UNIVERSITÉ DE LIÈGE

Faculté des sciences

Améliorations du modèle de cascade intranucléaire de Liège en vue de l'étude de cibles de spallation pour les systèmes hybrides

Thierry Aoust

Dissertation présentée en vue de
l'obtention du grade de
Docteur en Sciences

Année académique 2006-2007

Remerciements

Je tiens à remercier Joseph Cugnon, mon promoteur, tout d'abord pour l'encadrement scientifique qui m'a permis de mener à bien ce travail, mais également pour sa disponibilité, sa patience et ses relectures attentives de mes écrits.

Je remercie également Edouard Malambu et Hamid Aït Abderrahim, mes mentors au Centre d'Etude Nucléaire de Mol. Je remercie Edouard pour ses encouragements, ses relectures de cette dissertation et pour nos nombreuses discussions sur la physique des cibles de spallation. Je remercie Hamid pour m'avoir autorisé et encouragé à entreprendre ces recherches, et pour m'avoir laissé le temps nécessaire pour les mener à bien dans de bonnes conditions.

Mes plus sincères remerciements vont à mes collègues, présents et passés, du "team" INCL : Sylvie, Alain, Yair, Bruno, Pierre et Sophie, pour toutes les discussions que nous avons eues à propos du modèle de cascade intranucléaire de Liège. Je tiens à y associer Bernard pour nos nombreuses conversations sur les modèles de réaction nucléaire en général et sur le modèle INCL en particulier durant nos "navettes" entre Bruxelles et Mol.

J'aimerais tout particulièrement remercier Stéphanie, mon épouse, Sacha et Margaux, mes enfants qui ont dû supporter durant ces années d'avoir été souvent perdu dans mes pensées. Merci pour votre compréhension.

Merci à Papa pour son soutien et sa relecture de ce travail. Merci à mon Parrain pour ses encouragements et à André sans qui je n'aurais pas eu l'occasion de découvrir le SCK·CEN il y a dix ans.

A Maman et à Mammy, je vous remercie de veiller sur moi et pense souvent à vous.

Pour terminer, que les absents de cette liste veuillent bien m'excuser de l'être.

Table des matières

1 Introduction **1**

2 Modèles de réaction nucléon-noyau **7**
- 2.1 Introduction 7
- 2.2 Modèles nucléaires 11
- 2.3 Réactions directes, résonances et modèle optique 12
  - 2.3.1 Modèle optique 13
  - 2.3.2 Résonances à basse énergie 14
  - 2.3.3 Résonances à haute énergie 15
  - 2.3.4 Voies inélastiques à basse énergie 16
- 2.4 Réactions directes inélast., modèle d'INC et de prééq. . . . 18
  - 2.4.1 Equation de transport (intranucléaire) 18
  - 2.4.2 Modèles de prééquilibre 20
  - 2.4.3 Modèle de cascade intranucléaire 26
- 2.5 Modèles de réaction par noyau composé 28
  - 2.5.1 Modèle de Weisskopf-Ewing 29
  - 2.5.2 Modèle de Hauser-Feshbach 30

3 Le modèle de cascade intranucléaire de Liège **31**
- 3.1 Introduction 31
- 3.2 Réactions de spallation par Monte Carlo 31

4 Potentiel moyen des baryons **47**
- 4.1 Introduction 47
- 4.2 Dépendance en isospin 48
- 4.3 Dépendance en énergie 50
- 4.4 Modifications apportées au modèle INCL 52
- 4.5 Résultats 67
  - 4.5.1 Multiplicités de particules 67

4.5.2 Spectre de particules 74
4.5.3 Résidus 78
4.6 Conclusion 105

5 Dynamique des pions 107
5.1 Introduction 107
5.2 Importance des pions pour les cibles de spallation 110
5.3 Amélioration de la dynamique des pions 116
5.3.1 Sections efficaces pion-nucléon 117
5.3.2 Transmission de pions à travers la surface nucléaire . 119
5.3.3 Potentiel moyen des pions 119
5.4 Résultats 133
5.4.1 Production de pions induite par des nucléons 134
5.4.2 Production de nucléons induite par des pions 145
5.4.3 Sections efficaces pion-noyau 152
5.4.4 Production de nucléons induite par des nucléons . . 162
5.4.5 Résidus induits par des protons 167
5.4.6 Etude de potentiels plus détaillés 167
5.4.7 Etudes de sensibilité 177
5.5 Comparaison avec le modèle Δ-trou 183
5.6 Conclusion 185

6 Modèle INCL et modèles de prééquilibre 189
6.1 Introduction 189
6.2 INCL443 190
6.3 Code de réaction nucléaire TALYS 195
6.4 Code de réaction nucléaire GNASH-FKK 197
6.5 Modèle de prééquilibre MPM 198
6.6 Résultats et discussions 200
6.6.1 Spectre de particules 200
6.6.2 Spectre d'ions légers 214
6.6.3 Spectre de résidus 214
6.7 Conclusion 221

7 Applications 223
7.1 Introduction 223
7.2 Le code de transport MCNPX 224
7.3 Résultats 226
7.3.1 Multiplicité de neutrons 226

7.3.2 Spectre de neutrons 229
7.3.3 Production de résidus 235
7.4 Application à l'ADS MYRRHA 248
7.4.1 MYRRHA 248
7.4.2 Paramètres globaux 249
7.4.3 Evolution des produits de spallation 252
7.4.4 Dégâts produits dans la boucle de spallation 256
7.4.5 Taux de dose 258
7.5 Conclusion 259

8 Conclusions et perspectives 261

A Code d'évaporation 267
A.1 Le code EVAP (Dresner) 267
A.2 le code ABLA 268

B Sections efficaces nucléon-nucléon 271

C Symétrie isobare des sections efficaces 273
C.1 Sections efficaces pion-nucléon 273
C.2 Décroissance des résonances Δ 274
C.3 Sections efficaces inélastiques nucléon-nucléon 275

D Résultats des études de sensibilité 277
D.1 Augmentation des sections efficaces pion-nucléon 277
D.2 Augmentation du temps de vie du "Δ" 281
D.3 Réduction du temps de vie intrinsèque des Δ 284
D.4 Réduction de la section efficace de recombinaison du Δ . . . 287
D.5 Décalage de la masse moyenne du Δ 290

Table des figures

2.1 Section efficace de production de neutrons induit par des protons de 10 MeV et 100 MeV sur du ^{208}Pb 8
2.2 Section efficace de production de protons induit par des protons de 10 MeV et 100 MeV sur du ^{208}Pb 9

3.1 Schéma du programme d'appel général 32
3.2 Schéma du programme de cascade intranucléaire INCL . . . 34
3.3 Illustration des corrélations entre les positions et les impulsions 36
3.4 Sections efficaces pion-nucléon 42

