonction du numéro de canal, on obtient des courbes telles que celles qui sont représentées sur la figure 5.18.



**Figure 5.16:** Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour les télescopes 1, 2, 3 et 4.



**Figure 5.17:** Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour les télescopes 5, 6 et 7.



**Figure 5.18:** Courbes d'étalonnages des cristaux de CsI(Tl) obtenues pour le télescope 4 en fonction de l'énergie déposée.

# Chapitre 6

## Mesures des sections efficaces

Ils existent différentes méthodes pour normaliser des mesures de sections efficaces. On peut soit :

- Normaliser de façon absolue à partir de la mesure, au cours de l'expérience, de toutes les quantités physiques nécessaires.
- Se référer à des valeurs précédemment mesurées et présentant des gages de qualité.

Dans notre cas il y avait deux possibilités :

- Il existe des mesures de sections efficaces de diffusion élastique proton - proton respectivement à 49 MeV et 68 MeV. Par extrapolation, on peut obtenir des valeurs à 62,9 MeV.
- Il existe aussi des mesures de sections efficaces élastique proton - plomb à 61,7 MeV et 65 MeV. Ici, l'extrapolation est plus délicate car les valeurs des sections efficaces élastiques varie très rapidement avec l'angle. On doit de plus passer par une simulation permettant de prendre en compte l'ouverture angulaire de nos détecteurs qui avoisine  $4^\circ$ .

Dans ce travail, nous avons normalisé de façon absolue. La seconde méthode sera utilisée dans la thèse de S. Auduc [AUD01].

Il existe une relation simple liant le nombre de particules légères chargées détectées, noté  $N_{p.c.d.}$ , dans un télescope positionné à un angle  $\theta$ , à l'énergie  $E$  et la section efficace doublement différentielles, notée  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ .

$$\frac{d^2 N_{p.c.d.}}{d\Omega dE} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta) n^\otimes N_{p.i.} \Delta\Omega \Delta E \quad (6.1)$$

où

- $N_{p.i.}$  est le nombre de protons incidents
- $n^{\otimes}$  est le nombre de centre diffuseurs par unité de surface contenus dans la cible
- $\Delta\Omega$  est l'angle solide du détecteur
- $\Delta E$  est le pas en énergie

## 6.1 Extraction des différentes grandeurs

Pour une mesure de durée  $\Delta t = t_2 - t_1$ , la relation précédente s'écrit :

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{d^2 N_{p.c.d.}}{d\Omega dE} dt = \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} n^{\otimes} \Delta\Omega \Delta E \int_{t_1}^{t_2} N_{p.i.} dt \quad (6.2)$$

### Angle solide $\Delta\Omega$

L'angle solide de détection des particules est défini par un cône de demi-ouverture  $\alpha/2$  de 1,9 degré. On peut le déterminer avec la formule suivante :

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2}$$

où  $d$  est la distance entre le porte cible et le collimateur et  $S$  la surface.

$$\Delta\Omega = 3,45.10^{-3} \text{ sr}$$

L'incertitude sur la mesure de  $d$  est de l'ordre de 1 mm, ce qui induit une erreur systématique sur la valeur de l'angle solide de 1%.

### Centres diffuseurs $n^{\otimes}$

Le nombre de centres diffuseurs par unité de surface contenus dans la cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$  est défini par :

$$n^{\otimes} = \frac{e \rho \mathcal{N}}{A \cos\theta_{cible}}$$

avec  $e$  l'épaisseur de la cible en cm,  $\rho$  la densité du plomb en  $\text{g.cm}^{-3}$ ,  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro en noyaux par mole,  $A$  le nombre de masse du plomb en  $\text{g.mol}^{-1}$  et  $\theta_{cible}$  l'angle de la normale à la cible par rapport à la direction du faisceau.

L'épaisseur des cibles est donnée avec une incertitude de 10% par le fournisseur. Une mesure précise de la masse des cibles utilisées ainsi que de leurs dimensions permet de diminuer de manière significative cette incertitude.

Cible	m (g)	$\rho$ (g.cm <sup>-3</sup> )	S (cm <sup>2</sup> )	e (cm)	$\frac{\Delta e}{e}$ (%)	e (mg.cm <sup>-2</sup> )
C	59,6.10 <sup>-3</sup>	2,25	6,65	39,8.10 <sup>-4</sup>	1,26	8,96
CH <sub>2</sub>	27,7.10 <sup>-3</sup>	0,92	6,19	48,6.10 <sup>-4</sup>	1,80	4,47
<sup>208</sup> Pb	66,7.10 <sup>-3</sup>	11,39	6,24	9,44.10 <sup>-4</sup>	1,70	10,7

**Tableau 6.1:** Caractéristiques des différentes cibles utilisées lors de l'expérience.

On remarque alors que l'on obtient une incertitude de l'ordre de 1% sur l'épaisseur de la feuille, soit une précision dix fois meilleure que celle communiquée par le fournisseur.

On obtient alors pour la cible de plomb <sup>208</sup>Pb,

$$n^{\otimes} = \frac{3,10.10^{19}}{\cos\theta_{cible}} \text{ noyaux/cm}^2$$

La mesure de l'angle de la cible  $\theta_{cible}$  ne peut se faire qu'à plus ou moins 2°. Les incertitudes sur l'épaisseur de la cible et l'angle de la cible induisent une erreur systématique de 3% sur la valeur du nombre de centres diffuseurs par unité de surface.

### Nombre de protons incidents $N_{p.i.}$

On lit sur les bandes DLT, un nombre qui correspond à une charge en Coulomb accumulée par la cage de Faraday pendant la durée du run :

$$\int_{t_1}^{t_2} N_{p.i.} = \frac{N_{lu}}{1,6.10^{-19}}$$

avec  $N_{lu}$  la valeur de la charge lue sur la bande et  $1,6.10^{-19}$  C la charge du proton.

Nous avons observé, lors d'une expérience ultérieure en tout point similaire, que la disposition de la cage de Faraday à près de 3 mètres de la cible, dans le cas de cibles épaisses de quelques dizaines de mg/cm<sup>2</sup>, était à l'origine d'une perte de collection de charge au niveau de la cage de Faraday.

Cette perte est due au straggling angulaire que subit le faisceau en traversant la cible. Des mesures effectuées récemment montre que la perte enregistrée avec la cible de plomb est de l'ordre de 10% lorsque la cible est inclinée à 25° et de 15% lorsque la cible est inclinée à 37,5°. En tenant compte aussi du temps mort de l'acquisition électronique, l'erreur systématique sur la valeur du nombre de protons incidents est de 5%.

### Pas en énergie $\Delta E$

Les spectres sont représentés avec un pas en énergie de 1 MeV.

L'erreur systématique sur la valeur des sections efficaces doublement différentielles extraites est donc de l'ordre de 6%.

## 6.2 Sections efficaces doublement différentielles

Les sections efficaces doublement différentielles sont représentées pour les onze positions angulaires de détection pour chaque type de particule (proton, deuton, triton,  $^3\text{He}$  et alpha) respectivement sur les figures 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 et 6.5 avec leurs barres d'erreur statistique.

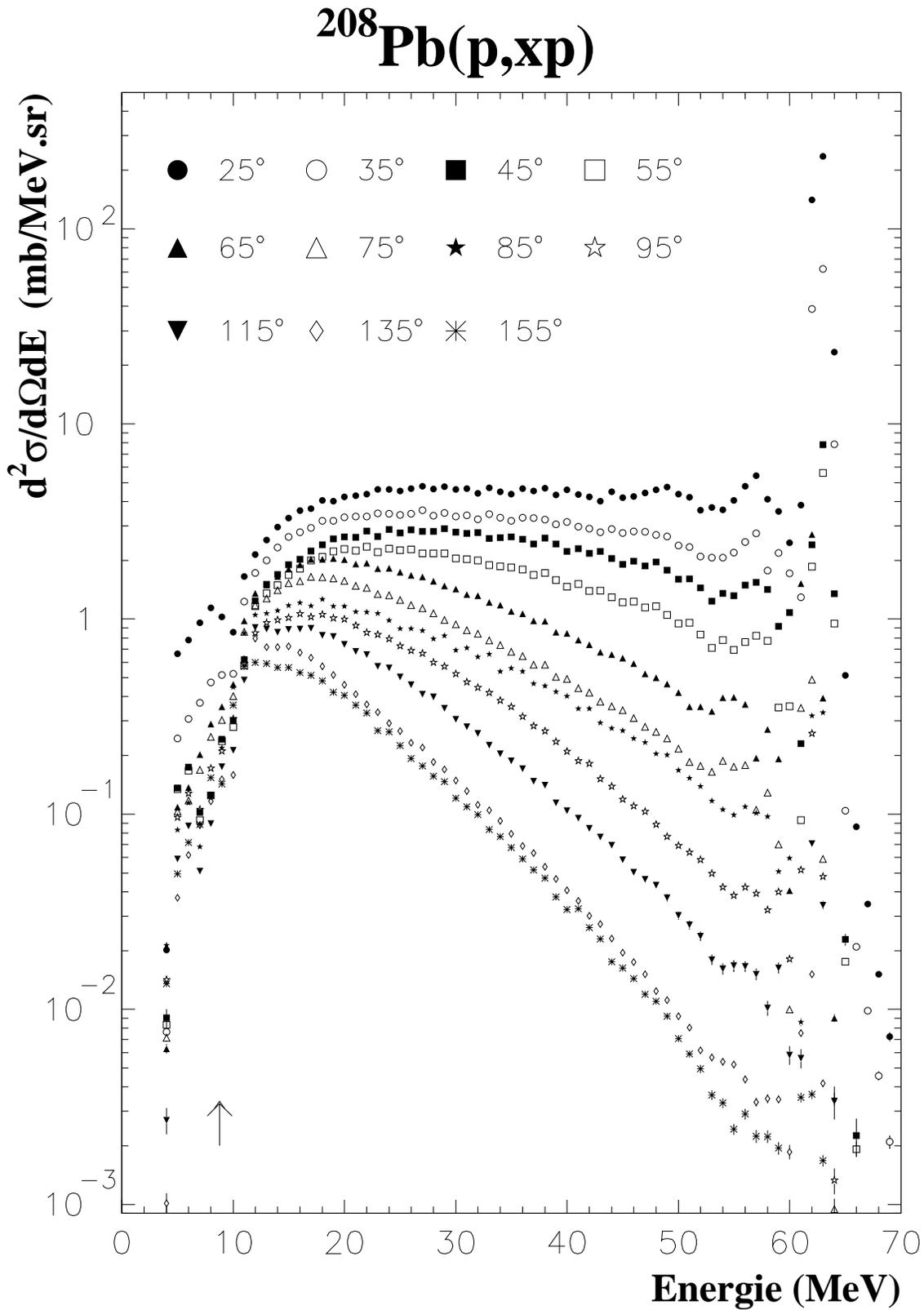
De façon générale, les spectres associés aux différentes particules varient rapidement et graduellement avec l'angle pour les angles inférieurs à  $135^\circ$ . On peut noter une variation moindre à  $85^\circ$ , qui reste très proche de  $75^\circ$  pour les spectres proton, effet probablement lié à la mesure. Au-delà, les spectres sont plus constants en forme et en amplitude.

On remarque la présence d'une composante directe dans la région haute énergie ( $E > 55$  MeV) pour toutes les particules aux angles avant. Cette composante directe disparaît pour les tritons,  $^3\text{He}$  et alpha lorsque l'angle de détection augmente, mais reste présente même à l'arrière pour les protons et les deutons.

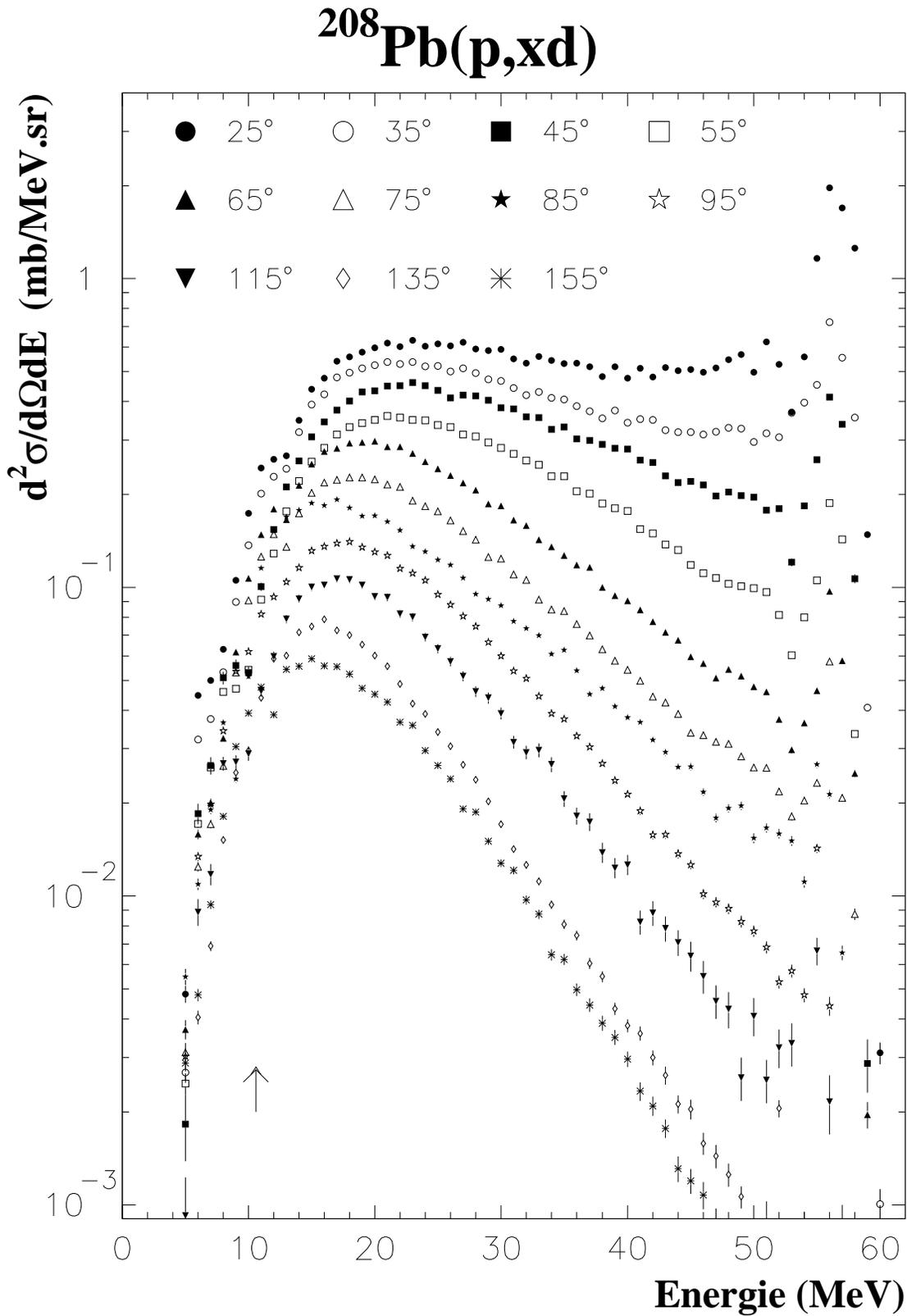
Contrairement au cas des cibles légères, la partie basse énergie des spectres obtenus dans le cas d'une cible de  $^{208}\text{Pb}$  n'est pas dominée par la composante évaporative, quel que soit le type de particule considéré et sur un large domaine angulaire [WU79], [BER73]. Cette composante d'évaporation est dominante pour les spectres enregistrés à grand angle. En effet, on voit qu'au delà de  $135^\circ$ , les spectres varient peu et ils ont une forme de maxwellienne caractéristique d'un processus évaporatif (avec un maximum et une pente sensiblement constante). On en déduit que les valeurs des sections efficaces d'évaporation demeurent très faibles.

Comme attendu, la contribution de prééquilibre, région du continuum située entre 20 et 55 MeV, décroît rapidement lorsque l'angle de détection augmente. Les spectres obtenus aux angles avant sont très plats. Notons que même à grand angle ( $\theta > 135^\circ$ ), cette contribution reste présente. Il existe en effet une faible proportion de particules émises avec une énergie de l'ordre de l'énergie incidente.