4.1 Schéma du noyau avec des potentiels dépendant de l'isospin. 49
4.2 Dépendance en énergie de la partie réelle du potentiel des neutrons 51
4.3 Dépendance en énergie de la partie réelle du potentiel des protons 51
4.4 Distribution des densités de protons et de neutrons dans le ^{208}Pb 54
4.5 Distribution du nombre d'itérations nécessaires pour assurer la conservation de l'énergie 56
4.6 Distribution de la valeur finale de f 57
4.7 Variations typiques de ΔE en fonction de f 58
4.8 Variations typiques de ΔE en fonction de f dans le cas où il n'y a pas de solution 58
4.9 Influence du paramètre $\epsilon_{\Delta E}$ 59
4.10 Influence du paramètre k 60
4.11 Influence du paramètre $\Delta_{\Delta E}$ 60
4.12 Bilan énergétique final 61

4.13 Energie moyenne des protons et des neutrons dans le modèle standard et dans le modèle avec dépendance en isospin . . . 72
4.14 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 75
4.15 Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 76
4.16 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{56}Fe . . . 77
4.17 Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{56}Fe . . . 78
4.18 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 597 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 79
4.19 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 80
4.20 Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 81
4.21 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{56}Fe . . . 82
4.22 Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 1200 MeV sur un noyau de ^{208}Pb . . . 83
4.23 Distributions en charge et en masse des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 84
4.24 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 85
4.25 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 86
4.26 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 87
4.27 Distributions en charge et en masse des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 88

4.28 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 89
4.29 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 90
4.30 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 91
4.31 Distributions en charge et en masse des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 92
4.32 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 93
4.33 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 94
4.34 Distributions isotopiques des résidus induits par des protons de 1 GeV sur le noyau de ^{208}Pb 95
4.35 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 97
4.36 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 98
4.37 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 99
4.38 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 100
4.39 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 101
4.40 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 102
4.41 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 103
4.42 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 104

5.1 Production et absorption de pions dans le modèle INCL4.2 107
5.2 Spectres des pions induits par des protons de 730 MeV sur une noyau de Pb 108
5.3 Influence de la production de pions sur la multiplicité de particules pour des cibles minces 111
5.4 Influence de la production de pions sur les multiplicités doublement différentielles de neutrons 112

5.5 Influence de la production de pions sur la multiplicité de particules pour des cibles épaisses 113
5.6 Influence de la production de pions sur les multiplicités doublement différentielles de neutrons 114
5.7 Distribution en masse des résidus 115
5.8 Distribution des isotopes du polonium 116
5.9 Sections efficaces pion-nucléon 118
5.10 Phénoménologie de la partie réelle du potentiel des pions . . 122
5.11 Phénoménologie de la partie imaginaire du potentiel des pions 123
5.12 C/E de production de pions sur du ^{208}Pb en fonction de V_π 126
5.13 C/E de production de pions sur du ^{12}C en fonction de V_π . 127
5.14 Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^+ pour différente valeur de V_{π^+} 128
5.15 Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^- pour différente valeur de V_{π^-} 129
5.16 C/E de production de protons induite par des π^+ en fonction de V_{π^+} 130
5.17 C/E de production de protons induite par des π^- en fonction de V_{π^-} 131
5.18 Aire des valeurs possibles (V_N^0, V_N^1) 132
5.19 Distributions des densités de pions 133
5.20 Sections efficaces de production de π^+ 134
5.21 Sections efficaces de production de pions 135
5.22 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des protons de 730 MeV sur du ^{208}Pb . 137
5.23 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des protons de 730 MeV sur du ^{63}Cu . 138
5.24 Sections efficaces doublement différentielle de production de pions induite par des protons de 730 MeV sur du ^{12}C . . . 139
5.25 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des protons de 585 MeV sur du ^{208}Pb . 140
5.26 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des protons de 585 MeV sur du ^{63}Cu . 141
5.27 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des protons de 585 MeV sur du ^{12}C . . 142
5.28 Sections efficaces doublement différentielles de production de pions induite par des neutrons de 542 MeV sur du ^{209}Bi 143
5.29 Sections efficaces inélastiques 144

5.30 Sections efficaces de production de protons induite par des π^+ sur divers noyaux . . . 145
5.31 Sections efficaces de production de protons induite par des π^- sur divers noyaux . . . 146
5.32 Spectres des émissions de protons induits par des π^+ de 220 MeV sur divers noyaux . . . 148
5.33 Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des π^+ de 220 MeV sur le noyau de ^{12}C . . . 149
5.34 Spectre des protons émis induit par des π^- de 220 MeV sur divers noyaux . . . 150
5.35 Sections efficaces de production de neutrons induite par des π^+ de 870 MeV sur du ^{208}Pb . . . 151
5.36 Sections efficaces de réaction de π^+ . . . 152
5.37 Sections efficaces de réaction de π^- . . . 153
5.38 Sections efficaces d'absorption de π^+ . . . 154
5.39 Sections efficaces d'absorption de π^+ . . . 155
5.40 Sections efficaces d'absorption de π^+ . . . 156
5.41 Sections efficaces d'absorption de π^- . . . 157
5.42 Sections efficaces d'absorption de π^- . . . 158
5.43 Sections efficaces d'absorption de π^- . . . 159
5.44 Sections efficaces de fission induite par des π^+ sur les noyaux d' ^{235}U et de ^{209}Bi . . . 161
5.45 Rendements des produits de fission induits par des π^+ de 80 MeV sur le noyau ^{nat}U . . . 161
5.46 Rendements des produits de fission induits par des π^- de 80 MeV sur le noyau ^{nat}U . . . 162
5.47 Sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons induite par des protons de 256 MeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 165
5.48 Sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons induite par des protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 166
5.49 Sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons induite par des protons de 1200 MeV sur le noyau de ^{208}Pb . . . 166
5.50 Distributions en charge et en masse des sections efficaces de production de résidus induite par un noyau de ^{208}Pb de 1 GeV/A sur une cible d'H . . . 168

5.51 Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par le noyau de ^{208}Pb de 1 GeV/A sur une cible d'H. 169
5.52 Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par le noyau de ^{208}Pb de 1 GeV/A sur une cible d'H. 170
5.53 Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par le noyau de ^{208}Pb de 1 GeV/A sur une cible d'H. 171
5.54 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 172
5.55 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 173
5.56 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 174
5.57 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 175
5.58 Potentiel des pions dépendant de la distance radiale 176
5.59 Potentiel en fonction de l'énergie 176
5.60 Comparaison des sections efficaces doublement différentielles (p, π^+) obtenues avec les potentiels plus détaillés 177
5.61 Comparaison des sections efficaces doublement différentielles (p, π^-) obtenues avec les potentiels plus détaillés 178
5.62 Sections efficaces d'absorption de pions obtenues avec des potentiels plus détaillés 178
5.63 Sections efficaces (π^+, p) obtenues avec des potentiels plus détaillés 179
5.64 Décalage de la masse du Δ en fonction de la masse du noyau 182
5.65 Comparaison de sections efficaces de réaction et d'absorption obtenues avec INCL et avec le modèle Δ-trou 184
5.66 Comparaison de sections efficaces de réaction et d'absorption obtenues avec INCL et avec le modèle Δ-trou 184

6.1 Effet des différentes modifications apportées au modèle INCL sur les spectres de particules induits par des nucléons de basse énergie 193
6.2 Effet de la dépendance en énergie du potentiel sur l'énergie du centre de masse 194