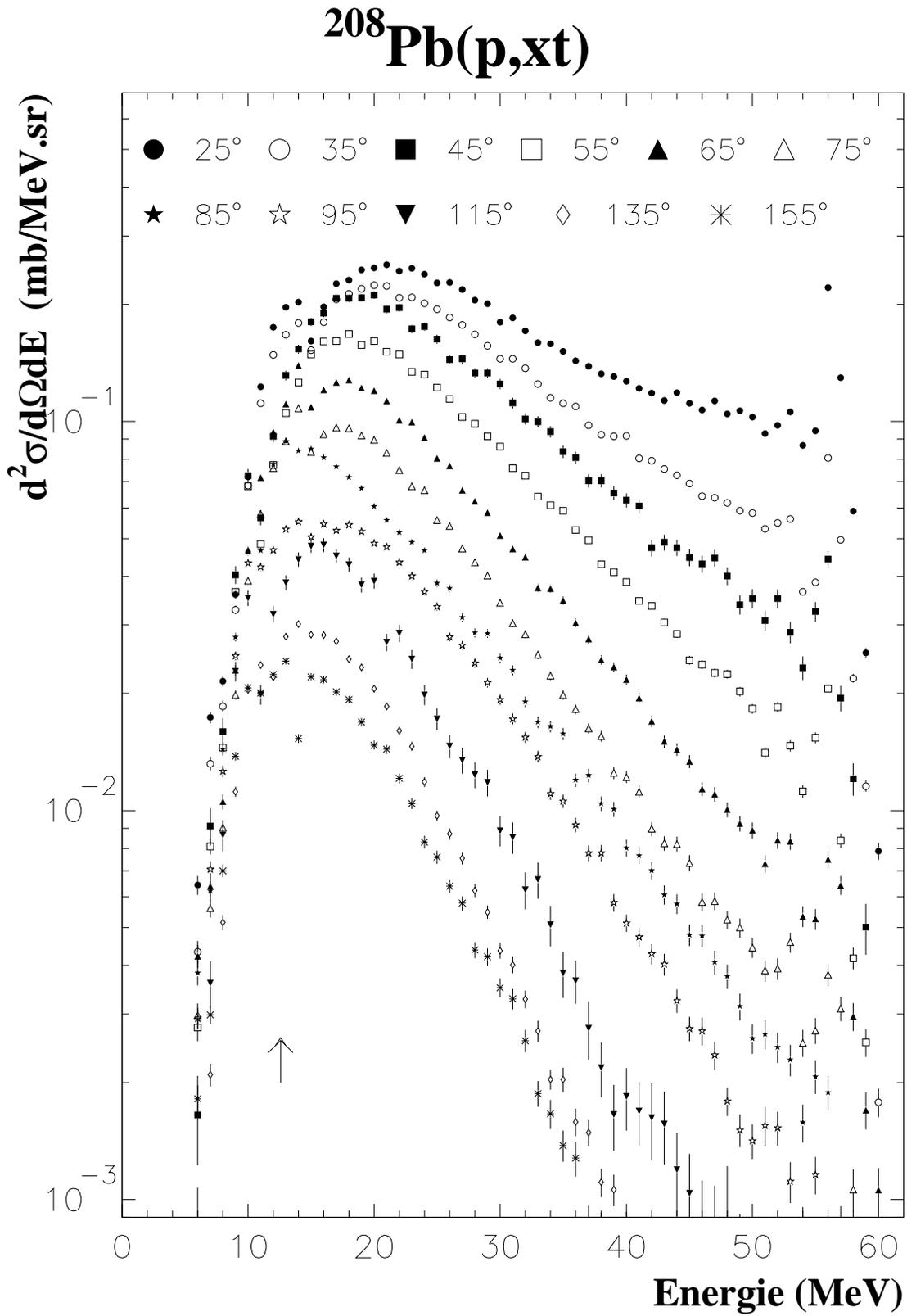
On peut noter aussi un problème de continuité des spectres au niveau de la jonction entre le deuxième silicium et le cristal de iodure de césium. La discontinuité est marquée surtout pour les protons et les  $^3\text{He}$ . La jonction est représentée par une flèche sur chaque figure.



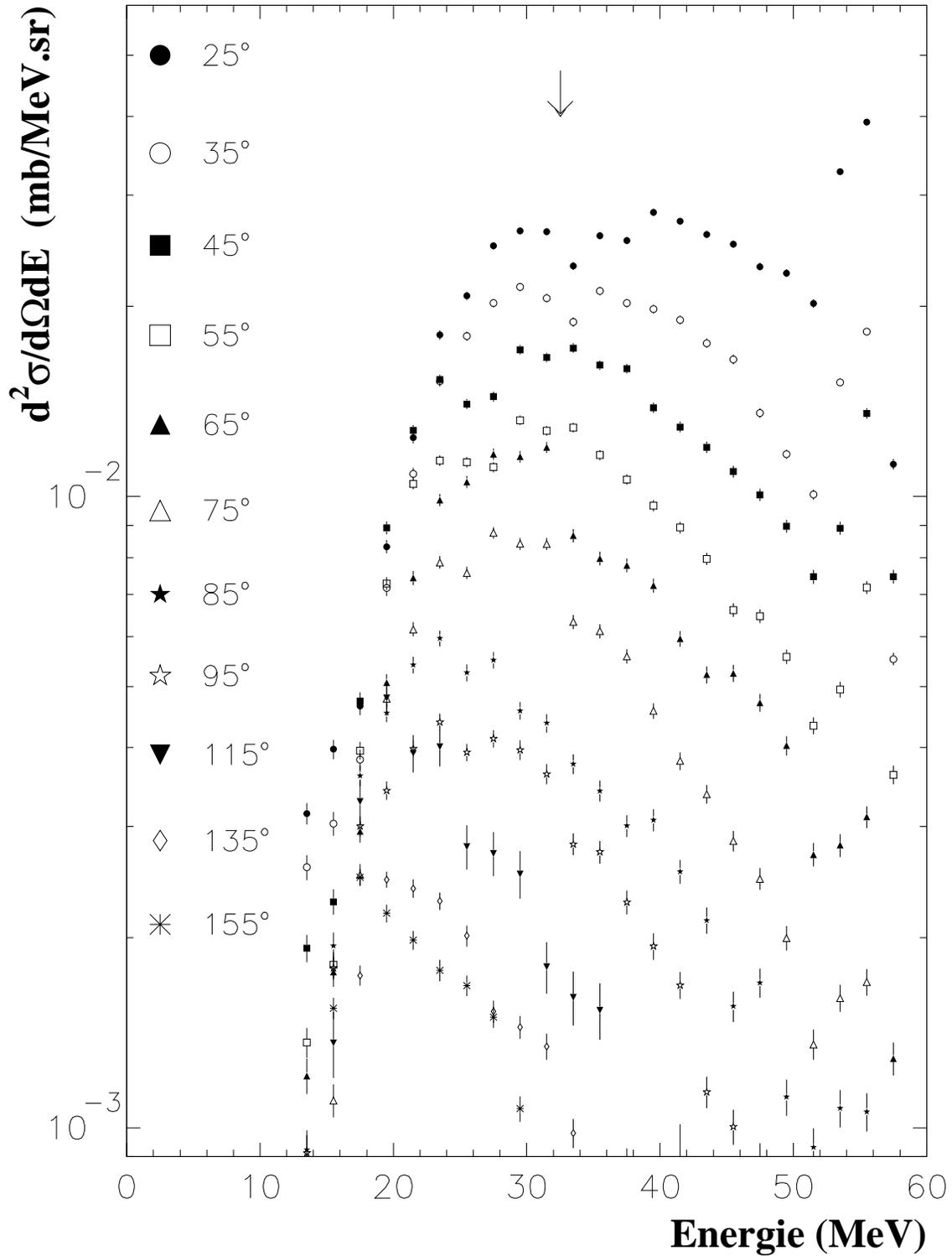
**Figure 6.1:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p, xp)$  représentées pour les onze positions angulaires de détection des protons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI.



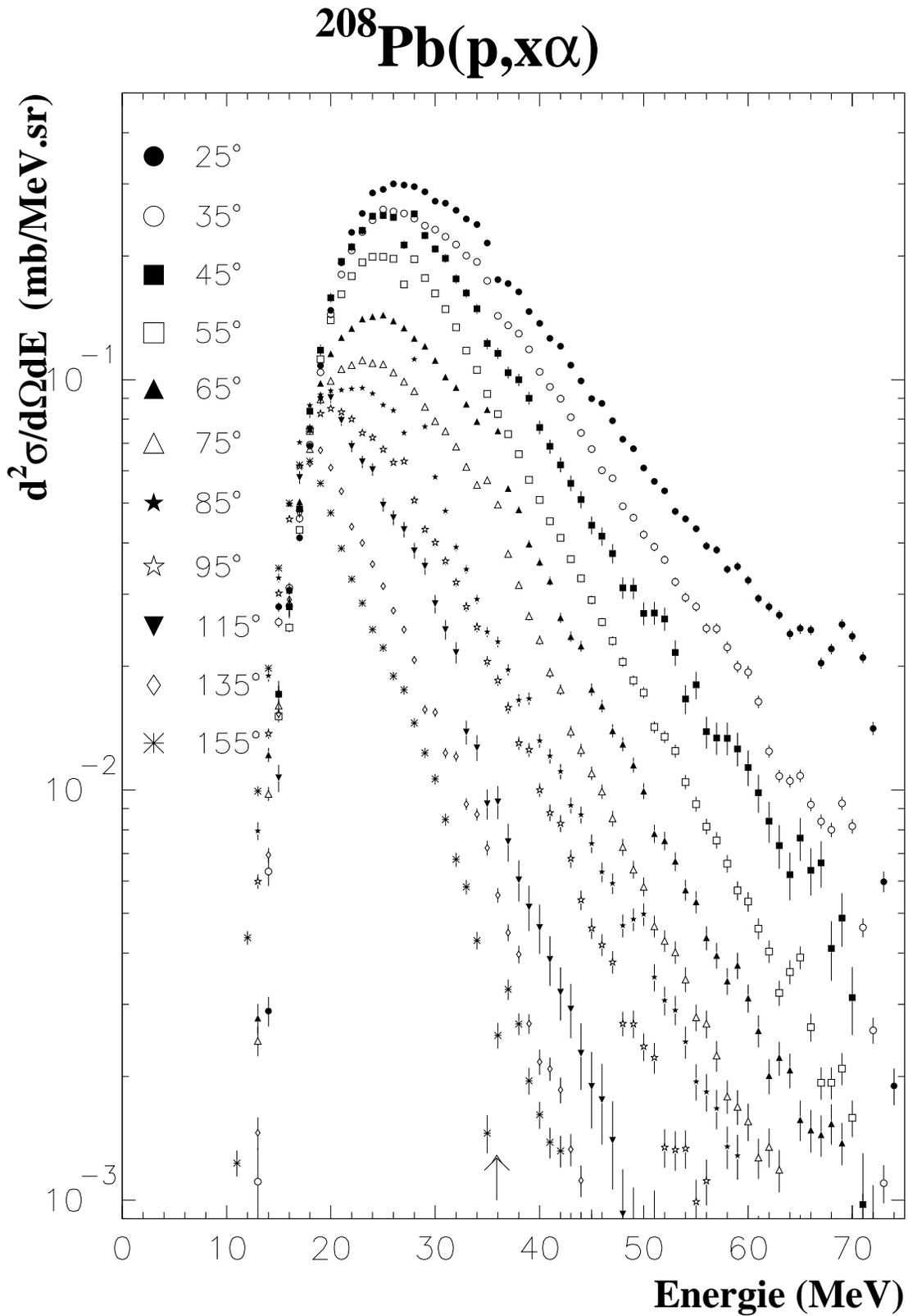
**Figure 6.2:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xd)$  représentées pour les onze positions angulaires de détection des deutons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI.



**Figure 6.3:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xt)$  représentées pour les onze positions angulaires de détection des tritons. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI.

$^{208}\text{Pb}(p,x^3\text{He})$ 

**Figure 6.4:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,x^3\text{He})$  représentées pour les onze positions angulaires de détection des  $^3\text{He}$ . La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI.



**Figure 6.5:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,x\alpha)$  représentées pour les onze positions angulaires de détection des alpha. La flèche indique la jonction entre le Si et le CsI.

## 6.3 Sections efficaces intégrées

### 6.3.1 Sections efficaces différentielles en énergie

A partir des sections efficaces doublement différentielles, il est possible d'extraire les sections efficaces différentielles en énergie en utilisant la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int_{\text{espace}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta) d\Omega$$

Toutefois, les sections efficaces doublement différentielles ont été mesurées pour onze positions angulaires, il est donc nécessaire de compléter les mesures disponibles pour couvrir l'ensemble de la distribution angulaire de manière satisfaisante, surtout pour les angles inférieures à 25°. La systématique de Kalbach [KAL88] permet de décrire la forme de la distribution angulaire des réactions inclusives pour des énergies incidentes allant jusqu'à 200 MeV.

#### Systématique de Kalbach

La systématique de Kalbach repose sur la théorie de Feshbach, Kerman et Koonin [FES80] qui développe un traitement quantique de la phase de prééquilibre. La théorie distingue les sections efficaces de réaction en fonction de deux processus. Le processus MSD, MultiStep Direct, pendant lequel le système passe par une série d'états dont chacun possède une particule non liée et le processus MSC, MultiStep Compound, au cours duquel, pour chaque état, les particules sont liées. Le processus MSD est dominant à haute énergie alors que le processus MSC contribue à la partie basse énergie des spectres. Les processus directs ne sont pas décrits par la systématique de Kalbach.

La paramétrisation des processus MSD est la suivante :

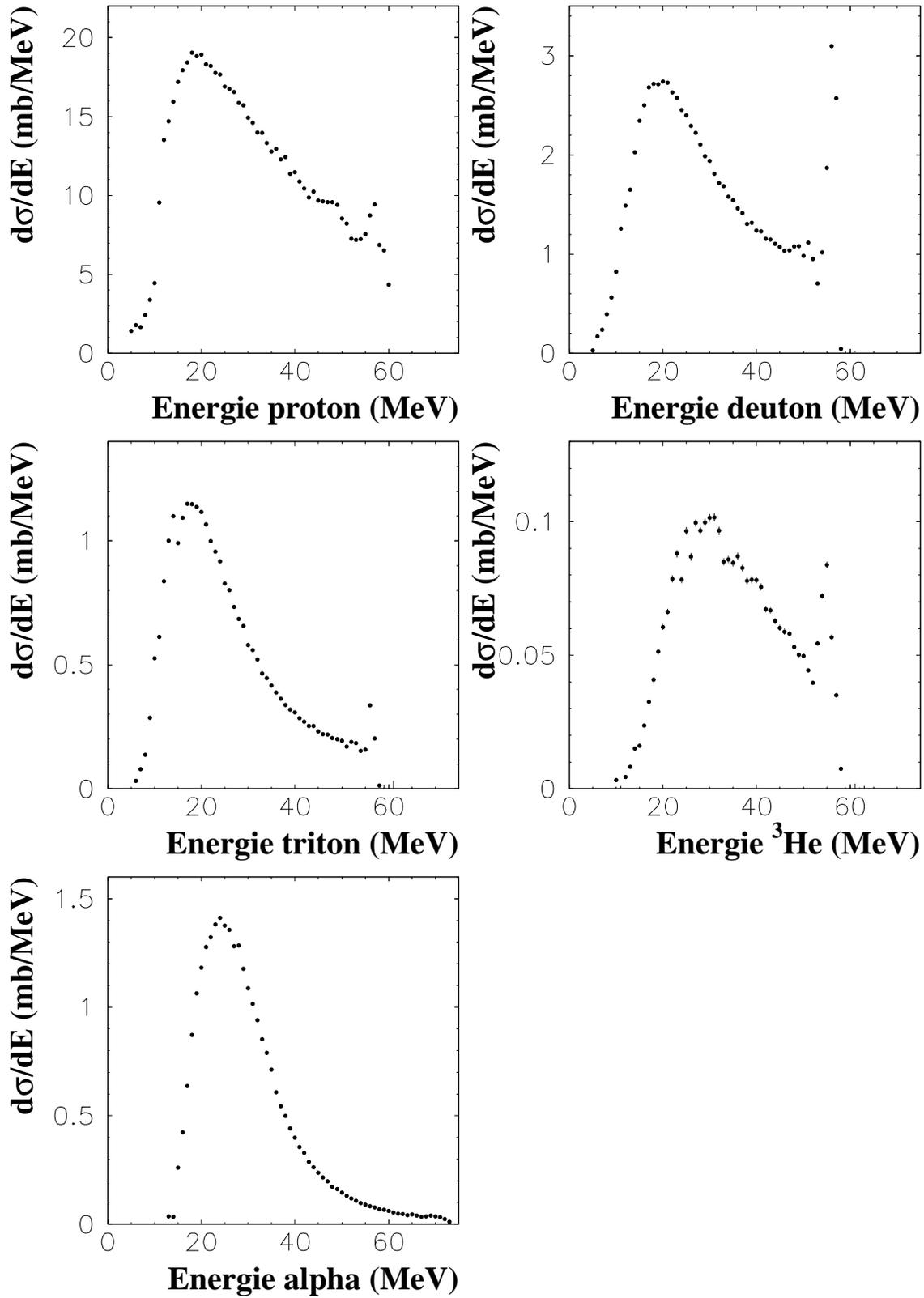
$$\frac{d^2\sigma_{MSD}}{d\Omega dE} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma_{MSD}}{dE} \frac{a}{\sinh(a)} \exp(a\cos\theta)$$

où  $\theta$  est l'angle de détection de la particule chargée légère dans le référentiel du centre de masse et  $a$  un paramètre ajustable.