6.3 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{209}Bi(p(61.7MeV), xp)$ 201
6.4 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{56}Fe(p(61.5MeV), xp)$ 202
6.5 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{56}Fe(n(65MeV), xn)$ 203
6.6 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{209}Bi(p(90MeV), xn)$ 204
6.7 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $Ni(p(100MeV), xp)$ 205
6.8 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{90}Zr(p(120MeV), xn)$ 206
6.9 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{208}Pb(p(120MeV), xn)$ 207
6.10 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $Ni(p(150MeV), xp)$ 208
6.11 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour la réaction $^{27}Al(p(160MeV), xn)$ 209
6.12 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour a réaction $^{208}Pb(p(160MeV), xn)$ 210
6.13 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour a réaction $Ni(p(200MeV), xp)$ 211
6.14 Comparaison de INCL au modèle d'excitons pour a réaction $^{208}Pb(p(256MeV), xn)$ 212
6.15 Comparaison du modèle INCL au modèle d'excitons pour la production d'ions légers 215
6.16 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 216
6.17 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 217
6.18 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 218
6.19 Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant du ^{209}Bi 219
6.20 Sections efficaces de fission induite par des protons sur du ^{209}Bi 220

7.1 C/E des multiplicités de neutrons en cibles épaisses 228

7.2 Distributions des neutrons produits par des protons de 500 MeV sur une cible épaisse en Pb 230
7.3 Modélisation MCNPX de l'expérience saturne 231
7.4 Distributions des neutrons produits par des protons de 800 MeV sur une cible épaisse en Pb 232
7.5 Distributions des neutrons produits par des protons de 1200 MeV sur une cible épaisse en Pb 233
7.6 Distributions des neutrons produits par des protons de 1600 MeV sur une cible épaisse en Pb 234
7.7 Production de résidus dans une cible épaisse 237
7.8 Production de résidus dans une cible épaisse 238
7.9 Production de résidus dans une cible épaisse 239
7.10 Production de résidus dans une cible épaisse 240
7.11 Production de résidus dans une cible épaisse 241
7.12 Production de résidus dans une cible épaisse 242
7.13 Production de résidus dans une cible épaisse 243
7.14 Production de résidus dans une cible épaisse 244
7.15 Production de résidus dans une cible épaisse 245
7.16 Production de résidus dans une cible épaisse 246
7.17 Production de résidus dans une cible épaisse 247
7.18 Production de résidus dans l'ADS MYRRHA 254
7.19 Production de résidus dans l'ADS MYRRHA 255
7.20 DPA dans l'ADS MYRRHA 257
7.21 Dose dans l'ADS MYRRHA 258

B.1 Sections efficaces nucléon-nucléon 272

D.1 Effet de la section efficace pion-nucléon sur la production de pions 278
D.2 Effet de la section efficace pion-nucléon sur les spectres doublement différentiels de pions 279
D.3 Effet de la section efficace pion-nucléon sur les sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons 280
D.4 Effet du temps de vie des "Δ" sur la production de pions . 281
D.5 Effet du temps de vie des "Δ" sur les spectres de pions . . . 282
D.6 Effet du temps de vie des "Δ" sur les sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons 283
D.7 Effet du temps de vie des Δ sur la production de pions . . . 284
D.8 Effet du temps de vie des Δ sur les spectres de pions 285

D.9 Effet du temps de vie des Δ sur les sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons 286
D.10 Effet de la Section efficace de recombinaison du Δ sur la production de pions 287
D.11 Effet de la Section efficace de recombinaison du Δ sur les spectres de pions 288
D.12 Effet de la Section efficace de recombinaison du Δ sur les sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons 289
D.13 Effet du décalage de la masse moyenne du Δ sur la production de pions 290
D.14 Effet du décalage de la masse moyenne du Δ sur les spectres de pions 291
D.15 Effet du décalage de la masse moyenne du Δ sur les sections efficaces d'absorption 292

Liste des tableaux

4.1 Impulsion de Fermi et profondeur du potentiel pour le Pb et le Fe 50
4.2 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{208}Pb 68
4.3 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 597 MeV sur du ^{208}Pb 68
4.4 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{208}Pb 69
4.5 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1000 MeV sur du ^{208}Pb 69
4.6 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1200 MeV sur du ^{208}Pb 70
4.7 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{56}Fe 70
4.8 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{56}Fe 71
4.9 Multiplicités de protons et de particules α induites par des protons de 1.8 GeV sur du ^{197}Au 73

5.1 Données expérimentales utilisées pour ajuster le potentiel des pions. 125
5.2 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{208}Pb 163
5.3 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{208}Pb 164
5.4 Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1200 MeV sur du ^{208}Pb 164

6.1 Effet des différentes modifications apportées au modèle INCL sur les sections efficaces de réaction à basse énergie 192

7.1 Multiplicité des neutrons par proton incident 227
7.2 Effets des modifications de INCL sur les paramètres globaux de l'ADS MYRRHA 252
7.3 Isotopes radiotoxiques produits dans une cible épaisse en Pb-Bi 253

Chapitre 1

Introduction

Les années à venir verront sans aucun doute une augmentation des besoins globaux en énergie. D'autre part, le monde devra faire face à un autre défi, celui de la réduction de l'émission de gaz à effet de serre, qui est souhaitable pour une majorité de pays dans le monde. On peut donc s'attendre à ce que l'on continue, dans l'Union Européenne, la production d'énergie électrique par la filière nucléaire, pour un bon bout de temps encore. L'utilisation des centrales nucléaires génère peu de CO_2 dans l'atmosphère et concourt donc à satisfaire les deux besoins mentionnés cidessus. Par contre, elles génèrent des déchets hautement radioactifs dont il faut s'assurer qu'ils ne fassent pas courir des risques inacceptables à l'humanité. Face aux réticences des pays à enfouir les déchets dans des couches géologiques stables à grande profondeur, les recherches se sont intensifiées ces dix dernières années pour réduire les risques posés par ces déchets, tout simplement en diminuant la quantité de ceux-ci et leur durée de nuisance. Le principal projet actuellement étudié repose sur deux étapes : la *séparation* par procédés chimiques des isotopes hautement radioactifs, suivie de la *transmutation* de ces derniers en des éléments de plus faible radioactivité dans des *systèmes pilotés par accélérateur* (ou ADS pour Accelerator Driven Systems), définis plus bas. Bien qu'en théorie il soit possible de transmuter des isotopes ayant une période de radioactivité de l'ordre du million d'années en isotopes ayant une période de quelques heures, en pratique il faut tenir compte des différents problèmes technologiques et économiques de cette opération. Ces recherches font l'objet de nombreux programmes Européens.

La *transmutation* désigne la transformation par réaction nucléaire d'un isotope en un autre isotope. Parmi les principales réactions possibles que l'on peut mettre en oeuvre dans les réacteurs nucléaires, les plus efficaces sont les réactions (n, γ) pour les produits de fission (un exemple frappant est la réaction $^{129}I(n, \gamma)^{130}I$ où la demi-vie de ^{129}I est de 15.7 10^6 années et celle de ^{130}I de 12.4 heures), et les réactions $(n, fission)$ pour les actinides mineurs.

Les données nucléaires (sections efficaces) nous apprennent que la fission des actinides mineurs est plus efficace avec des neutrons rapides qu'avec des neutrons thermiques [1] : pour l' ^{241}Am, le rapport des sections efficaces de fission et de capture, pondérées sur le spectre énergétique de neutrons, est 0.01 pour un spectre purement thermique et de 4.11 pour un spectre de fission [1]. Cependant ces données nucléaires nous apprennent également que la fraction des neutrons de fission retardés est plus faible pour des actinides mineurs [2]. Or le contrôle cinétique d'un réacteur nucléaire se fait grâce à cette fraction[3]. Le chargement d'une grande quantité d'actinides mineurs rend donc le contrôle du réacteur plus délicat. La sous-criticité permet de s'affranchir complètement de cette difficulté. Dans un réacteur sous-critique le nombre total de neutrons produits par fission est insuffisant et, sans l'apport d'une source extérieure de neutrons, le réacteur s'éteint.

Un moyen efficace de fournir une source intense de neutrons est d'utiliser les réactions de spallation. On peut définir une réaction de spallation comme étant la réaction entre un hadron ou un noyau léger, d'énergie comprise entre 100 MeV et quelques GeV par nucléon, et un noyau cible conduisant éventuellement à l'émission de nombreuses particules (n, p, d, t, α, π, etc.). On pense que cette réaction se déroule en deux étapes : une étape rapide au cours de laquelle le projectile perd progressivement son énergie par des collisions binaires avec les nucléons du noyau cible (étape de cascade intranucléaire) conduisant à l'émission de quelques particules énergétiques, et une étape plus lente d'évaporation ou de fission du noyau résiduel excité. Notons que, si l'intérêt récent pour les réactions de spallation provient du développement des projets d'ADS, ces réactions sont également importantes pour des applications spatiales (la plupart

[1] Pour un physicien des réacteurs nucléaires, les neutrons au-delà d'un keV sont dits "rapides" et ceux en deçà de quelques eV sont "thermiques". Les autres neutrons sont des neutrons épithermiques

[2] Chaque fission est accompagnée de l'émission de deux à trois neutrons qui permettent de maintenir la réaction en chaîne. Tous ces neutrons ne sont pas émis instantanément et une fraction de ceux-ci (quelques pourcents) est émis avec un retard.

[3] Si le réacteur devient sur-critique uniquement avec les neutrons émis instantanément, l'évolution temporelle de la puissance totale du réacteur est exponentielle [2].

des particules du rayonnement cosmique sont des protons) et médicales (proton-thérapie).

Les ADS consistent donc à coupler un accélérateur de particules (habituellement de protons) à un réacteur nucléaire sous-critique au moyen d'une cible de spallation. La conception de ces systèmes nécessite l'utilisation d'outils précis pour simuler le transport de différentes particules afin d'estimer correctement non seulement les performances du système, mais également le comportement de matériaux irradiés par des flux intenses de particules énergétiques : production de dégâts dans les matériaux de structure, production de résidus de spallation qui peuvent compliquer les opérations de maintenance, etc.

La fiabilité des simulations effectuées pour la conception et le fonctionnement de ces installations nucléaires dépend directement de la disponibilité de données nucléaires précises (y compris de modèles). Depuis de nombreuses années un effort important a été investi dans l'élaboration de bibliothèques de données nucléaires pour des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV. Le récent intérêt porté aux ADS a encouragé les physiciens nucléaires à étendre les données nucléaires aux énergies supérieures. Pour une cible de spallation de dimension typique, le nombre de neutrons émis par proton incident, quantité proportionnelle au "prix" du neutron produit, présente un maximum pour une énergie incidente de 1 à 2 GeV. Nos travaux s'inscrivent dans le cadre des programmes européens HINDAS [3] (cinquième programme cadre) et NUDATRA [4] (inclus dans le sixième programme cadre IP-EUROTRANS) qui ont été mis en route pour mesurer des données nucléaires et améliorer les modèles théoriques. Notons l'existence de programmes similaires aux Etats-Unis, comme le programme AAA [5].

Pour des énergies inférieures au seuil de production de pions ($T \leq$ 200 MeV), il est prévu d'étendre les modèles de réactions nucléaires utilisés dans les codes d'évaluation de bibliothèques de sections efficaces. Ces bibliothèques ne contiennent pas directement les données nucléaires mesurées mais sont déterminées par des codes de réaction nucléaires correctement ajustés à partir de résultats expérimentaux. La fiabilité de ces bibliothèques de sections efficaces est donc liée à la disponibilité de données nucléaires expérimentales précises et, en l'absence de ces dernières, l'évaluateur doit recourir à des approximations.

Au-delà de quelques centaines de MeV, le nombre de voies à considérer est tel[4], qu'il n'est pas envisageable de produire des bibliothèques de sections efficaces[5]. En plus de la taille mémoire nécessaire pour ces bibliothèques, il faudrait aussi disposer de bibliothèques de sections efficaces pour les pions incidents. A ces énergies il est prévu d'améliorer des modèles mieux adaptés : modèle de cascade intranucléaire combiné à des modèles d'évaporation et de fission. Ces modèles offrent l'avantage d'être relativement simples : l'interaction entre une particule incidente et un noyau cible est réalisée par un processus Monte Carlo simulant dans le temps l'ensemble des collisions binaires entre les particules mises en jeu. Dans ce domaine d'énergie, l'utilisation de méthodes de Monte Carlo tant dans les codes de transport que dans les codes de cascade intranucléaire permet de réaliser directement l'interaction entre une particule énergétique et un noyau quand la collision se présente durant le transport.

Parmi les modèles de cascade intranucléaire, le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL) s'est révélé être l'un des plus prédictifs. Il fait cependant encore l'objet de développements. La dernière version publiée, INCL4.2, a été développée dans le cadre du projet Européen HINDAS par l'Université de Liège et par le Centre d'Etudes Atomique de Saclay. La principale caractéristique du modèle INCL, par rapport aux autres modèles de cascade intranucléaire, est l'utilisation d'un noyau cible définit comme un ensemble de particules ponctuelles. Le modèle INCL4.2 couplé au modèle d'évaporation ABLA permet d'obtenir, *sans paramètres ajustables*, des résultats généralement satisfaisants pour des protons incidents de 200 MeV à 2 GeV tant pour la production (doublement différentielle) de nucléons que pour la production de résidus induite par protons. Cependant il présente encore quelques lacunes (voir la référence [6]) :

- Paradoxalement les observables faisant appel à des collisions multiples sont mieux reproduites que celles impliquant une seule collision : INCL42 ne reproduit pas correctement le pic quasi-élastique et la position de ce pic est mieux reproduite lors des émissions de protons que de neutrons ;
- INCL42 surestime les sections efficaces de production de pions, induit par des protons de 730 MeV, d'un facteur 1.3 à 1.8 ;
- En théorie ce modèle n'est pas utilisable à basse énergie (en dessous de 200 MeV pour des protons incidents), bien que physiquement proche des modèles de prééquilibre qui sont mieux adaptés ;
- Finalement ce modèle ne peut pas émettre d'ions légers pendant

[4] Par spallation on peut produire jusqu'à 50 particules (n, p, d, t, α, π)

[5] Néanmoins la bibliothèque JENDL/HE a été récemment étendue jusqu'à 3 GeV.

l'étape de cascade intranucléaire.
Dans cette thèse nous tenterons de remédier aux trois premiers points.