Pour tenir compte, à la fois, du processus MSD et du processus MSC, la paramétrisation suivante est proposée :

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

où  $f_{MSD}$  représente la proportion du processus MSD dans la section efficace. Un ajustement des mesures expérimentales par la formule précédente permet d'extraire les trois paramètres :  $a$ ,  $f_{MSD}$  et  $d\sigma/dE$ .



**Figure 6.6:** Sections efficaces différentielles en énergie  $^{208}\text{Pb}(p, x \text{ p.c.l.})$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV. La composante élastique des spectres ne peut pas être avec la systématique de Kalbach.

## Sections efficaces différentielles en énergie

	proton	deuton	triton	$^3\text{He}$	alpha
$\sigma(max)$ (mb/MeV)	18,6	2,75	1,17	0,10	1,40
$E_{\sigma(max)}$ (MeV)	19	19	19	30	25
$E_{moyenne}$ (MeV)	40,0	34,5	32	46	39

**Tableau 6.2:** Énergie moyenne des particules détectées et énergie correspondant à  $d\sigma/dE$  maximale.

Les sections efficaces différentielles en énergie sont représentées sur la figure 6.6. La composante élastique du spectre des protons et des deutons n'est pas représentée car on ne peut pas l'extraire avec la systématique de Kalbach.

Les spectres ont une forme identique. La section efficace chute rapidement quand l'énergie augmente. La chute est encore plus marquée sur le spectre alpha.

Le tableau 6.2 donne pour chaque type de particule l'énergie pour laquelle la section efficace est maximale, notée  $E_{\sigma(max)}$ , et l'énergie moyenne des particules détectées, notée  $E_{moyenne}$ .

### 6.3.2 Sections efficaces différentielles en angle

A partir des sections efficaces doublement différentielles, les sections efficaces différentielles en angle sont extraites en utilisant la formule suivante :

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

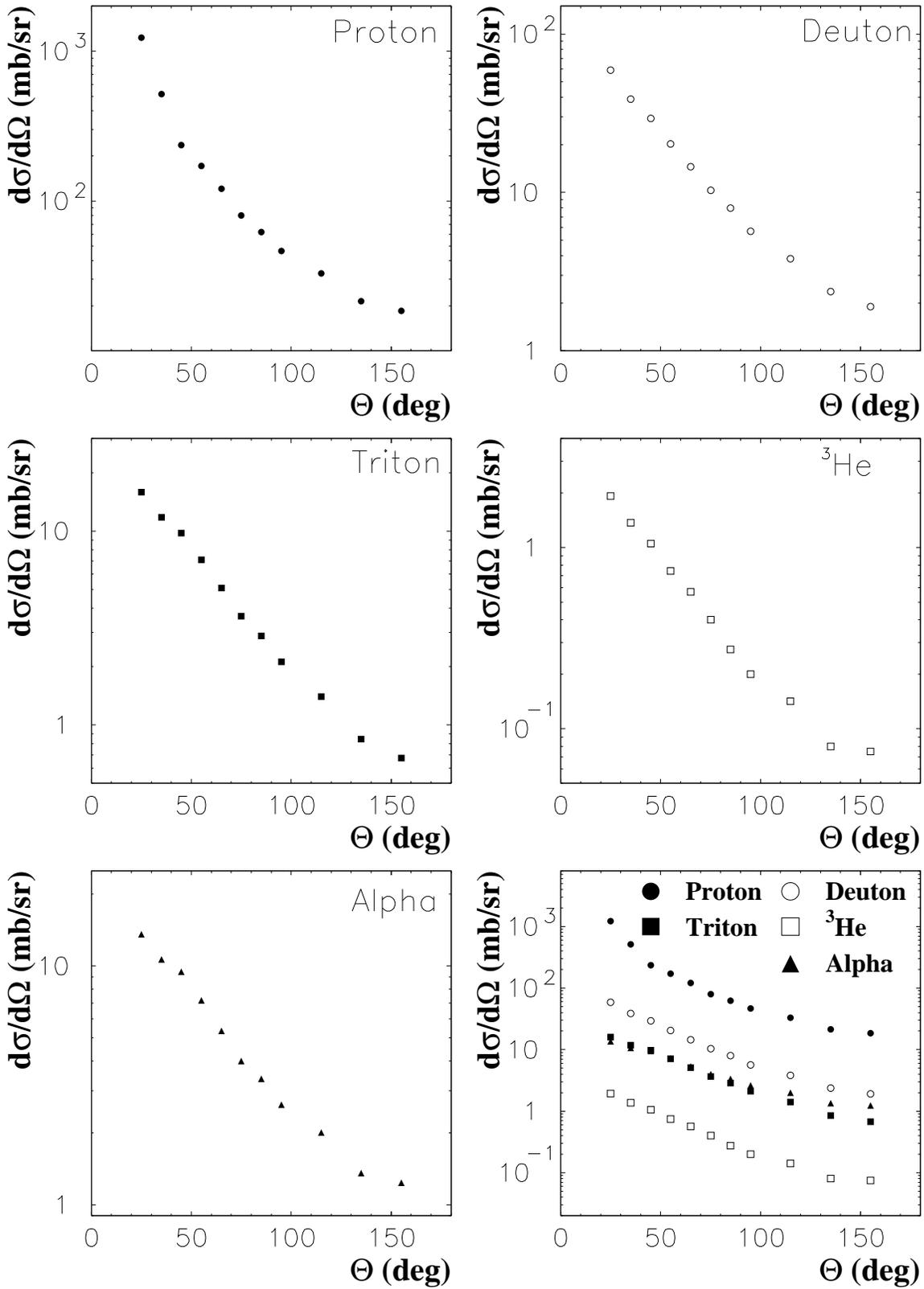
La figure 6.7 montre la distribution angulaire pour les protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha.

La production des particules est fortement piquée à l'avant, surtout dans le cas des protons, puis décroît rapidement lorsque l'angle de détection augmente. Cette décroissance est presque linéaire sur les spectres en échelle logarithmique sauf pour les protons.

Les sections efficaces deviennent plates seulement au-delà de  $135^\circ$  (ce qui est bien marqué pour les  $^3\text{He}$  et les alpha, moins pour les protons, deutons et tritons). Ceci démontre encore le caractère essentiellement évaporatif de l'émission aux angles arrières.

### 6.3.3 Sections efficaces de production

Les sections efficaces de production sont obtenues, à partir des sections efficaces différentielles en énergie, en utilisant la formule suivante :



**Figure 6.7:** Sections efficaces différentielles en angle  $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV.

$$\sigma_{tot} = \int_{seuil}^{E_{max}} \frac{d\sigma}{dE} dE$$

Le tableau 6.3 contient les valeurs des seuils à basse énergie et des sections efficaces de production de protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV.

	proton	deuton	triton	$^3\text{He}$	alpha
seuil (MeV)	2,7	3,5	4,0	9,6	10,6
$E_{max}$ à $25^\circ$ (MeV)	62,8	57,1	56,5	55,0	68,8
$\sigma_{prod}(mb)$	654,6	85,3	27,4	3,0	28,0

**Tableau 6.3:** Sections efficaces de production de protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$ .

## 6.4 Comparaison avec les données expérimentales existantes

Il est possible de comparer nos résultats aux données expérimentales de Bertrand et Peelle [BER73] qui ont mesuré le même type de sections efficaces pour une cible de  $^{209}\text{Bi}$  à une énergie incidente voisine (61,5 MeV).

### Sections efficaces de production

Le tableau 6.4 compare les valeurs des sections efficaces de production de protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p,x \text{ p.c.l.})$  à 61,5 MeV de Bertrand et Peelle.

	proton	deuton	triton	$^3\text{He}$	alpha
$\sigma_{prod}(mb)$	654,6	85,3	27,4	3,0	28,0
$\sigma_{prod}(mb)$ Bertrand et Peelle	694,1	95,7	28,1	1,9	31,9

**Tableau 6.4:** Sections efficaces de production de protons, deutons, tritons,  $^3\text{He}$  et alpha pour une énergie incidente proton de 62,9 MeV sur cible de plomb comparées aux mesures de Bertrand et Peelle sur cible de bismuth.

Cette comparaison montre que les valeurs des sections efficaces de production en plomb et en bismuth restent très voisines.

La section efficace de production d' $^3\text{He}$  en bismuth est cependant trois fois plus petite que celle en plomb.

### Sections efficaces doublement différentielles

Sur les figures 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 et 6.12, nous comparons nos mesures de sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,x \text{ p.c.l.})$  à 62,9 MeV aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p,x \text{ p.c.l.})$  à 61,5 MeV.

Comme pour les sections efficaces de production, les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées à partir du bismuth sont très voisines de celles obtenues avec une cible de plomb .

### Proton - Deuton - Triton

Aux angles avant, pour les spectres proton, deuton et triton, on distingue deux grandes tendances :

- Au-dessous de 40 MeV, l'amplitude des sections efficaces en bismuth est inférieure à celle obtenue avec une cible de plomb.
- Au-dessus de 40 MeV, l'amplitude des sections efficaces en bismuth est supérieure à celle obtenue avec une cible de plomb.

Aux angles arrière, à la fois la forme et l'amplitude des spectres sont comparables.

### $^3\text{He}$

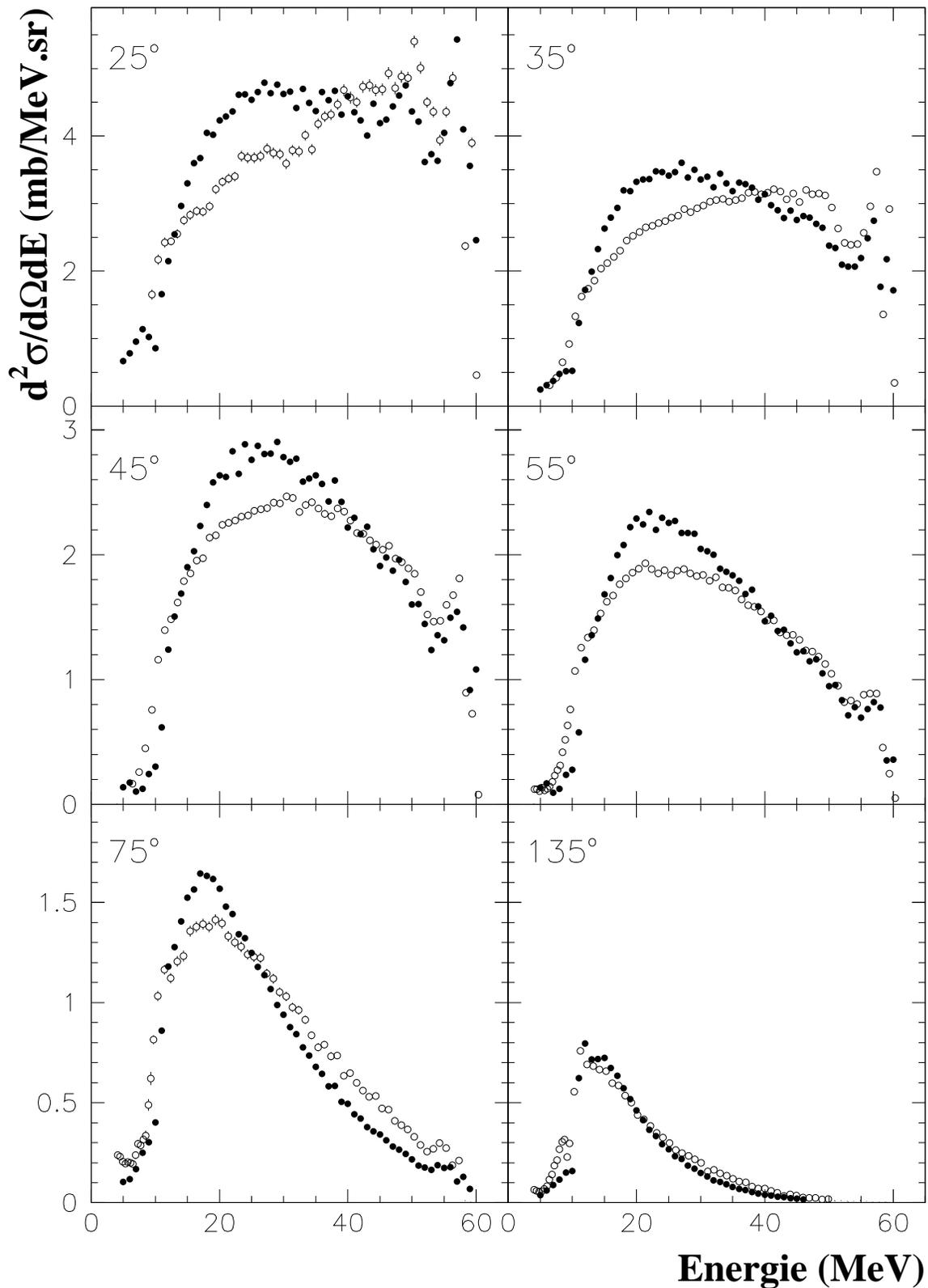
Pour les  $^3\text{He}$ , la situation est beaucoup plus contrastée comme nous pouvions le penser en comparant les sections efficaces de production.

Les sections efficaces doublement différentielles issues du bismuth sont inférieures aux nôtres sur toute la distribution angulaire. Il est à noter aussi qu'elles sont données avec des barres d'erreur statistiques conséquentes.

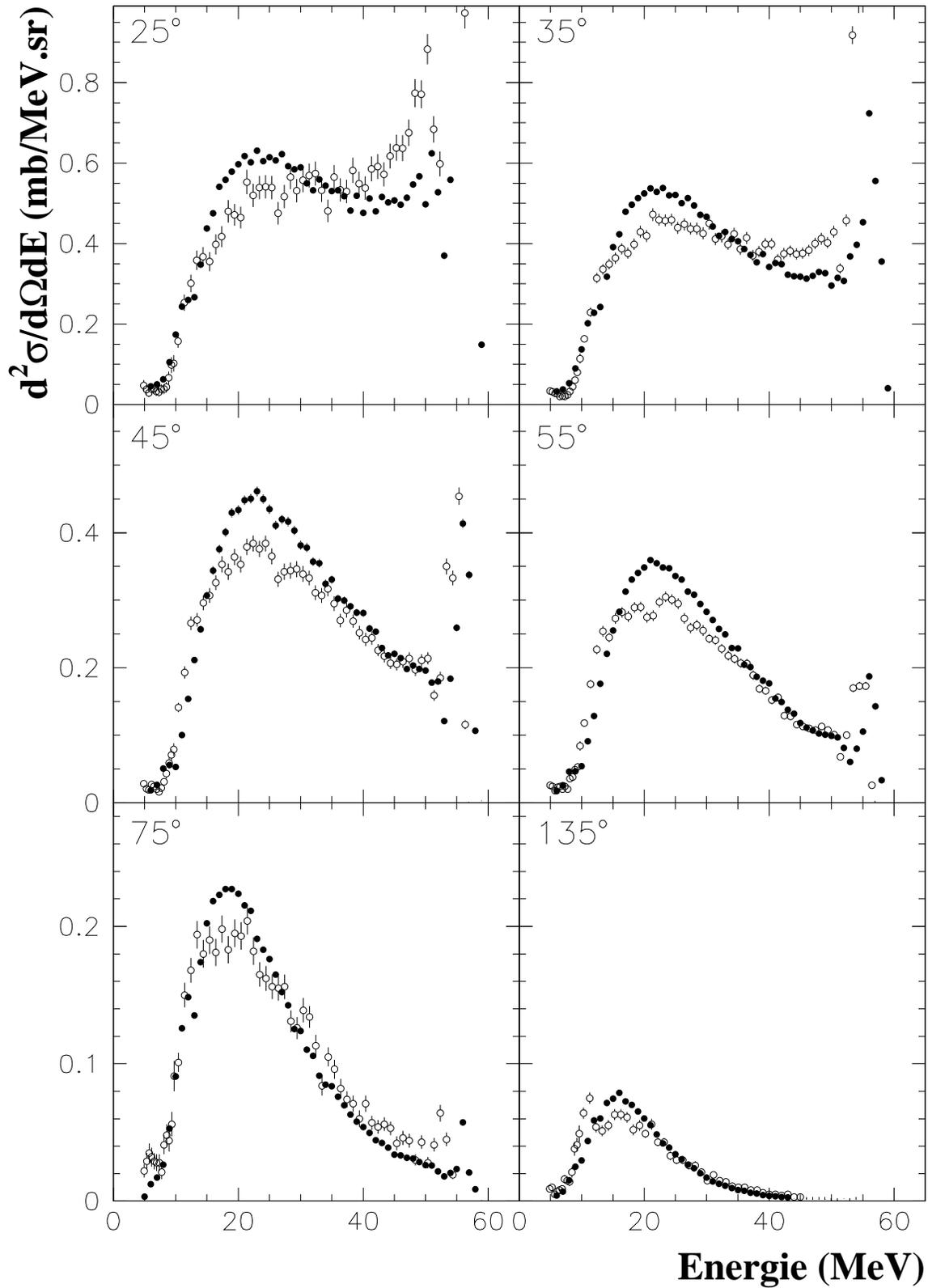
### Alpha

Aux angles avant, l'accord entre les sections efficaces est bon sur toute la gamme d'énergie d'émission de l'alpha.

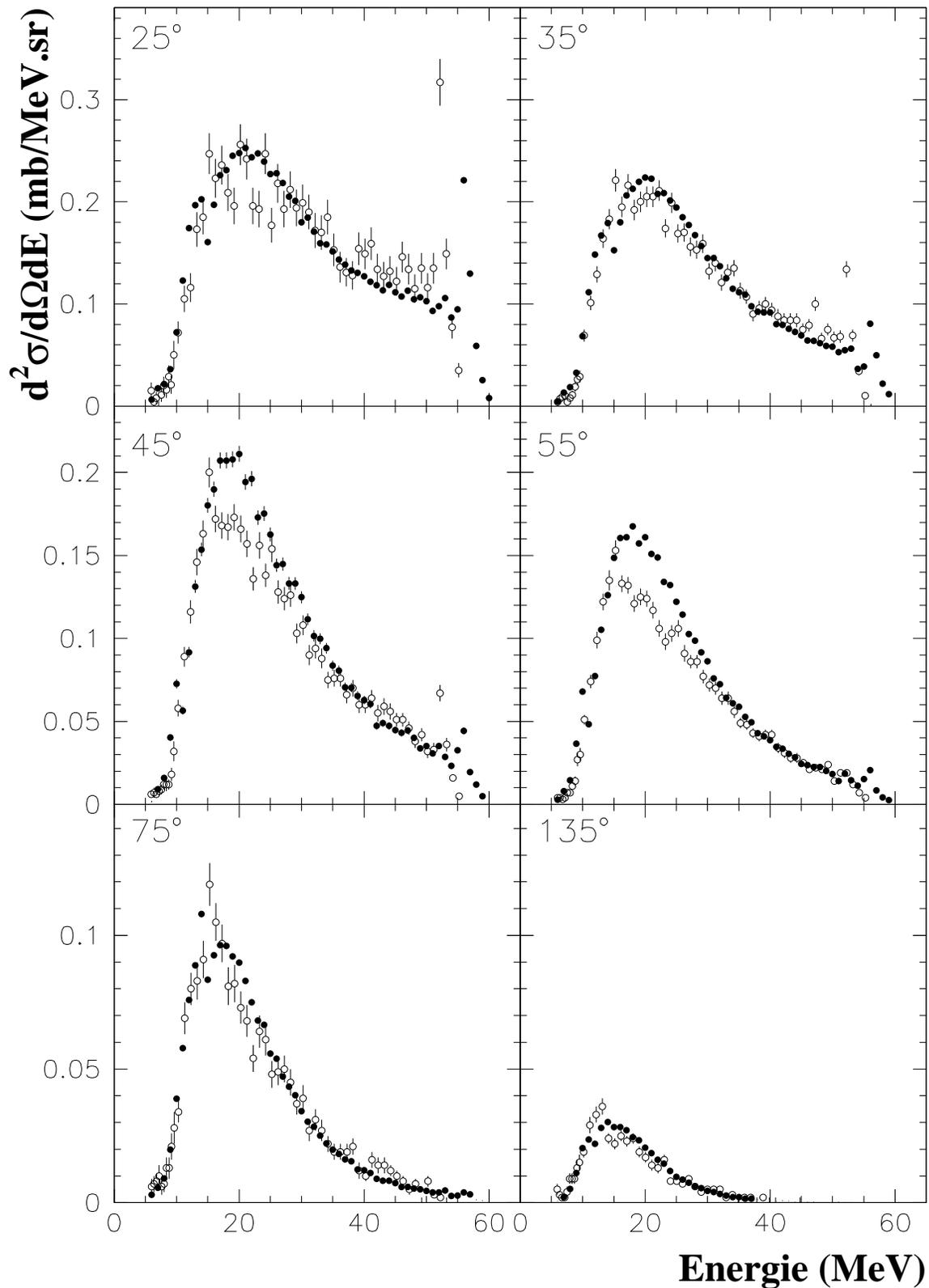
Cependant, à l'arrière, les sections efficaces en bismuth sont deux fois plus faibles que celles que nous obtenons.



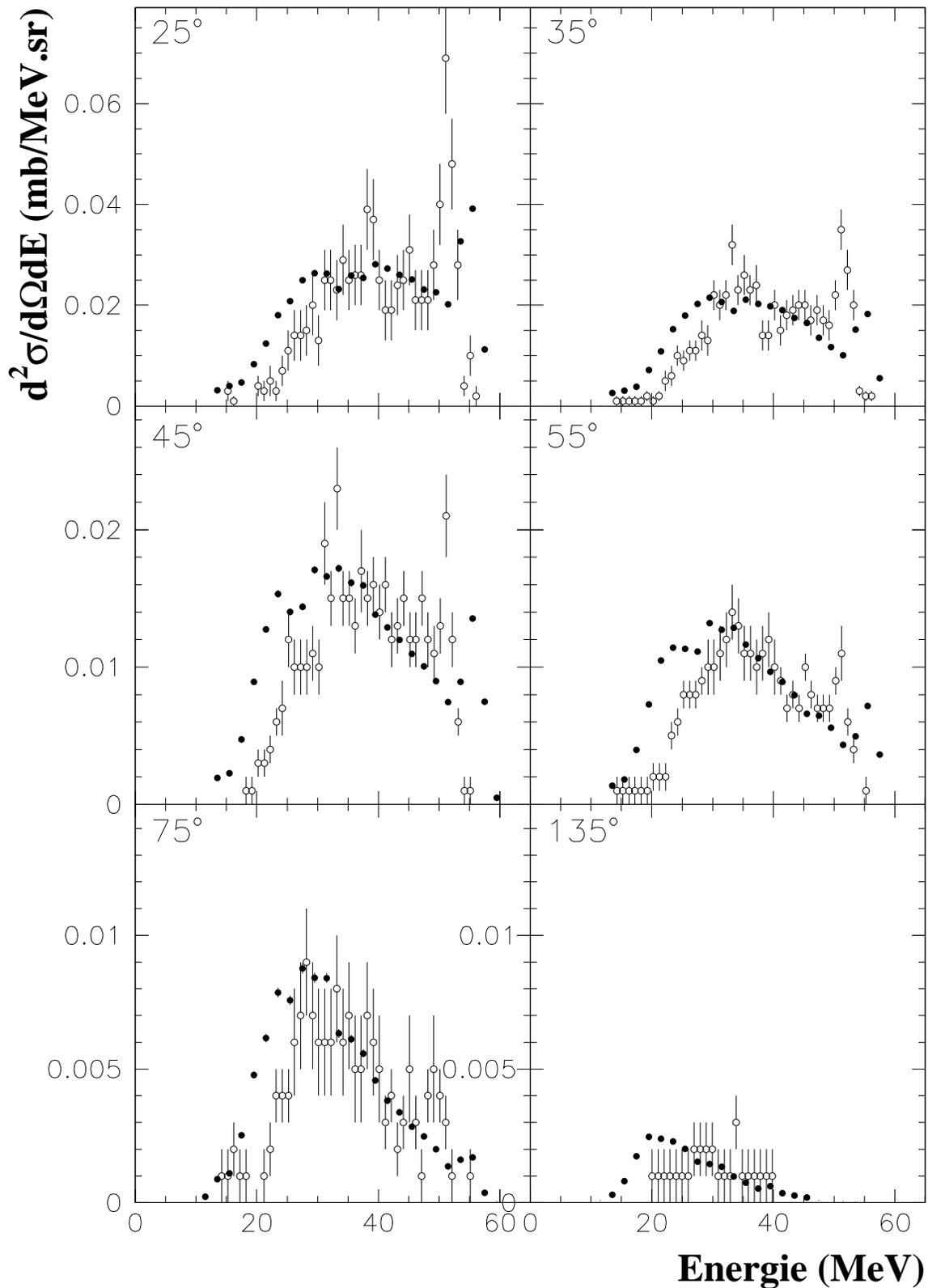
**Figure 6.8:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xp)$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p,xp)$  à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV.



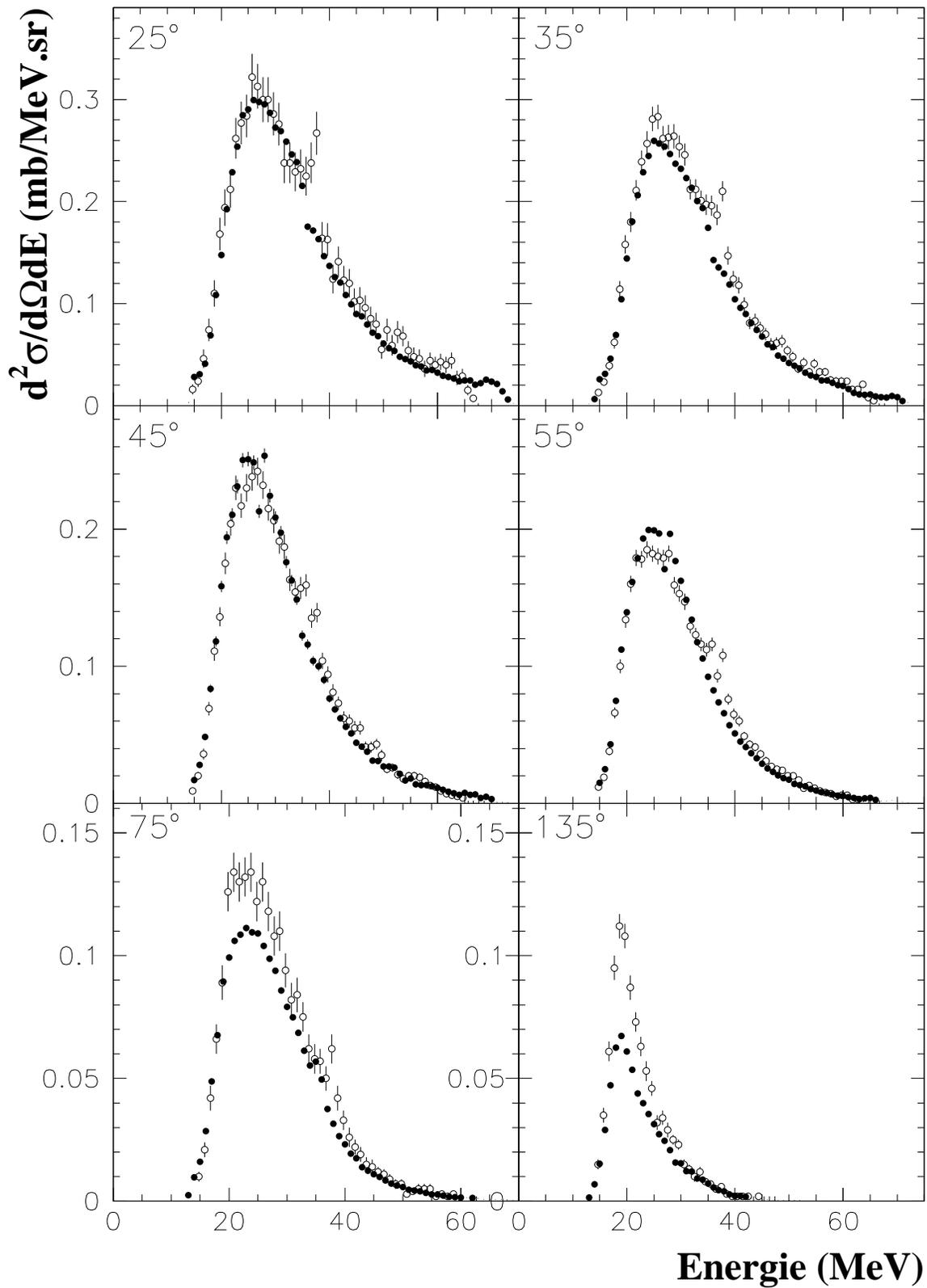
**Figure 6.9:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xd)$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p,xd)$  à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV.



**Figure 6.10:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xt)$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p,xt)$  à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV.



**Figure 6.11:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p, x^3\text{He})$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p, x^3\text{He})$  à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 60 MeV.



**Figure 6.12:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p, x\alpha)$  pour une énergie incidente des protons de 62,9 MeV (cercle noir) comparées aux mesures  $^{209}\text{Bi}(p, x\alpha)$  à 61,5 MeV (cercle ouvert). Les spectres sont volontairement coupés à 70 MeV.

# Chapitre 7

## Comparaison des mesures aux prédictions des codes théoriques

### 7.1 États des lieux

Dans la gamme des énergies intermédiaires, de 20 à 200 MeV, interviennent de nombreux processus de réaction décrits dans le cadre de différents modèles théoriques qu'il convient maintenant de préciser.

#### 7.1.1 Diffusion élastique

Le projectile diffuse sur le noyau cible, l'énergie cinétique totale est conservée, le noyau cible reste dans son état initial. On retrouve donc en voie de sortie, les mêmes éléments qu'en voie d'entrée.

##### **Le modèle optique**

Durant les quarante dernières années, le modèle optique a été intensivement appliqué dans l'analyse de la diffusion élastique des pions, des nucléons et des particules plus lourdes sur les noyaux sur un large domaine en énergie, puis étendu à l'analyse des diffusions inélastiques. L'interaction d'un nucléon avec un noyau est fort complexe, le modèle optique la représente par un potentiel phénoménologique de forme simple avec des paramètres ajustés sur les données expérimentales. Ce potentiel possède une partie imaginaire qui rend compte de l'absorption du flux incident du canal élastique jusqu'aux canaux de réactions non-élastiques. C'est l'analogie de la diffusion et de l'absorption de la lumière par un milieu d'indice de réfraction complexe, d'où le nom de modèle optique [HOD96]. Un potentiel optique simple peut s'écrire,

$$V = (U + iW)f(r)$$

où  $U$  et  $W$  sont les hauteurs réelle (de l'ordre de 50 MeV) et imaginaire (de l'ordre de 8 MeV) du potentiel, et  $f(r)$  est le facteur de forme radiale. Ce dernier prend généralement la forme d'une fonction de Woods-Saxon,

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

où  $R$  et  $a$  sont les paramètres de rayon et de diffusivité de la surface. Le rayon est donné par la formule  $R = 1,25A^{1/3}$  fm, avec  $A$  le nombre de masse du noyau et  $a$  vaut habituellement 0,6 fm.

Ce potentiel optique à quatre paramètres permet de calculer les sections efficaces différentielles pour la diffusion élastique et les sections efficaces de réaction pour les particules chargées. Pour les particules neutres, on peut obtenir la section efficace totale élastique et la section efficace totale.

### 7.1.2 Réactions directes

Ce sont des processus, généralement, à une seule étape. L'énergie déposée par le projectile dans la cible excite les premiers niveaux d'énergie proche du fondamental par différents mécanismes, diffusion inélastique, knock-out, échange de charge, stripping ou pick-up. Les particules créées lors de réactions directes sont émises essentiellement dans la direction du projectile. La figure 7.1 illustre le mécanisme de la diffusion inélastique lors de collisions proton - carbone à 62,9 MeV.