Le défaut lié au pic quasi-élastique peut être induit par l'utilisation d'un même champ moyen représenté par un potentiel de profondeur constante $|V_0| \sim 45\,MeV$ pour tous les nucléons. Or il est bien connu que le potentiel moyen dépend entre autres de l'isospin et de l'énergie [7]. La première partie de notre travail consistera à implémenter un potentiel dépendant de l'isospin pour tous les baryons, de l'énergie pour les nucléons et d'analyser leurs effets sur les sections efficaces (doublement différentielles) de production de nucléons et sur les sections efficaces de production de résidus. Comme pour beaucoup d'autres modèles de cascade intranucléaire, une seule énergie de liaison de neutrons et de protons est utilisée pour tous les noyaux formés pendant l'étape de cascade intranucléaire. Nous profiterons de cette étude pour introduire une énergie de liaison "moyenne" qui dépend évidement du nombre moyen de nucléons éjectés par cascade.

Dans le modèle INCL, les pions sont produits en deux étapes : formation d'une résonance Δ lors d'une collision nucléon-nucléon et décroissance de cette résonance. L'absorption de pions se fait par le mécanisme inverse. Aux énergies auxquelles le modèle INCL est utilisé, ce scénario parait suffisant étant donné que la production de Δ domine la voie inélastique. L'émission d'un pion est un processus complexe qui doit être sensible aux caractéristiques de la dynamique des pions et des Δ. C'est pourquoi nous nous proposons de revoir la description de la dynamique des pions dans le modèle INCL4.2. Les études considérées dans ce travail porteront essentiellement sur l'amélioration du champ moyen des pions. En nous inspirant des valeurs de potentiels moyen locaux et non-locaux trouvées dans la littérature et à partir d'un large ensemble de mesures expérimentales faisant intervenir des pions soit dans la voie de sortie soit dans la voie d'entrée, nous avons ajusté un potentiel moyen des pions dépendant de l'isospin. Nous avons également profité de cette étude pour compléter l'implémentation des sections efficaces pion-nucléon en deçà et au-delà de la résonance Δ. Finalement, afin d'orienter les développements futurs, des études de sensibilité des sections efficaces élémentaires et du temps de vie des Δ sur la production de pions et sur les réactions induites par des pions, seront réalisées.

En vue de l'extension du modèle INCL aux basses énergies, nous proposons dans ce travail de comparer ce modèle aux modèles de prééquilibre, en principe mieux adaptés pour des énergies incidentes comprises entre 10

MeV et 200 MeV, bien que physiquement proches des modèles de cascade intranucléaire : le noyau est décrit comme un gaz de Fermi, l'énergie apportée par le projectile incident est distribuée sur un nombre de plus en plus grand de nucléons via des collisions binaires, et à chaque état, des nucléons peuvent être émis. Le succès relatif des modèles de prééquilibre découle de toute la phénoménologie qu'ils contiennent. Cette étude est également justifiée par de récentes recherches qui ont montré que le modèle INCL reproduisait de manière satisfaisante les expériences en deçà de sa limite théorique de validité ($200 MeV$) [8–10]. En confrontant le modèle INCL et des modèles de prééquilibre on pourra valider le modèle INCL en deçà de 200 MeV et donc son utilisation dans une grande gamme d'énergie incidente sans devoir recourir à des modèles alternatifs. De plus le fait qu'il existe dans les codes de transport employés pour l'étude de cibles de spallation, de vieux modèles de prééquilibre utilisés pour calculer directement les réactions manquantes dans les bibliothèques de sections efficaces, souligne l'importance de cette étude.

Finalement nos investigations ont pour finalité, par l'amélioration du modèle de cascade intranucléaire de Liège, le perfectionnement des codes de transport utilisés pour l'étude de cibles de spallation "épaisses" ou "volumiques". Nous étudierons l'impact des modifications précédentes sur les multiplicités et spectres de neutrons, ou sur leurs effets (DPA, dose), et sur la production de résidus dans deux dispositifs : une cible épaisse isolée et l'ADS MYRRHA.

Nous commencerons par présenter succinctement au chapitre 2 les principaux modèles de réaction nucléaires tant pour de basses énergies incidentes que pour des énergies supérieures. La description du modèle INCL42 fera l'objet du chapitre 3. Au chapitre 4, nous exposerons les modifications apportées à ce modèle pour tenir compte de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel moyen des baryons et nous présenterons leurs effets tant pour les émissions de particules que pour la production de résidus. Les modifications de la dynamique des pions et les résultats obtenus seront décrits au chapitre 5. Au chapitre 6 nous confronterons le modèle INCL modifié à des modèles de prééquilibre. Au chapitre 7, nous étudierons l'influence de nos modifications pour des cibles épaisses. Finalement, le chapitre 8 présentera nos conclusions et perspectives.

Chapitre 2

Modèles de réaction nucléon-noyau

2.1 Introduction

Un modèle est une simplification de la complexité physique afin de tirer certains enseignements. Confronté à des expériences, le modèle permet de vérifier la validité des hypothèses théoriques faites lors de son élaboration. De ce fait, les modèles ne sont généralement valables que dans certains domaines. C'est effectivement le cas pour les modèles de réactions nucléaires.

On peut définir une réaction nucléaire comme étant l'ensemble des processus rencontrés entre un état initial, où l'on a une particule incidente et un noyau cible, jusqu'à un état final composé d'un noyau résiduel stable, non excité[1], et de particules émises. Dans le cas des "réactions de spallation" qui nous occupe ici, où on a une particule incidente légère d'une énergie comprise entre $\sim$ 100 MeV et quelques GeV, le nombre et les caractéristiques des particules émises peuvent être très variables. On distingue généralement les réactions directes, où une ou deux particules au plus sont émises, les réactions de prééquilibre, où plusieurs particules modérément énergétiques sont émises et les réactions de noyau composé émettant beaucoup de particules de faible énergie. Un évènement particulier peut contenir les divers types d'émission qui arrivent, pense-t-on, de façon séquentielle : processus directs, processus de prééquilibre et processus de noyau composé.

Dans ce chapitre nous présentons de manière générale les moyens de

[1] sauf dans le cas d'un noyau isomère

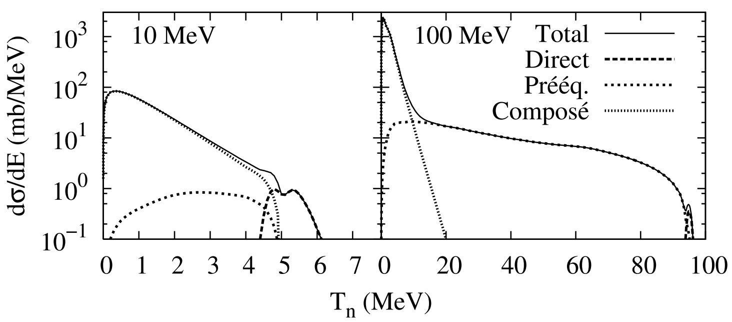


Fig. 2.1: Section efficace différentielle de production de neutrons induite par des protons de 10 MeV (à gauche) et 100 MeV (à droite) sur le noyau ^{208}Pb. Ces valeurs ont été calculées à l'aide du code de réaction nucléaire TALYS [11].

décrire les interactions nucléon-noyau pour des nucléons d'énergie cinétique inférieure à quelques GeV. Afin d'expliquer les différents processus intervenant lors de l'interaction nucléaire entre un nucléon incident et un noyau, nous allons d'abord considérer les spectres, intégrés sur les angles, des particules produites lors de la collision de protons de 10 MeV et de 100 MeV avec un noyau de plomb. Les figures 2.1 et 2.2, produites à partir du code de réaction nucléaire TALYS [11], permettent d'illustrer les mécanismes mis en jeu[2]. Pour des énergies proches de l'énergie du proton incident, on voit apparaître quelques pics correspondant à l'émission de particules d'énergie (pas toujours) bien définie et relatifs aux niveaux d'énergie les plus bas du noyau cible. Ces émissions sont dues à des réactions directes. Ces pics semblent moins marqués pour des réactions induites avec des protons de 100 MeV (figure de droite). En effet, plus la particule incidente est énergétique, plus le nombre de voies ouvertes, et donc de niveaux énergétiques accessibles, augmente. C'est pourquoi dans ce domaine, la distribution des niveaux énergétiques du noyau est considérée comme continue. Dans la partie inférieure du spectre les particules sont émises selon une distribution Maxwellienne. Ces émissions correspondent à l'évaporation d'un noyau composé. Pour des particules incidentes d'énergie inférieure à quelques dizaines de MeV, les réactions directes et les réactions par noyau composé sont suffisantes pour décrire l'interaction considérée.

[2]Nous aurions pu illustrer la discussion à l'aide de spectres expérimentaux. Nous avons préféré donner les prédictions de TALYS, qui reproduisent bien les caractéristiques générales (voir chapitre 6) et qui de plus présentent l'avantage de séparer (théoriquement !) les diverses contributions.

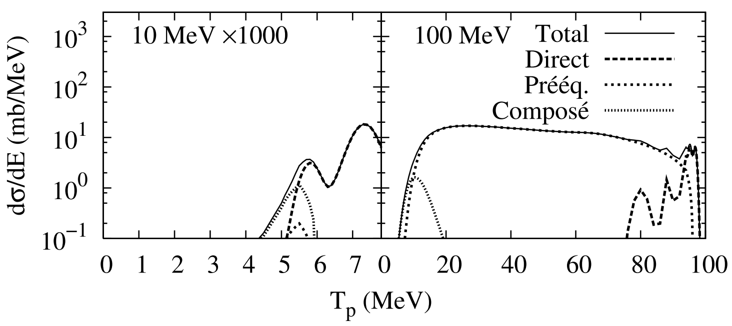


Fig. 2.2: Section efficace différentielle de production de protons induite par des protons de 10 MeV (à gauche) et 100 MeV (à droite) sur le noyau ^{208}Pb. Ces valeurs ont été calculées à l'aide du code de réaction nucléaire TALYS [11].

Pour des particules incidentes d'énergie supérieure, on voit apparaître un continuum entre ces deux contributions. Ces particules sont émises avec un retard par rapport aux particules produites directement mais bien avant celles issues des processus d'évaporation ou de fission. L'étendue de ce continuum augmente également avec l'énergie de la particule incidente. Ces émissions sont dites de prééquilibre. L'importance relative de ces trois contributions dépend du type de particule incidente et de son énergie.

Les réactions directes couplent directement (par des mécanismes simples faisant intervenir peu de degrés de liberté) la voie d'entrée à la voie de sortie sans formation de systèmes intermédiaires. Ces réactions durent à peu près le temps nécessaire au projectile pour traverser le noyau, soit de l'ordre de $10^{-22}s$. Durant cette réaction, le projectile interagit avec des nucléons individuels, avec des groupes de nucléons, ou encore avec l'ensemble des nucléons du noyau dans le cas d'une diffusion élastique. La distribution angulaire des particules émises par ces processus directs est fortement anisotrope et concentrée vers l'avant.

Au cours de la phase de prééquilibre des particules sont émises alors que l'énergie d'excitation n'est distribuée que sur quelques nucléons. On considère que la particule incidente perd progressivement sa direction et son énergie et crée, étape par étape, des états de plus en plus complexes. Ces processus tentent d'homogénéiser la distribution de l'énergie entre les nucléons dans le noyau résiduel.

Une fois le noyau "équilibré", l'évaporation prend place. Des nucléons ou groupe de nucléons, proches de la surface nucléaire, peuvent par *fluctua-*

tion statistique recevoir suffisamment d'énergie pour sortir du noyau. Ces processus d'évaporation (semblable à l'évaporation des molécules d'une goutte d'eau chauffée) donnent lieu à la distribution Maxwellienne observée à basse énergie. Cette étape est beaucoup plus longue ($10^{-15}s$ à $10^{-19}s$) que celle de l'émission directe. Ce temps relativement long avant toute émission, implique (hypothèse d'indépendance de Bohr) une "perte de mémoire" du processus initiateur et conduit à une distribution angulaire symétrique autour de 90° dans le centre de masse, des particules produites

Le terme de réaction par noyau composé, aussi utilisé pour désigner l'évaporation, peut se produire dans deux circonstances :

– capture du projectile incident de faible énergie par le noyau cible formant un noyau composé qui se désexcite par émission statistique de particules,
– émissions multiples de particules à partir d'un noyau résiduel, excité et formé à la suite d'un processus direct et/ou d'un processus de prééquilibre.

L'occurrence de ces circonstances dépend de l'énergie cinétique de la particule incidente. Il faut également souligner ici que si le noyau résiduel est suffisamment lourd, il peut également se désexciter non pas par l'émission de nucléons ou composites mais par fission.

Une fois que l'énergie disponible dans le noyau résiduel ne permet plus l'émission de nucléons, le noyau termine de se désexciter par l'émission de γ jusqu'à ce qu'il atteigne son niveau fondamental.

Dans tous les cas, le calcul d'une interaction nucléaire consiste à coupler des modèles de réactions directes, de prééquilibre et d'évaporation. Lorsque l'énergie de la particule incidente est supérieure à quelques centaines de MeV, le modèle de cascade intranucléaire est utilisé. Ce modèle est non seulement un modèle de réaction directe décrivant toutes les voies inélastiques directes mais, comme nous le verrons plus loin, peut également être considéré comme un modèle de prééquilibre puisqu'il est phénoménologiquement proche de ces derniers. D'ailleurs les modèles de cascade intranucléaire sont nés avec les tentatives de modéliser, par des méthodes Monte Carlo, les phénomènes de prééquilibre initiés par des particules énergétiques [12].