#### La théorie de Born

La section efficace d'une réaction directe, mécanisme de stripping ou de pick-up par exemple, peut être calculée de façon simple en appliquant l'une ou l'autre des approximations de Born,

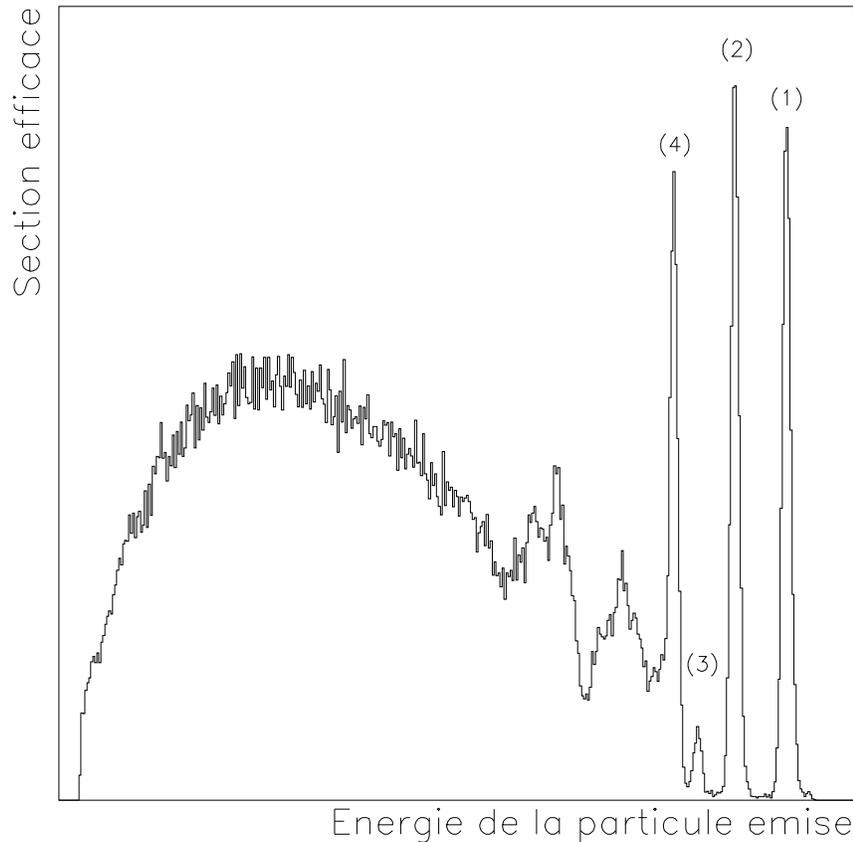
- la méthode PWBA, Plane Wave Born Approximation,
- la méthode DWBA, Distorted Wave Born Approximation,

à l'équation de Schrödinger décrivant la diffusion :

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2}V(r)\psi(r)$$

où  $\psi(r)$  est la fonction d'onde,  $V(r)$  est le potentiel et avec  $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$ .

Les résultats de la méthode PWBA reproduisent les caractéristiques essentielles de la distribution angulaire des réactions directes, mais ne possèdent pas un bon pouvoir prédictif. Une image plus précise de la diffusion est donnée par la méthode DWBA où, au lieu d'ondes planes, des fonctions d'ondes plus réalistes sont utilisées pour décrire l'interaction entre le projectile et la cible d'une part, et la particule diffusée et le noyau résiduel d'autre part.



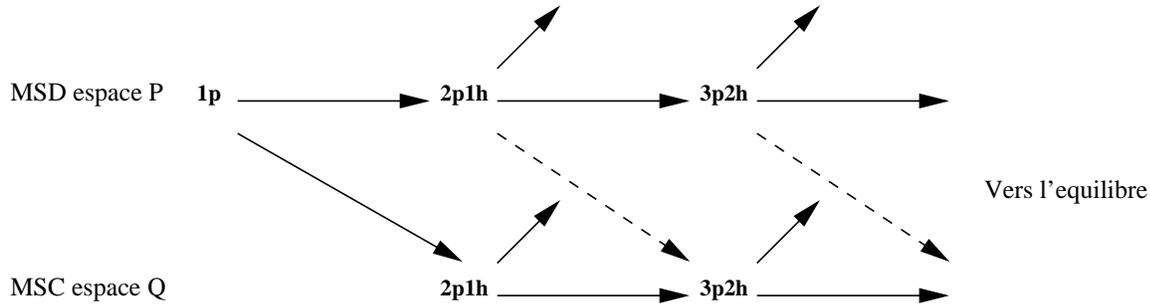
**Figure 7.1:** Section efficace de production de protons pour la réaction proton - carbone à 62,9 MeV. Les pics numérotés correspondent aux diffusions élastiques des protons sur le  $^{12}\text{C}$ , pic (1), et aux diffusions inélastiques des protons sur le  $^{12}\text{C}$ , pics (2), (3) et (4).

### 7.1.3 Réactions de prééquilibre

Ce sont des processus à plusieurs étapes qui correspondent à l'émission de particules pendant que le noyau tend vers l'équilibre statistique de l'énergie des nucléons qui le composent. Les particules sont émises sur la totalité du spectre d'émission et dans tout l'espace. Le système conserve encore à ce stade une mémoire de la configuration en voie d'entrée, ce qui privilégie tout de même une forte émission dans la direction du projectile.

### Le modèle quantique de Feshbach-Kerman-Koonin

Dans la théorie quantique de Feshbach-Kerman-Koonin [FES80], F.K.K., une réaction nucléaire se développe en une succession d'étapes correspondant à l'interaction de la particule incidente avec les nucléons du noyau cible. A chaque étape, les nucléons du noyau atteignent des niveaux d'excitation plus élevés et peuvent être émis, ce sont les réactions de prééquilibre.



**Figure 7.2:** Illustration du processus de prééquilibre. Les flèches en pointillé indiquent les transitions entre l'espace P des états du continuum et l'espace Q des états liés. Les flèches plus courtes figurent de possibles émissions de particules.

La théorie distingue deux types de réactions, la chaîne P au cours de laquelle le projectile reste toujours dans le continuum et la chaîne Q où tous les nucléons sont liés après l'interaction initiale, figure 7.2. La chaîne P est dominante à haute énergie et donne la composante piquée aux angles avant des sections efficaces, alors que la chaîne Q devient importante à basse énergie et donne des courbes de sections efficaces symétriques par rapport à 90 degrés dans le référentiel du centre de masse, caractéristiques de l'émission du noyau composé. L'émission correspondant à la chaîne P est liée aux processus MSD, MultiStep Direct, et celle de la chaîne Q aux processus MSC, MultiStep Compound. La théorie F.K.K. a été développée dans le code FKK-GNASH [CHA93] et dans le code TALYS .

En combinant les modèles nucléaires des processus directs, de prééquilibre et composés, dans un seul et même code appelé MINGUS [KON97], A.J. Koning et M.B. Chadwick reprennent la théorie F.K.K. et la développent pour le calcul des sections efficaces doublement différentielles et des sections efficaces de production de noyaux résiduels pour une énergie incidente allant jusqu'à 200 MeV.

### 7.1.4 Réactions à noyau composé

Ces processus sont prépondérants lorsque le projectile possède une faible énergie et lorsque l'énergie du système a été affectée par l'éjection de plusieurs particules secondaires. A ce stade, l'énergie du système résiduel est également distribuée entre tous les degrés de liberté. L'éjection d'un nucléon supplémentaire ne peut se faire que si le système évolue vers un état intermédiaire pour reconcentrer son énergie. Le noyau composé peut alors se désexciter soit par :

- Processus d'évaporation et/ou de fission pour les noyaux résiduels lourds.
- Processus de break-up pour les noyaux résiduels légers.

Le noyau composé, une fois à l'équilibre, perd la mémoire du processus qui l'a engendré et la distribution des particules émises est donc isotrope dans le référentiel du centre de masse du noyau composé. La contribution de ces processus peut être évaluée en observant les spectres obtenus pour les grands angles d'émission où elle est prépondérante.

#### **Le modèle de Hauser-Feshbach et le modèle de break-up de Fermi**

Le modèle de Hauser-Feshbach [HAU52] et le modèle de break-up de Fermi permettent de décrire correctement la partie liée à l'évaporation des spectres inclusifs de particules chargées. Le code GNASH [YOU92] reprend la théorie de Hauser-Feshbach pour simuler la décroissance du noyau composé.

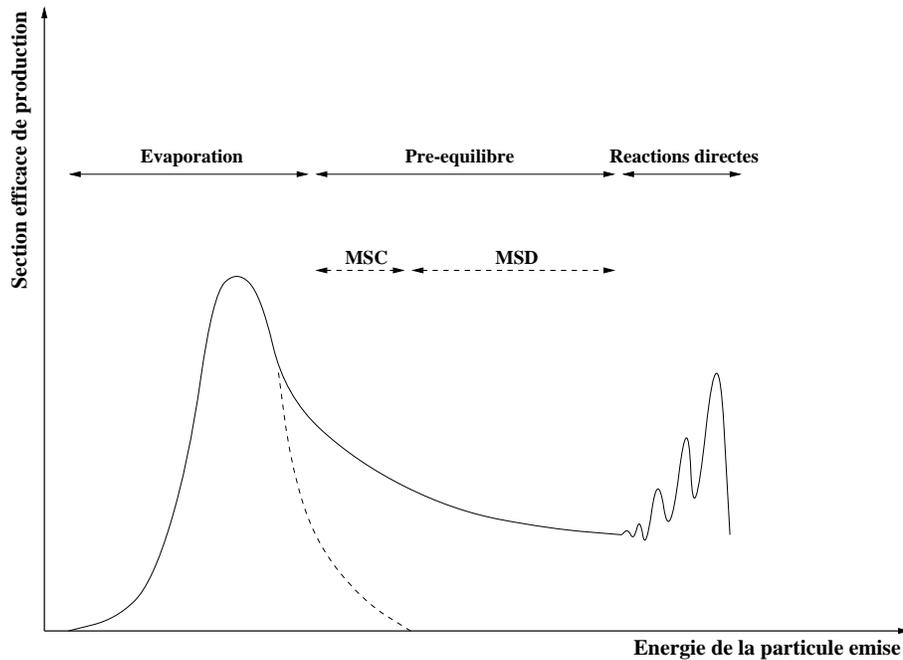
### 7.1.5 Conclusion

La difficulté du travail théorique consiste à trouver la manière de lier ces différentes descriptions, figure 7.3, qui ne reposent ni sur les mêmes hypothèses ni sur les mêmes formalismes, dans le cadre d'un code capable de décrire les processus physiques sur une plage en énergie incidente allant de l'eV jusqu'au GeV.

## 7.2 Comparaison avec les résultats de GNASH

### 7.2.1 Description du code GNASH

Le code GNASH [YOU92] a été développé à Los Alamos. Il permet de calculer les sections efficaces sur une gamme en énergie allant de 20 MeV à 150 MeV pour des réactions induites par neutrons et jusqu'au GeV pour les réactions induites par protons. Dans ce code, le modèle d'excitons décrit la région de prééquilibre. La région d'évaporation, quant à elle, est décrite par le modèle d'Hauser-Feshbach.



**Figure 7.3:** Schéma de la section efficace doublement différentielles de production de particules pour une réaction nucléon - noyau en fonction de l'énergie des particules émises.

Le modèle d'excitons est une théorie semi-classique s'appuyant sur l'espace des phases contrairement au modèle de cascade intranucléaire qui travaille dans le référentiel du laboratoire. On s'intéresse donc uniquement à la répartition temporelle de l'énergie entre les particules et les trous, en s'affranchissant de la connaissance de la position des nucléons. Il en résulte un gain de temps pour les calculs à contrebalancer avec la perte d'information sur la distribution angulaire.

Tous les processus de transfert d'énergie se font par interaction binaire. Le noyau est assimilé à un gaz de Fermi et les niveaux de particules individuelles sont équidistants. L'interaction du proton avec le noyau donne une configuration initiale simple caractérisée par un petit nombre d'excitons. Puis la réaction évolue à travers des étapes de complexité croissante où le nombre d'excitons augmente. Il y a alors compétition, à chaque nouvelle étape, entre l'interaction exciton-exciton et l'émission d'une particule dans la région de prééquilibre. Quand le nombre d'exciton augmente ou lorsque le temps augmente, le taux d'émission de particules décroît.

Les densités de niveaux sont déterminées à partir d'un modèle phénoménologique qui tient compte de la suppression des effets de couche avec l'augmentation de l'énergie d'excitation et sont ajustées aux densités de niveaux discrets de basse énergie d'excitation. Pour chaque noyau accessible par la réaction, une analyse détaillée des densités de niveaux

est menée et on détermine le nombre de niveaux au-delà duquel on considère la région comme continue.

Les probabilités d'émission sont calculées en employant la règle d'or de Fermi et le principe de la balance détaillée. Les taux de transition sont eux calculés dans le cadre de la théorie des perturbations. Les sections efficaces sont obtenues en résolvant l'équation principale de Boltzman qui donne la probabilité de trouver, au temps  $t$ , un noyau composé avec une certaine énergie d'excitation dans une configuration avec  $n$  excitons.

Le modèle d'excitons utilisé dans GNASH est un modèle à une composante, lors de l'évolution du système vers l'équilibre aucune distinction n'est faite entre protons et neutrons. Pour les différencier, deux hypothèses sont formulées : les protons et les neutrons sont créés avec une probabilité relative  $Z/A$  et  $N/A$  dans chaque interaction créant une paire particule-trou, les paires particule-trou de protons et de neutron sont proportionnelles aux densités d'états formées par la configuration.

Comme mentionné précédemment, toute information relative à la distribution angulaire est perdue, la systématique de Kalbach est utilisée pour extraire les sections efficaces doublement différentielles.

## 7.2.2 Sections efficaces doublement différentielles

La comparaison entre nos sections efficaces doublement différentielles et les prédictions de GNASH n'est pas directe. L'énergie incidente des protons de notre expérience est de 62,9 MeV, les calculs GNASH ont été effectués à 60 et 65 MeV d'énergie incidente.

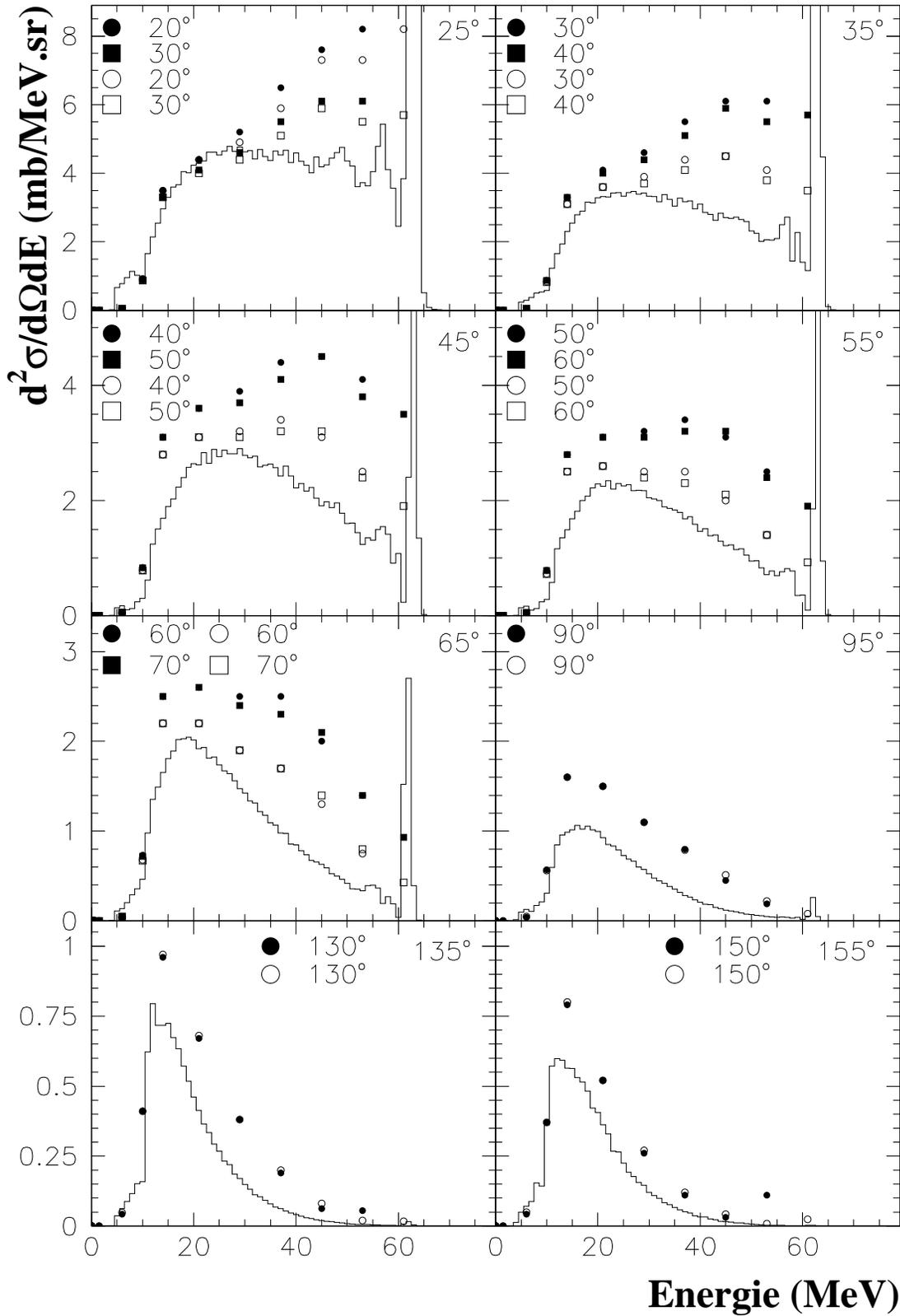
De plus, nous avons mesuré onze angles qui n'ont pas été analysés par GNASH. Lorsque c'est possible, les figures représentent les sections efficaces pour notre angle de mesure encadrées par les sections efficaces de GNASH pour les angles calculés les plus proches.

### Proton

Sur la figure 7.4, nous comparons nos mesures de sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p, xp)$  à 62,9 MeV aux prédictions du code GNASH. Les résultats de GNASH à 60 MeV sont représentés en symboles pleins et ceux à 65 MeV en symboles vides.

Le code GNASH surestime les sections efficaces doublement différentielles de production de protons pour les énergies d'émission des protons supérieures à 15 MeV sur l'ensemble de la distribution angulaire.

Pour les angles inférieures à  $50^\circ$ , à la fois la forme et l'amplitude sont en désaccord avec nos mesures. Au-delà de  $50^\circ$ , les formes deviennent comparables mais les sections



**Figure 7.4:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xp)$  (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein; 65 MeV, symbole vide).

efficaces sont surestimées par GNASH de près d'un facteur deux parfois.

## Deuton

Sur la figure 7.5, nous comparons nos mesures de sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,x\text{d})$  à 62,9 MeV aux prédictions du code GNASH. Les résultats de GNASH à 60 MeV sont représentés en symboles pleins et ceux à 65 MeV en symboles vides.

Aux angles avant, la forme des spectres GNASH est en désaccord complet avec la forme des spectres expérimentaux. Pour la valeurs des sections efficaces, on distingue deux grandes tendances :

- Au-dessous de 35 MeV, les amplitudes des sections efficaces doublement différentielles de production de deutons délivrée sont inférieures à nos mesures.
- Au-dessus de 35 MeV, le comportement s'inverse, les sections efficaces sont supérieures à nos mesures.

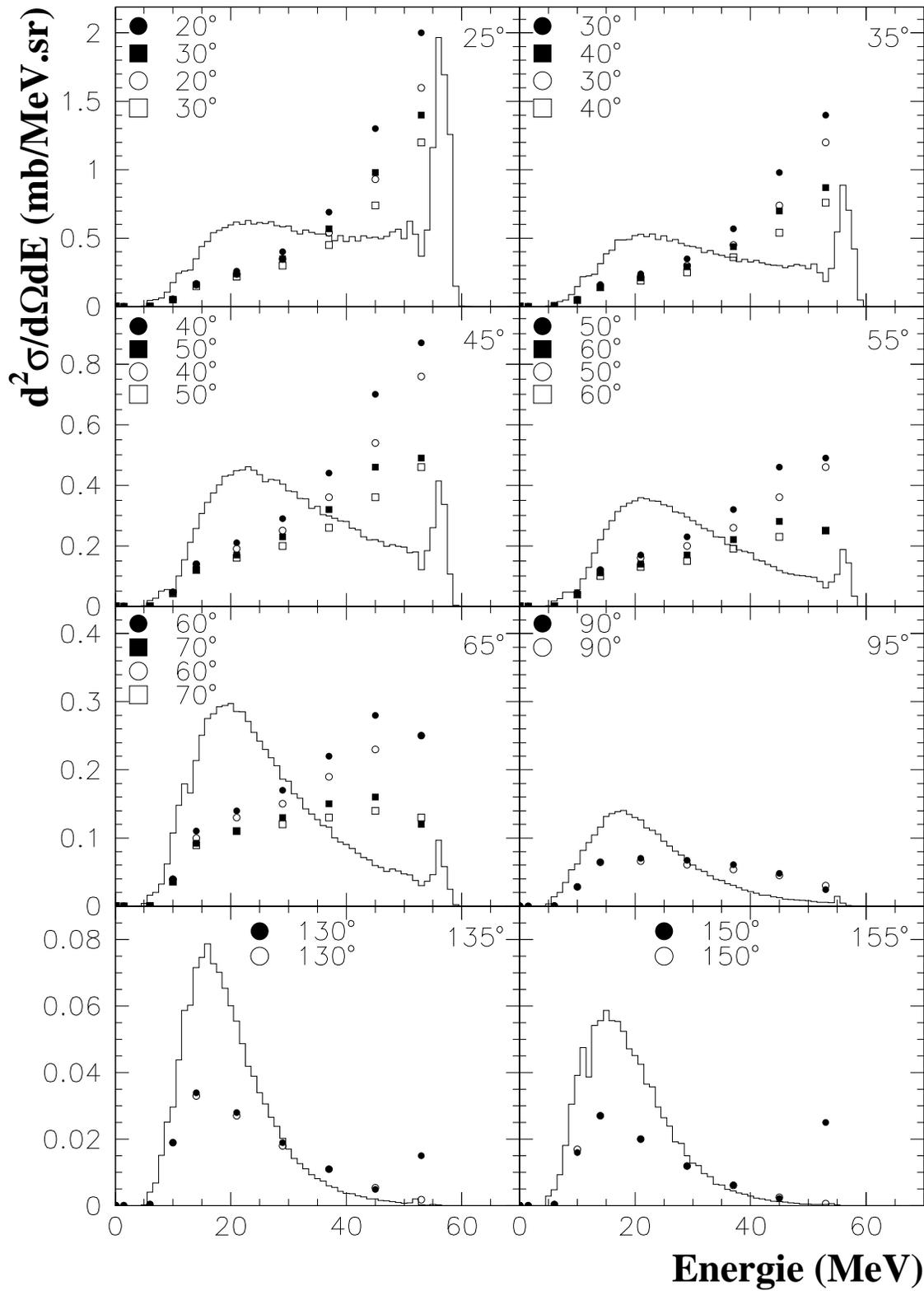
Aux angles arrière, la forme est en accord avec l'expérience mais les sections efficaces sont sous-estimées d'un facteur deux.

## Alpha

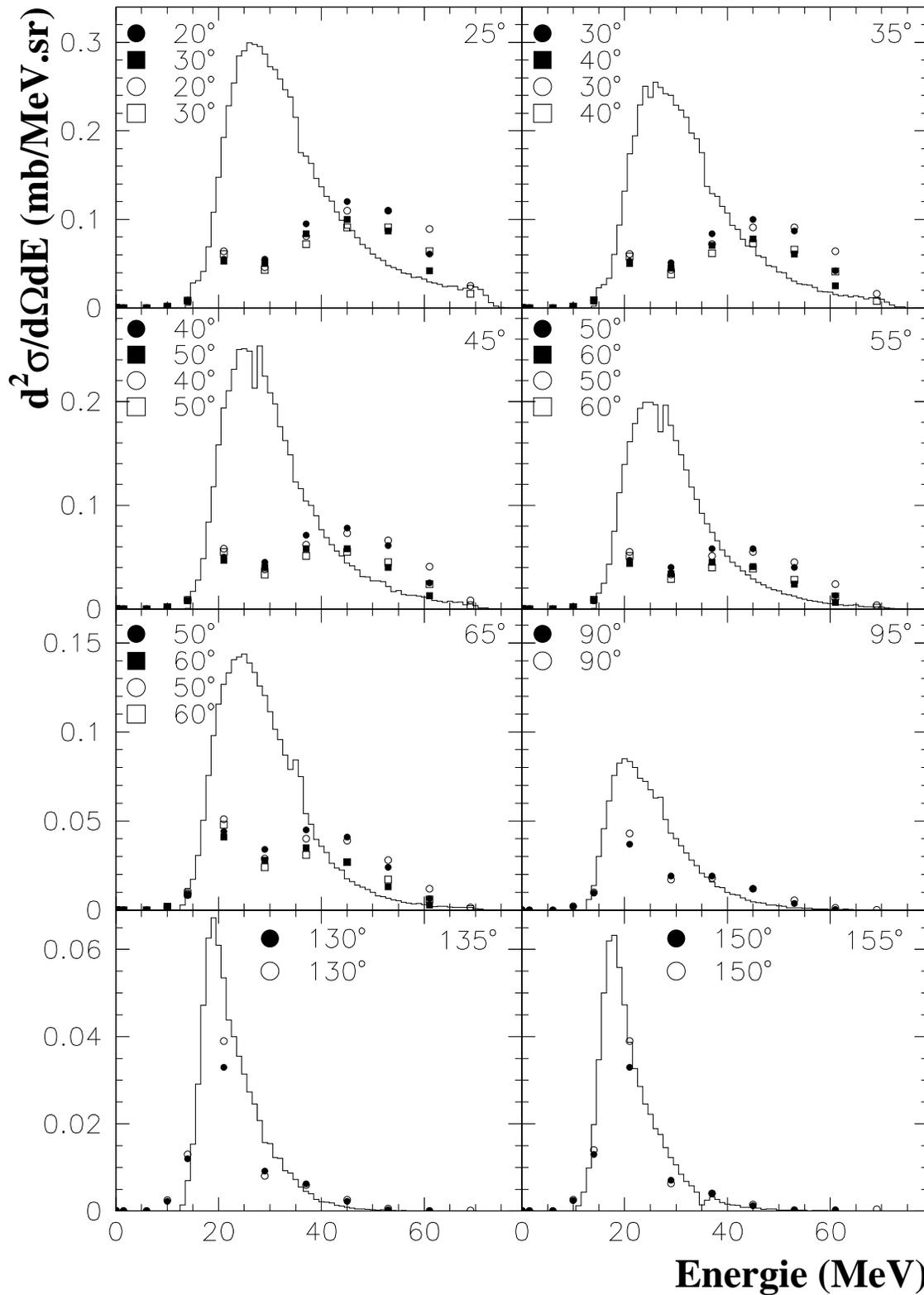
Sur la figure 7.6, nous comparons nos mesures de sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,x\alpha)$  à 62,9 MeV aux prédictions du code GNASH. Les résultats de GNASH à 60 MeV sont représentés en symboles pleins et ceux à 65 MeV en symboles vides.

Le code GNASH sous-estime, sur presque toute la gamme en énergie d'émission des alpha, la section efficace doublement différentielles.

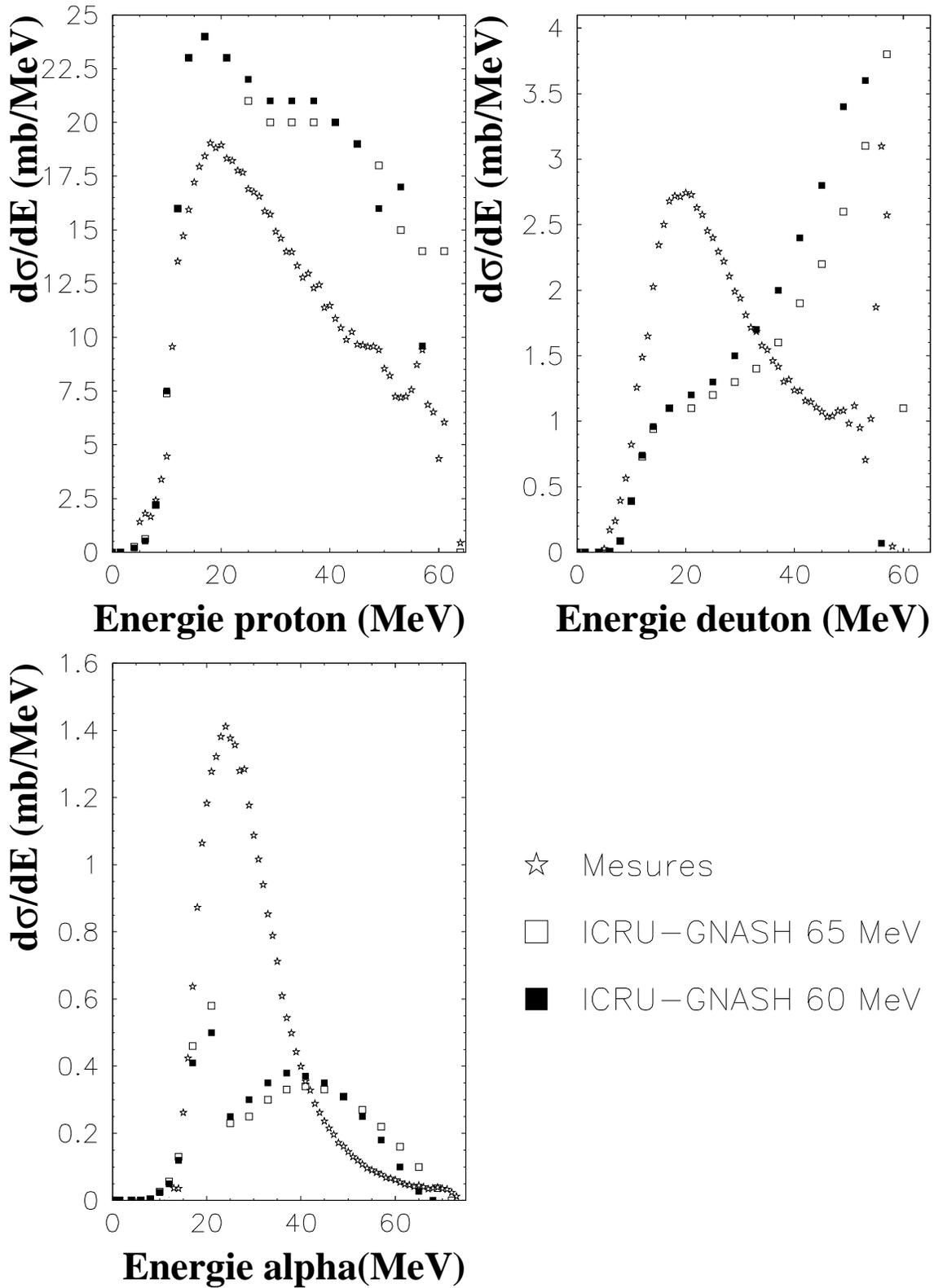
A  $25^\circ$ , par exemple, la section efficace mesurée est trois à quatre fois supérieure à celle calculée à 30 MeV. La forme est donc comme dans le cas des deutons non comparable à celle des spectres expérimentaux sauf aux angles arrière.



**Figure 7.5:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xd)$  (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein; 65 MeV, symbole vide).



**Figure 7.6:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p, x\alpha)$  (histogrammes) comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein; 65 MeV, symbole vide).



**Figure 7.7:** Sections efficaces différentielles en énergie pour les protons, deutons et alpha à 62,9 MeV comparées aux prédictions du code GNASH (60 MeV, symbole plein ; 65 MeV, symbole vide).

### 7.2.3 Sections efficaces différentielles en énergie

Sur la figure 7.7, nous comparons nos mesures de sections efficaces différentielles en énergie pour les protons, deutons et alpha à 62,9 MeV aux prédictions du code GNASH. Les résultats de GNASH à 60 MeV sont représentés en symboles pleins et ceux à 65 MeV en symboles vides.

Pour les protons, la forme est bien reproduite, mais l'amplitude est surestimée sur toute la gamme en énergie.

Pour les particules composites, à la fois la forme et l'amplitude sont très mal reproduites.