La première étape d'un calcul de réaction nucléaire consistant à préparer le noyau cible, nous commencerons par décrire les modèles nucléaires. Ensuite nous présenterons les modèles de réactions nucléaires dans l'ordre chronologique de leur contribution : direct, prééquilibre et évaporation.

Le lecteur désireux d'approfondir ces théories pourra trouver de plus amples informations dans les ouvrages introductifs de P.E. Hodgson, E. Gadioli et E. Gadioli Erba [13] et de G. R. Satchler [14] ou dans les livres plus détaillés de P. Fröbrich et R. Lipperheide [15] et de H. Feshbach [16].

2.2 Modèles nucléaires

Le calcul de réactions nucléaires nécessite de connaître le comportement des nucléons dans le noyau et donc de disposer d'une description du noyau. Etant donné qu'une description complète du noyau nécessiterait de connaître la fonction d'onde totale, on utilise des modèles nucléaires compatibles avec la physique de la réaction nucléaire à calculer. En effet, si on a besoin de la fonction d'onde pour décrire des réactions directes conduisant à des états bien spécifiques, on peut se contenter de modèles simples, voire sommaires, si les réactions impliquent beaucoup de degrés de liberté, comme on le verra plus loin dans cette thèse. Les modèles nucléaires peuvent être classés en deux parties :

- les modèles semi-classiques : modèle de la goutte liquide, modèle du gaz de Fermi,
- les modèles quantiques : modèles améliorés du modèle de la goutte liquide tenant compte d'effets collectifs de vibration et de rotation, modèle en couches.

Le modèle de la goutte liquide et ses modèles dérivés considèrent que les particules interagissent fortement et tiennent compte de degrés de liberté collectifs. Le modèle du gaz de Fermi et le modèle en couches considèrent des particules indépendantes et remplacent toutes les interactions (de toutes les autres particules) agissant sur une particule par un potentiel. Il faut remarquer le côté paradoxal de ces modèles : les particules sont grosso-modo indépendantes, bien qu'interagissant au travers de l'interaction forte. Nous renvoyons à la référence [17] pour une explication de ce paradoxe et pour une discussion de la validité du modèle en couches. Notons encore qu'il existe des modèles qui tentent certaines unifications comme le modèle de Nilson [18] qui considère les particules comme indépendantes mais se déplaçant un potentiel déformé ou le modèle d'interaction de bosons (voire référence [13] ainsi que les références y citées pour de plus amples détails). Les degrés de liberté collectifs sont reliés à des énergies caractéristiques faibles. C'est pourquoi les modèles de type goutte liquide sont utilisés pour décrire le comportement du noyau durant les processus d'évaporation. Si l'énergie d'excitation est suffisante, on peut penser que les détails de la structure nucléaire sont peu pertinents et on opte plutôt pour un modèle de particules indépendantes. Etant donné les énergies mises en jeu pendant les processus de cascade intranucléaire, le modèle du gaz de Fermi est donc généralement utilisé pour distribuer les nucléons dans l'espace des phases.

Considérons que toutes les particules sont confinées dans un cube (puits infini à trois dimensions). La mécanique quantique nous fournit la densité d' états [19] :

$$\rho(E) = \frac{d\mathcal{N}(E)}{dE} = D\frac{V}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{2m^3E}. \tag{2.1}$$

Dans cette relation $\mathcal{N}(E)$ est le nombre d'états à une particule d'énergie cinétique inférieure à E, V est le volume du noyau, m est la masse d'un nucléon et D (=4) est la dégénérescence spin-isospin. Les particules devant obéir au principe d'exclusion de Pauli, il ne peut donc y avoir qu'une seule particule dans chaque état. Ces états sont remplis jusqu'à une impulsion maximum, appelée impulsion de Fermi p_F qui est donnée par

$$A = \int_0^{p_F} d\mathcal{N}, \tag{2.2}$$

où A est le nombre total de nucléons. En exprimant $d\mathcal{N}$ en fonction des impulsions, on obtient

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3}\hbar\left(\frac{A}{2V}\right)^{1/3}. \tag{2.3}$$

Finalement en tenant compte du volume du noyau (V=$\frac{4}{3}\pi r_0^3 A$, où r_0 est une constante),

$$p_F = \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{1/3}\frac{\hbar}{r_0}. \tag{2.4}$$

2.3 Réactions directes, résonances et modèle optique

On désigne par réactions directes tous les processus qui connectent quasi instantanément l'état initial à un état final. Parmi les modèles directs nous présenterons brièvement le modèle optique ainsi que ses extensions pour estimer les voies inélastiques à basse énergie. Les réactions inélastiques directes à plus haute énergie et les réactions de prééquilibre seront abordées dans la section 2.4.

2.3.1 Modèle optique

L'idée principale du modèle optique est de considérer que les degrés de liberté internes du noyau n'interviennent pas et que l'interaction complexe entre une particule incidente et un noyau (dans la voie élastique) peut être décrite par un potentiel d'interaction U. La particule incidente interagit donc avec le champ moyen du noyau cible. Ce modèle est justifié par la théorie de Feshbach [16] des réactions nucléaires, qui donne une forme théorique du potentiel U. Cependant il est souvent utilisé phénoménologiquement et est ajusté sur les résultats expérimentaux. Connaissant le potentiel d'interaction, on peut résoudre l'équation de Schrödinger à l'intérieur du noyau et obtenir la fonction d'onde $\psi(r)_{int}$.

Suffisament loin du centre de diffusion, la fonction d'onde est donnée par

$$\lim_{r\to\infty} \psi(r)_{ext} = e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta). \tag{2.5}$$

Cette fonction d'onde hors du noyau est composée d'une onde plane incidente e^{ikz} et d'une onde diffusée $f(\theta)e^{ikr}/r$. La fonction $f(\theta)$, appelée amplitude de diffusion, est la quantité recherchée car on peut montrer, par définition de la section efficace de diffusion élastique [14], que

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 . \tag{2.6}$$

On obtient l'amplitude de diffusion $f(\theta)$ en exigeant la continuité de la fonction d'onde (et de ses dérivées) à l'intérieur et à l'extérieur du potentiel au rayon r_m où la valeur du potentiel devient nulle. L'amplitude de diffusion est finalement donnée, en négligeant le spin et le potentiel coulombien, par :

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(S_l - 1) P_l(cos\theta) , \tag{2.7}$$

où S_l est un élément de la matrice de diffusion $\mathtt{S}$ et est fonction du déphasage δ_l induit par la présence du potentiel ($S_l = e^{2i\delta_l}$). La présence d'un potentiel coulombien introduit une amplitude de diffusion coulombienne et un déphasage supplémentaire δ_C.