## 7.3 Comparaison avec les résultats de FLUKA et MIN-GUS

### 7.3.1 FLUKA

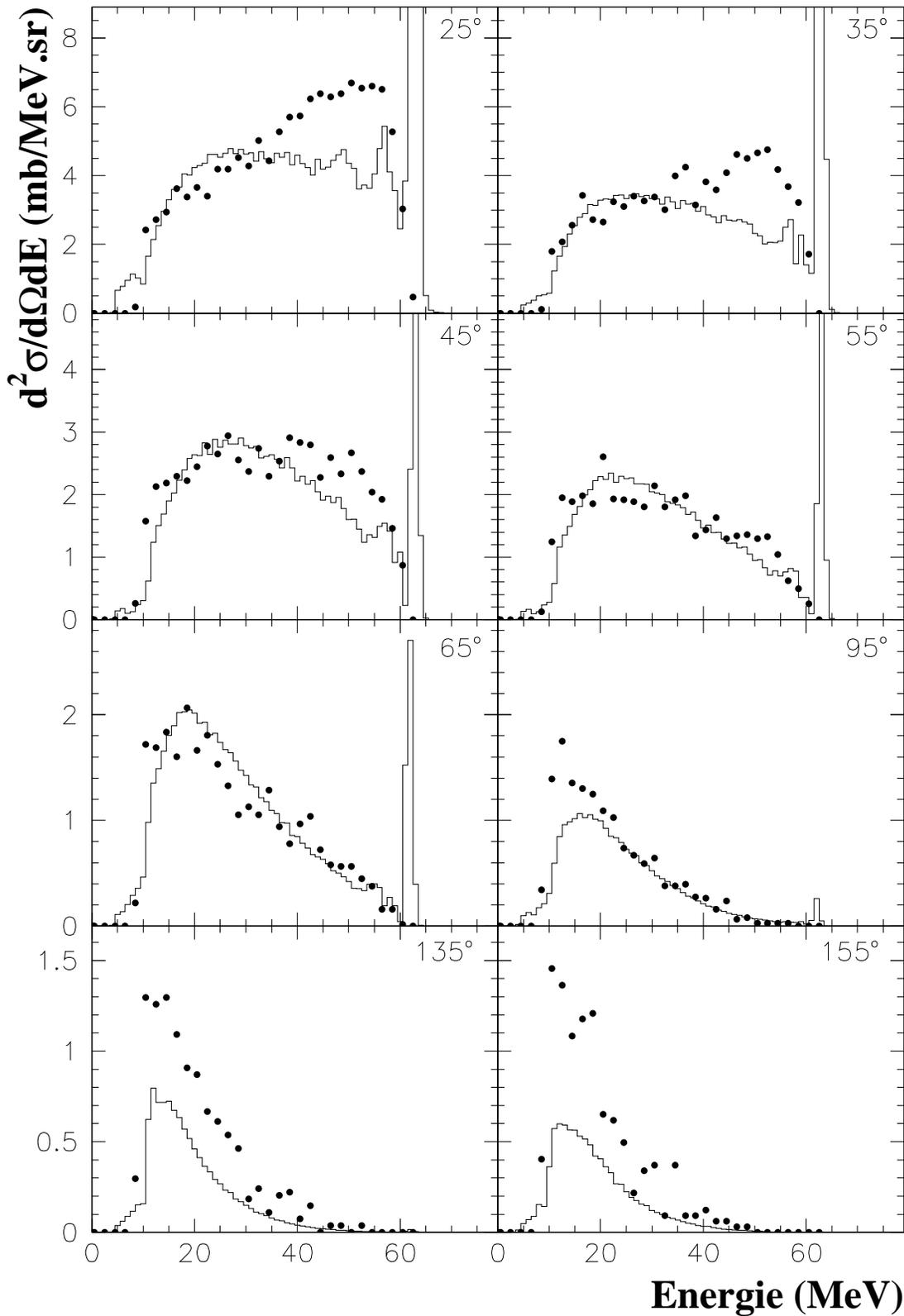
#### Description du code FLUKA

FLUKA (FLUctuating KAscades) [FAS93] [FAS97] [FER96], a été développé au CERN pour simuler les réactions hadron - noyau et noyau - noyau sur une gamme en énergie incidente allant du keV au TeV.

Pour décrire les interactions d'énergies inférieure à 5 GeV, FLUKA utilise PEANUT. PEANUT (PreEquilibrium Approach to NUclear Thermalization) [FER94] est un code de calcul constitué de trois parties :

- GINC (Cascade Intra-Nucléaire Généralisée) simulant la cascade intra-nucléaire
- GDH (Goemetry Dependent Hybrid model) pour décrire les processus de prééquilibre
- Le modèle de Weisskopf-Ewing pour l'évaporation, la fission ou le Fermi break-up

GINC est valide pour les protons incidents d'énergie supérieure à 30 MeV. Le noyau est décrit par un gaz de Fermi. Le proton et un nucléon du noyau cible initie une cascade de collisions nucléon - nucléon qui distribue l'énergie incidente sur un nombre croissant de nucléons. Les particules sont suivies individuellement à la fois dans l'espace et dans le temps. Les calculs reposent sur une technique de tirage de type Monte Carlo et utilisent les sections efficaces élémentaires d'interaction nucléon - nucléon. Les états discrets de basse énergie sont définis en fonction de leur largeur, spin, isospin, parité et probabilité de transition.



**Figure 7.8:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xp)$  (histogrammes) comparées aux prédictions du code FLUKA (cercle).

GDH repose sur le modèle d'excitons et ses paramètres (densité d'états, taux d'émission, taux de ré-interaction) sont déterminés par ajustement sur les mesures expérimentales.

Les processus d'évaporation, fission et de Fermi break-up sont décrits par un modèle de type Weisskopf-Ewing incluant la compétition entre les différents processus, une possible émission sous la barrière de fission et des effets spin-parité pour les faibles énergies d'excitation.

### Sections efficaces doublement différentielles

Les mesures de sections efficaces doublement différentielles pour les protons sont comparées aux prédictions du code FLUKA sur la figure 7.8 à la même énergie incidente des protons et aux mêmes angles.

Globalement, l'accord entre les prédictions de FLUKA et les mesures expérimentales est remarquable surtout pour le domaine angulaire intermédiaire de  $45^\circ$  à  $95^\circ$ . Il est à noter, cependant, une surestimation à l'avant pour les hautes énergies d'émission des protons et à l'arrière pour les basses énergies d'émission.

## 7.3.2 MINGUS

### Description du code MINGUS

Le code MINGUS a été développé par A.J. Koning sur la base de la théorie quantique de Feshbach-Kerman-Koonin présentée précédemment.

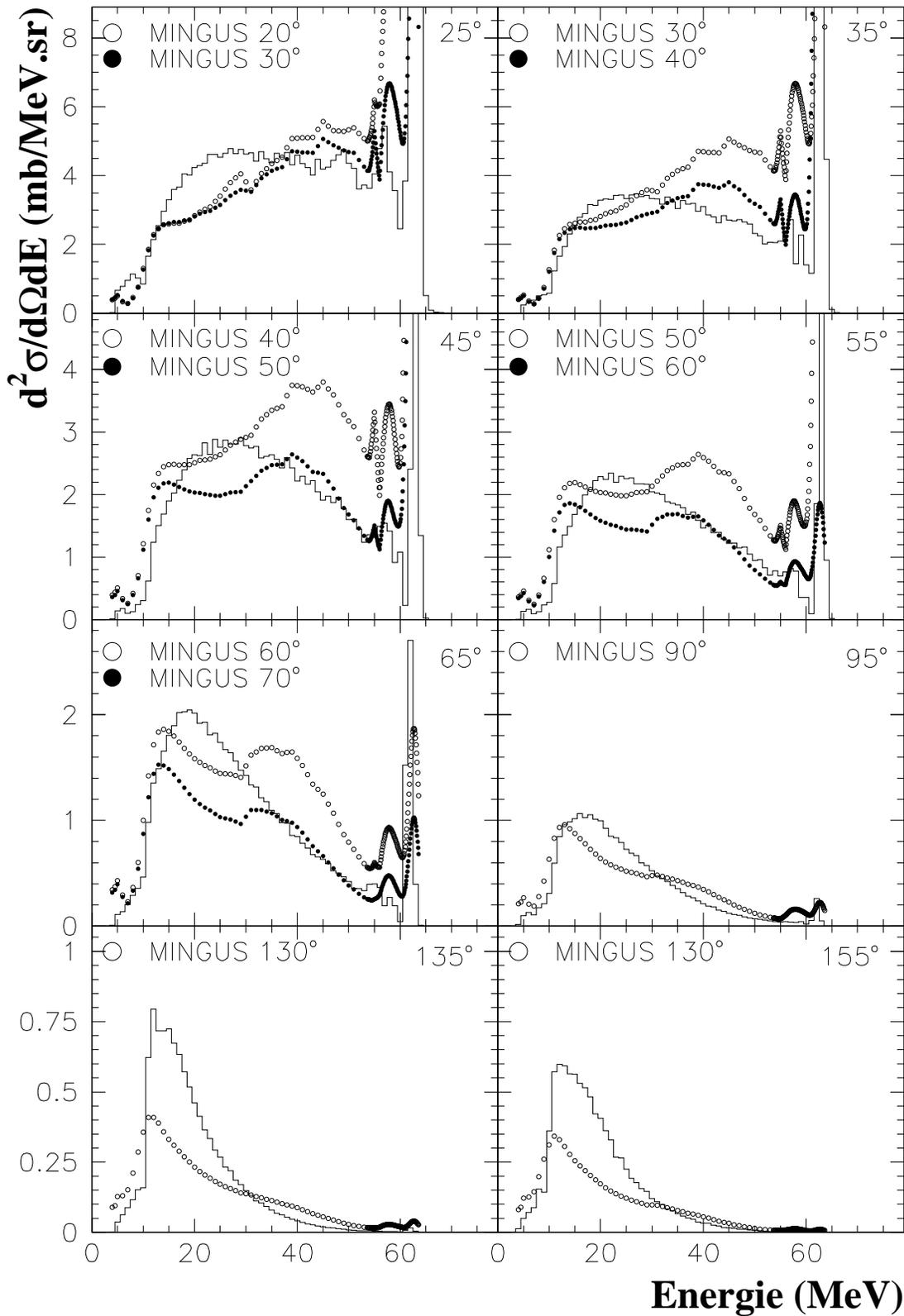
Les sections efficaces doublement différentielles sont calculées à partir d'une approche microscopique du calcul des transitions DWBA [RAY94] vers les états particule-trou du continuum du modèle en couche. Les neutrons et les protons sont suivis explicitement à tous les ordres d'interaction.

### Sections efficaces doublement différentielles

Les mesures de sections efficaces doublement différentielles pour les protons sont comparées aux prédictions du code MINGUS sur la figure 7.9.

Comme pour les comparaisons avec les prédictions de GNASH, lorsque cela est possible, les figures représentent les sections efficaces doublement différentielles mesurées et celles fournies par le code MINGUS pour les angles voisins.

Le pic de diffusion élastique des protons est présent jusqu'aux angles arrière et coïncide avec les mesures.



**Figure 7.9:** Sections efficaces doublement différentielles  $^{208}\text{Pb}(p,xp)$  (histogrammes) comparées aux prédictions du code MINGUS.

A l'arrière, la composante évaporative est sous-estimée par MINGUS. A  $95^\circ$ , une composante de prééquilibre est encore présente et est à l'origine de la structure observée entre 30 et 50 MeV. Pour les angles inférieures à  $90^\circ$ , la composante de prééquilibre a une contribution importante sur les spectres expérimentaux et théoriques. L'amplitude des spectres est bien reproduite sur cette plage angulaire.

On remarque une discontinuité sur les spectres théoriques au milieu de la gamme en énergie. Elle correspond à la jonction des processus MSD et MSC.

Il est à noter que MINGUS est le seul des trois codes capable de calculer directement les sections efficaces doublement différentielles. La composante de prééquilibre semble être surestimée ce qui implique que la composante évaporative est faible. La jonction entre les processus MSD et MSC n'est pas encore bien maîtrisée. Il reste donc beaucoup d'efforts à fournir mais l'ensemble des résultats est encourageant.



# Conclusion

L'action concertée européenne [CAC98], Physical aspects of lead as a neutron producing target for accelerator transmutation devices, a initié une étude expérimentale et théorique des réactions nucléaires dans une région d'énergie comprise entre 20 et 2500 MeV. Elle contribue, ainsi, aux efforts de la recherche scientifique européenne dans un domaine d'intérêt actuel : la gestion des déchets nucléaires. Une des voies explorées dans la thématique de la séparation et de la transmutation est celle des systèmes hybrides constitués du couplage d'un accélérateur de particules de grande intensité, d'une source de spallation et d'un coeur sous-critique.

Du point de vue des données nucléaires, la différence entre un système hybride et un réacteur conventionnel est la présence de particules sur une large gamme en énergie allant jusqu'au GeV. L'action concertée s'est concentrée sur le plomb, noyau lourd, pressenti pour constituer la cible de spallation. Depuis un an, le programme européen HINDAS [HIN00], High and Intermediate energy Nuclear Data for Accelerator-driven System, aborde les données nucléaires sur la même gamme en énergie mais pour d'autres noyaux intervenant dans les systèmes hybrides comme le fer et l'uranium. Il réunit des physiciens expérimentateurs et théoriciens issus de nombreux laboratoires européens qui ont comme but commun l'amélioration du pouvoir prédictif des codes de simulation. Lorsque les codes seront validés, ils fourniront des données nucléaires dans les domaines où les mesures n'ont pas été réalisées. Ces données, dites évaluées, viendront compléter les bases de données comme, par exemple, la base EXFOR de la N.E.A.<sup>1</sup>.

Dans le domaine des énergies intermédiaires, entre 50 et 200 MeV, plusieurs observables peuvent être mesurées. Parmi elles, les mesures de sections efficaces doublement différentielles sont indispensables pour contraindre les modèles théoriques, puisque ces derniers ne sont pas capables de décrire correctement les données expérimentales même en faisant appel à des paramétrisations comme la systématique de Kalbach par exemple. Les comparaisons entre les mesures et les valeurs théoriques permettent de mieux quantifier les contributions des différents mécanismes de réaction (réactions directes, prééquilibre,

---

<sup>1</sup>Nuclear Energy Agency, [http : //www.nea.fr/](http://www.nea.fr/)

évaporation) mis en jeu lors de collisions nucléon - noyau dans cette gamme en énergie en parcourant la distribution angulaire. C'est dans ce cadre que notre travail s'inscrit.

Lors de l'expérience au cyclotron de Louvain-la-Neuve (Belgique), nous avons mesuré, dans le même temps, les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées légères (proton, deuton, triton,  $^3\text{He}$  et alpha) et de neutrons induites par protons de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$ . Les mesures en particules chargées couvrent un large domaine angulaire :  $25^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $65^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $85^\circ$ ,  $95^\circ$ ,  $115^\circ$ ,  $135^\circ$  et  $155^\circ$ .

Le dispositif expérimental constitué de sept télescopes triple (Si-Si-CsI), nous a permis une identification non ambiguë des particules chargées sur toute la gamme en énergie d'émission. L'étalonnage en énergie des détecteurs a été réalisé grâce aux mesures de diffusion  $\text{H}(p,p)\text{H}$  et  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  ainsi qu'aux réactions nucléaires des protons sur le  $^{12}\text{C}$ .

Les spectres présentés prennent en compte la correction due à la perte de charge intégrée par la Faraday et ont une erreur systématique estimée à 6%. L'erreur statistique reste inférieure à 10% pour les sections efficaces doublement différentielles de l'ordre du  $\mu\text{barn}$  pour l'ensemble des particules chargées, sauf pour les  $^3\text{He}$  aux angles arrière, ce qui était un de nos objectifs. Les spectres proton et deuton ne sont pas tout à fait définitifs. Il doivent encore être corrigés pour tenir compte des effets de diffusion dans les collimateurs grâce à l'appui de simulations GEANT [AUD01]. Ces corrections restent mineures à cette énergie incidente (inférieures à 5%).

Les distributions angulaires ont été déduites des sections efficaces doublement différentielles et les sections efficaces différentielles en énergie ont été extraites à partir de la paramétrisation de Kalbach. Cette paramétrisation ne décrit pas les processus directs. Les sections efficaces de production extraites ne tiennent donc pas compte de ces processus quand ils existent.

Les sections efficaces de production obtenues lors de ce travail ont été comparées aux prédictions de trois modèles théoriques différents. Nous les avons comparées aux résultats du code GNASH (modèle d'excitons), MINGUS (théorie F.K.K.) qui décrivent les phénomènes mis en jeu dans la gamme des énergies intermédiaires en incorporant les mécanismes d'évaporation, de prééquilibre et les réactions directes. MINGUS est un modèle quantique, capable d'extraire directement les sections efficaces doublement différentielles et de différencier les neutrons et les protons au cours de l'évolution du système vers l'équilibre. GNASH ne discerne pas les neutrons et les protons pendant l'évolution du système et utilise la systématique de Kalbach pour obtenir les sections efficaces doublement diffé-

rentielles. Le troisième code, FLUKA, est un modèle plus phénoménologique capable de simuler les réactions hadron - noyau et noyau - noyau sur une très large gamme en énergie incidente allant du keV au TeV.

Globalement, le code GNASH surestime les sections efficaces de production de protons mais la forme est en bon accord avec les mesures. Le code MINGUS surestime aussi les sections efficaces de production de protons, mais en plus, la forme des spectres expérimentaux n'est pas correctement reproduite. Le code FLUKA donne des sections efficaces de production de protons en bon accord avec les données aussi bien en amplitude qu'en forme pour les angles avant. Ces résultats sont les plus proches des résultats expérimentaux. L'analyse des productions de particules composites fait apparaître de grandes difficultés dans le calcul des sections efficaces.

Ces résultats montre sans conteste l'inaptitude des codes à extrapoler vers d'autres noyaux. D'où la nécessité d'avoir quelques points de référence mesurés pour quelques noyaux clés. Cependant, il est à noter que les efforts des théoriciens sont importants pour améliorer leurs modèles ou pour développer de nouvelles approches comme le modèle DYWAN [MOT01] ou TALYS.

Ce travail montre que des progrès sont encore nécessaires pour améliorer le pouvoir prédictif des codes théoriques. Des expériences analogues, sur une gamme en énergie s'étalant entre 45 et 160 MeV, viendront bientôt augmenter le nombre de points de référence. On peut citer, par exemple, les mesures de sections efficaces doublement différentielles pour les réactions  $^{208}\text{Pb}(p, x \text{ p.c.l.})^2$  à 135 MeV à Groningen (Pays-Bas) et celles des réactions  $^{238}\text{U}(p, x \text{ p.c.l. et } x \text{ n})$  à 62,9 MeV à Louvain-la-Neuve (Belgique). Ainsi, avec les études menées en faisceau de neutrons incidents dans les mêmes conditions expérimentales, ces mesures constitueront un ensemble de données nucléaires cohérentes, point d'appui indispensable pour contraindre efficacement les modèles théoriques.

---

<sup>2</sup>p.c.l. : particules chargées légères, proton, deuton,  $^3\text{He}$  et alpha



# Annexe : Tables des sections efficaces doublement différentielles obtenues pour les protons, les deutons, les tritons les $^3\text{He}$ et les alpha

Dans cette annexe, les sections efficaces doublement différentielles mesurées pour les protons, les deutons, les tritons les  $^3\text{He}$  et les alpha lors de réactions proton - plomb à 62,9 MeV sont présentées sous la forme de tableaux.

Pour chaque angle de détection et chaque type de particule, les sections efficaces doublement différentielles sont données en mb par MeV et par stéradian en fonction de l'énergie de la particule par pas de 1 MeV.

Les valeurs présentées prennent en compte la correction due à la perte de charge intégrée par la cage de Faraday et ont une erreur systématique estimée à 6% :

- 1% d'erreur systématique sur la valeur de l'angle solide
- 3% d'erreur systématique sur la valeur du nombre de noyaux cibles par unité de surface
- 5% d'erreur systématique sur la valeur de la charge collectée par la cage de Faraday

L'erreur statistique reste inférieure à 10% pour les sections efficaces doublement différentielles de l'ordre du  $\mu\text{barn}$  pour l'ensemble des particules chargées, sauf pour les  $^3\text{He}$  aux angles arrière, ce qui était un de nos objectifs.

Les valeurs pour les proton et deuton ne sont pas tout à fait définitives. Il doivent encore être corrigés pour tenir compte des effets de diffusion dans les collimateurs grâce à l'appui de simulations GEANT [AUD01]. Ces corrections restent mineures à cette énergie incidente (inférieures à 5%).























# Bibliographie

- [AEC53] AEC Research and Development Report, “Facilities for Electronuclear (MTA) Program”, Report LWS-24736 (1953)
- [AEN92] Agence pour l’Energie Nucléaire, “Rapport annuel de l’Agence de l’OCDE pour l’Energie Nucléaire”, AEN OCDE (1992)
- [AIC87] J. Aichelin, A. Rosenbauer, G. Peilert, H. Stöcker and W. Greiner, “Importance of momentum dependence interactions for the extraction of the nuclear equation of state from high-energy heavy ion collisions”, Phys. Rev. Lett. 58, 1926 (1987)
- [AIC97] J. Aichelin and C. Hartnack, “Influence of the resonance lifetime on observables”, Proceedings of Hirschegg, 416 (1997)
- [AJZ88] F. Ajzenberg-Selove, “Energy levels of light nuclei”, Nucl. Phys. A490, 1 (1988)
- [ARN82] L.G. Arnold and al., “Energy dependence of the p Ca-40 optical potential : a dirac equation perspective”, Phys. Rev. C25, 936 (1982)
- [AUD01] S. Auduc, “Mesures de sections efficaces doublement différentielles de production de protons lors de réactions induites par proton de 62,9 MeV sur cible de plomb  $^{208}\text{Pb}$ ”, Thèse en préparation au laboratoire Subatech, (2001)
- [BAL88] A. Baldini et al., “Total Cross Sections of High Energy Particles”, Springer Verlag (1991)
- [BAL96] J.T. Balewski et al., “Lambda Hyperon Production via the  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  Reaction 2 MeV above Threshold ”, Phys. Lett. B388, 859 (1996)
- [BAL98] J.T. Balewski et al., “Total Cross section of the Reaction  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  close to Threshold”, nucl-ex/9803003
- [BAS93] S. Bass, Ch. Hartnack, H. Stöcker and W. Greiner, “Out-of-plane pion emission in relativistic heavy ion collisions : spectroscopy of delta resonance matter”, Phys. Rev. Lett. 71, 1144 (1993)

- [BAS94] S. Bass, Ch. Hartnack, H. Stöcker and W. Greiner, "Azimuthal correlations of pions in relativistic heavy ion collisions at 1 GeV/nucleon", Phys. Rev. C51, 3343 (1994)
- [BAT91] Loi n° 91-1381 du 30 décembre 1991 relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs, Journal Officiel (1991)
- [BAU01] G.S. Bauer, M. Saslvtiores and G. Heusener, "MEGAPIE, a 1 MW Pilot Experiment for a Liquid Metal Spallation Target", To be published in Proc. IWSMT-4(J. Nucl. Mat.) (2001)
- [BEN94] O. Benhar and al., "Spectral Function of Finite Nuclei and Scattering of GeV electrons", Nucl. Phys. A579, 493 (1994)
- [BER63] H.W. Bertini, "Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation", Phys. Rev. 131, 1801 (1963)
- [BER73] F.E. Bertrand et R.W. Peelle, "Complete Hydrogen and Helium Particle Spectra from 30 to 60 MeV Proton Bombardment of Nuclei with A=12 to 209 and Comparison with the Intranuclear Cascade Model", Phys. Rev. C8, 1045 (1973)
- [BER88] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, "A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions", Phys. Rep. 160, 189 (1988)
- [BOD77] A.R. Bodmer and C.N. Panos, "Classical microscopic calculations of high-energy collisions of heavy ions", Phys. Rev. C15, 1342 (1977)
- [BOW92] C.D. Bowman and al., "Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source", Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A320, 336 (1992)
- [BRA85] M. Brack, C. Guet and H.B. Hakansson, Phys. Rep. 123, 275 (1985)
- [BRI97] J.F. Briemeister, "MCNP : a general Monte Carlo code for neutron and photon transport", Los Alamos report, LA 7396 M rev.2 (1997)
- [BRO94] G.E. Brown et al., "From kaon - nuclear interactions to kaon condensation", Ncl. Phys. A567, 937 (1994)
- [CAC98] "Physical aspects of Lead as a neutron producing target for accelerator transmutation devices", Final Report of the Concerted Action Contract FI4I-CT98-0017 (1998)
- [CHA93] M.B. Chadwick and P.G. Young, "Feshbach-Kerman-Koonin analysis of  $^{93}\text{Nb}$  reactions : P  $\rightarrow$  Q transitions and importance of multistep compound emission", Phys. Rev. C47, 2255 (1993)

- [CIO 96] C. Cioffi Degli Atti and S. Simula, “Realistic Model of the Nucleon Spectral Function in few and many Nucleon Systems”, *Phys. Rev. C* 53, 1689 (1996)
- [CUG81] J. Cugnon and al., *Nucl. Phys. A* 352, 505 (1981)
- [CUG90] J. Cugnon, P. Deneye, J. Vandermeulen, “Strangeness Production in Anti-proton Annihilation on Nuclei”, *Phys. Rev. C* 41, 1701 (1990)
- [CUG96] J. Cugnon, C. Volant, S. Vuillier, “Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions”, *Nucl. Phys. A* 620, 475 (1997)
- [DAN96] P. Danielewicz, S. Pratt, “Delays Associated with Elementary Processes in Nuclear Reaction Simulations”, *Phys. Rev. C* 53, 249 (1996)
- [DEB96] M. Debowski and al., “Subthreshold  $K^+$  production in proton-nucleus collisions”, *Zei. Phys. A* 356, 313 (1996)
- [DOV92] C. Dover, G.E. Walker, “The Interaction of Kaons with Nucleons and Nuclei”, *Phys. Rep.* 89, 1 (1992)
- [EDF99] Rapport annuel “Les chiffres clés”, Groupe EDF (1999)
- [EJC96] “Production d’énergie nucléaire et traitement des déchets, des filières d’aujourd’hui aux solutions innovantes”, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1996)
- [FAS93] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, “FLUKA : present status and future developments”, *Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics*, Ed. A. Menzione and A. Scribano, World Scientific, p. 493 (1993)
- [FAS97] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, “An update about FLUKA”, *Proc. 2nd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments*, Ed. G.R. Stevenson, CERN Report TIS-RP/97-05, p. 158-170 (1997)
- [FEL90] H. Feldmeier, “Fermionic Molecular Dynamics”, *Nucl. Phys. A* 515, 147 (1990)
- [FER94] A. Ferrari, P.R.Sala, “A new model for hadronic interactions at intermediate energies for the FLUKA code”, *Proc. of the MC93 International Conference on Monte Carlo Simulation in High Energy and Nuclear Physics*, Ed. by P. Dragovitsch, S.L. Linn, M. Burbank, World Scientific, Singapore, p. 277-288 (1994)
- [FER96] A. Ferrari, and P.R. Sala, “The Physics of High Energy Reactions”, *Proc. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety*, Ed. A. Gandini and G. Reffo, World Scientific, p. 424 (1998)
- [FES80] H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin, “The theory of statistical multi-step : direct and compound reactions”, *Ann. Phys. (NY)* 125, 429 (1980)

- [GEA] “GEANT : Detector Description and Simulation Tool”, CERN Program Library, Long Writeup W5013
- [HAR89] Ch. Hartnack, L. Zhuxia, L. Neise, G. Peilert, A. Rosenhauer, H. Sorge, J. Aichelin, H. Stöcker and W. Greiner, “Quantum Molecular Dynamics : a microscopic model from UNILAC to CERN energies”, Nucl. Phys. A495, 303 (1989)
- [HAR93] Ch. Hartnack, “Beschreibung von Flusseffekten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen”, PhD Thesis, GSI-Report 93-5 (1993)
- [HAU52] W. Hauser and H. Feshbach, “The inelastic Scattering of Neutrons”, Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- [HIN00] “HINDAS : High and Intermediate energy Nuclear Data for Accelerator-driven Systems”, (2000)
- [HOD96] P.E. Hodgson, “The nuclear optical model introductory overview”, Pres. au : Specialists’ Meeting on the Nucleon-Nucleus Optical Model up to 200 MeV, Paris, France (1996)
- [IEA00] International Energy Agency “Key world energy statistics from the IEA”, Edition 2000
- [JAE92] J. Jaenicke, J. Aichelin, N. Ohtsuka, R. Linden, A. Faessler, “Intermediate-energy heavy ion collisions with G matrix potentials and cross-sections”, Nucl. Phys. A536, 201 (1992)
- [KAL88] C. Kalbach, “Systematics of continuum angular distributions : Extensions to higher energies”, Phys. Rev. C37, 2350 (1988)
- [KIS83] S.M. Kiselew and Y.E. Pokrovskil, “Microscopic model of collisions of fast ( $E(\text{lab}) \geq 100$  MeV/nucleon) atomic nuclei with internuclear potential. Head-on collisions”, Sov. Jour. Nucl. Phys. 38, 46 (1983)
- [KON97] A.J. Koning and M.B. Chadwick, “Microscopic two-component multistep direct theory for continuum nuclear reactions”, Phys. Rev. C56, 970 (1997)
- [KON98] A.J. Koning, J.P. Delaroche, O. Bersillion, “Nuclear data for Accelerator-driven systems : Nuclear models, experiments and data libraries ”, Nucl. Instr. and Meth. A414, 49 (1998)
- [KRU85] H. Kruse, B.V. Jacak and H. Stücker, “Microscopic theory of pion production and sideways flow in heavy-ion collisions”, Phys. Rev. Lett. 54, 289 (1985)
- [LAG81] I.E. Lagaris and V.R. Pandharipande, “Phenomenological two nucleon operator”, Nucl. Phys. A359, 331 (1981)

- [LEB00] Y. Le Bars, “Rapport de la mission sur la méthodologie de l’inventaire des déchets radioactifs”, Edition La Documentation française (2000)
- [LEW52] W.B. Lewis, “The signifiacnce of the yeld of neutrons from heavy nuclei excited to high energies”, Atomic Energy of Canada Limited Report AECL 968 (1952)
- [LUT92] M. Lutz, A. Steiner et W. Weise, “Kaons and Strange Quarks in Dense Matter”, Phys. Lett. B278, 29 (1992)
- [MAC89] R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. 19, 189 (1989)
- [MOL85] J.J. Molitoris and H. Stöcker, “Further evidence for a stiff nuclear equation of state from a transverse momentum analyse of Ar(1800 MeV/nucleon) + KCl”, Phys. Rev. C32, 346 (1985)
- [MOR75] L.G. Moretto, “Statistical emission of large fragments : A general theoretical approach”, Nucl. Phys. A247, 211 (1975)
- [MOT01] V. de la Motta et F. Sebillle, “Dissipative and Fluctuating Effects in Nuclear Dynamics with a Wavelet Representation”, Sub. to Eur. Jour. of Phys. A (2001)
- [NAG78] M.N. Nagels, T.A. Rijken and J.J. de Swart, “Low energy nucleon - nucleon potential from Regge pole theory”, Phys. Rev. D17, 768 (1978)
- [NEL87] A.E. Nelson et D.B. Kaplan, “Strange Condensate Realignment in Relativistic Heavy Ion Collisions”, Phys. Lett. B192, 193 (1987)
- [ONO92] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, “Fragment formation studied with antisymmetrized version of Molecular Dynamics with two nucleons collisions”, Phys. Rev. Lett. 68, 2898 (1992)
- [PAS67] G. Passatore, Nucl. Phys. A95, 694 (1967)
- [RAN79] J. Randrup, “Equilibration in Nuclear Matter”, Nucl. Phys. A314, 429 (1979)
- [RAY94] J. Raynal, “Notes on ECIS94”, CEA Saclay Report CEA-N-2772 (1994)
- [RUB95] C. Rubbia et al., “Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier”, CERN/AT95-44(ET) (1995)
- [SCH87] B. Schürmann, W. Zwermann and R. Malfiet, “Analytical treatment of high-energy nucleus nucleus collisions”, Phys. Rep. 147, 1-85 (1987)
- [SCH94] J. Schaffner et al., “Kaon Effective Mass and Energy in Dense Nuclear Matter”, Phys. Lett. B334, 268 (1994)
- [SCH97] J. Schaffner, I.N. Mishustin and J. Bondorf, “In-medium Production of Kaons at the Mean Field Level”, Nucl. Phys. A625, 325 (1997)
- [SFP00] Société Française de Physique, “Les déchets nucléaires”, les éditions scientifiques (2000)

- [SWI83] W.J. Swiatecki, "Note on nuclear disintegration width", *Aus. Jour. Phys.* 36, 641 (1983)
- [TIL95] I. Tilquin et al., "Detection efficiency of the neutron modular detector DEMON and related characteristics", *Nucl. Instr. and Meth.* A365, 446 (1995)
- [TSU94] K. Tsushima, S.W. Huang, A. Faessler, "The Role of the  $\Delta(1920)$  Resonance for Kaon Production in Heavy Ion Collisions", *Phys. Lett.* B337, 245 (1994)
- [TSU99] K. Tsushima, A. Sibirtsev, A.W. Thomas, "Resonance Model Study of Kaon Production in Baryon-Baryon Reactions for Heavy Ion Collisions", *Phys. Rev.* C59, 369 (1999)
- [VAL95] A. Valacre, A. Buchmann, F. Fernandez and A. Faessler, "Spin orbit force in a quark model based nucleon - nucleon potential", *Phys. Rev.* C51, 1480 (1995)
- [WEI37] V.F. Weisskopf, "Statistics and Nuclear Reactions", *Phys. Rev.* 52, 295 (1937)
- [WEI40] V.F. Weisskopf and D.H. Ewing, "On the yield of nuclear reactions with heavy element", *Phys. Rev.* 57, 472 (1940)
- [WIL78] L. Willets, Y. Yariv and R. Chesnut, "Semiclassical many Body Model for Heavy Ion Collisions", *Nucl. Phys.* A301, 359 (1978)
- [WIR84] R.B. Wiringa, R.A. Smith and T.L. Ainsworth, "Nucleon - nucleon potential with and without delta(1232) degrees of freedom", *Phys. Rev.* C29, 1207 (1984)
- [WU79] J.R. Wu, C.C. Chang and H.D. Holmgren, "Charged-particle spectra : 90 MeV protons on  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  et  $^{209}\text{Bi}$  ", *Phys. Rev.* C19, 698 (1979)
- [YOU92] P.G. Young, E.D. Arthur and M.B. Chadwick, "Comprehensive nuclear model calculations : introduction to the theory and use of the GNASH code", LA-12343-MS (1992)