On obtient la section efficace élastique en intégrant l'équation (2.6),

$$\sigma_{el} = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \, sin\theta d\theta = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)|S_l - 1|^2. \tag{2.8}$$

Le flux dans la voie élastique n'est pas conservé au-dessus du seuil inélastique. Dès lors, $|S_l|$ est plus petit que l'unité, ce qui implique que δ_l est complexe avec $Im\delta_l < 0$ et que le potentiel U est également complexe avec la partie imaginaire absorbante ($ImU < 0$). On peut donc calculer le flux absorbé (identifié au flux peuplant l'ensemble des voies de réaction)

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-|S_l|^2). \tag{2.9}$$

Finalement la section efficace totale est donnée par la somme des sections efficaces de diffusion élastique et de réaction,

$$\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-ReS_l). \tag{2.10}$$

En pratique, on fixe la portée de l'interaction (r_m) et on détermine numériquement la fonction d'onde pour $r < r_m$: $\psi(r)_{int}$. Connaissant la forme de la solution de la fonction d'onde au-delà de r_m, et en requérant la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée en $r = r_m$, on arrive pour chaque valeur de l à une équation donnant δ_l. On somme les ondes partielles pour chaque valeur de l croissant jusqu'à ce que S_l soit suffisamment proche de 1.

Le modèle optique permet de calculer la distribution angulaire de la diffusion élastique directe, la section efficace totale et de réaction, les coefficients de transmission ($T_l = 1 - |S_l|^2$) utilisés par certains modèles d'évaporation du noyau composé et de prééquilibre et les fonctions ondes distordues pour calculer des réactions directes en DWBA [15].

2.3.2 Résonances à basse énergie

Une caractéristique remarquable des réactions nucléaires consiste en la présence de résonances étroites dans les sections efficaces à basse énergie (inférieure à quelques MeV) qui témoignent de la formation d'états quasi-liés du noyau composé. On décrit généralement ces résonances par l'utilisation des formules de Breit-Wigner. Cette formule est obtenue en divisant l'espace des phases en un espace $\mathcal{P}$ des états relatifs à la partie continue du spectre (états impliqués dans les réactions directes) et un espace $\mathcal{Q}$ des états relatifs à la partie discrète (état fondamental et premiers niveaux excités, impliqués dans les réactions par noyau composé). Soit P et Q les opérateurs de projections respectifs. En introduisant cette division de l'espace des phases dans l'équation de Schrödinger, nous obtenons un système d'équations couplées pour les deux parties de la fonction d'onde ($P\Psi$ et $Q\Psi$). La résolution de ce système, en tenant compte de la solution asymptotique (hors du noyau), permet de déterminer la forme générale des éléments de matrice de diffusion de l'état a vers l'état b [20] :

$$S_{ab} = e^{i(\delta_a+\delta_b)} \left(\delta_{ab} - i \sum_{\mu} \frac{\Gamma_{\mu a}^{1/2} \Gamma_{\mu b}^{1/2}}{E - \epsilon_\mu + i\Gamma_\mu/2} \right). \tag{2.11}$$

Dans cette expression δ_x est le déphasage induit dans la voie x par la présence du potentiel, $\Gamma_{\mu y}$ caractérise le couplage entre l'état composé μ et la voie y et ϵ_μ est l'énergie de la résonance. Le premier terme de l'expression (2.11) est relatif à l'amplitude de diffusion directe et le second terme correspond aux processus plus lents passant par la formation d'un noyau composé. Notons que le numérateur $\Gamma_{\mu a}^{1/2}\Gamma_{\mu b}^{1/2}$ se factorise grâce à l'hypothèse de Bohr.

L'expression (2.11) est reliée à la section efficace de réaction $a \to b$ par

$$\sigma_{a\to b} = \frac{2\pi}{k_a^2} |S_{ab}|^2, \tag{2.12}$$

où nous avons laissé tomber le moment angulaire pour la simplification de la présentation. On peut voir que si les largeurs Γ_μ sont petites vis-à-vis de la distance moyenne entre les résonances, la section efficace présentera des pics bien isolés.

2.3.3 Résonances à haute énergie

A plus haute énergie, la densité des états possibles du noyau est telle que les contributions individuelles des résonances ne peuvent plus être prises en compte séparément. Les résonances se chevauchent et seules les propriétés moyennes peuvent être considérées.

Divisons les éléments de la matrice de diffusion en un terme moyen et un terme fluctuant avec l'énergie :

$$S = \overline{S} + S_{fluc} \quad avec \quad \overline{S} = \langle S \rangle \quad et \quad \langle S_{fluc} \rangle = 0.$$

Le potentiel optique est dès lors le potentiel qui fournit la partie moyenne de l'amplitude de diffusion. Cette valeur moyenne représente exclusivement la partie directe de la réaction. Le terme fluctuant peut être relié aux propriétés moyennes des paramètres des résonances. Il s'avère qu'il peut être déterminé par les coefficients de transmission T_l.

Comme précédemment on pourrait diviser l'espace des phases en des sous-espaces $\mathcal{P}$ et $\mathcal{Q}$ afin de déduire un potentiel optique que l'on introduit dans l'équation de Schrödinger pour calculer les éléments de la matrice de diffusion. Bien qu'en principe on puisse calculer ce potentiel, en pratique ce calcul est très difficile et les potentiels obtenus dépendent de l'énergie, sont complexes et ont le désavantage d'être non locaux, ce qui rend les solutions de l'équation de Schrödinger compliquées [20]. C'est pourquoi des potentiels phénoménologiques, ajustés sur des données expérimentales, sont habituellement utilisés. La partie imaginaire, négative, conduit à un potentiel absorbant tenant compte de la perte de flux vers l'espace $\mathcal{Q}$. Les potentiels utilisés sont de la forme

$$\begin{array}{lll} U_{opt} = & -V_V(E)f_V(r) - iW_V(E)f_W(r) & \textit{terme de volume} \\ & +V_S(E)g_V(r) - iW_S(E)g_W(r) & \textit{terme de surface} \\ & +(V_{so}(E)h_V(r) + iW_{so}(E)h_W(r)) \cdot \vec{l} \cdot \vec{\sigma} & \textit{terme spin-orbite} \\ & +V_C(r) & \textit{terme coulombien.} \end{array}$$

où $f_V(r)$, $f_W(r)$, $g_V(r)$, $g_W(r)$, $h_V(r)$ et $h_W(r)$ sont des facteurs de forme. A titre d'exemple pour les noyaux de nombre de masse supérieur à 30, $f(r)$ est généralement une distribution de Woods-Saxon car sa forme est similaire à celle de la distribution de la densité de nucléons. Ces potentiels phénoménologiques sont locaux, complexes et dépendent de l'énergie. Les références [21, 22] donnent de tels potentiels.

2.3.4 Voies inélastiques à basse énergie

Le modèle optique présenté ci-dessus prend en compte le taux total des réactions inélastiques directes par l'intermédiaire de la partie imaginaire du potentiel. Si l'on veut calculer une réaction particulière, il faut cependant introduire une description quantique du noyau dans les voies d'entrée et de sortie.

Ainsi on peut développer la fonction d'onde sur les états d'excitation du noyau

$$\psi(\vec{r}, \xi) = \sum_{\alpha} \psi_\alpha(\vec{r})\chi_\alpha(\xi), \tag{2.13}$$

où les états nucléaires $\chi_\alpha(\xi)$ sont donnés par

$$H(\xi)\chi_\alpha(\xi) = \varepsilon_\alpha \chi_\alpha(\xi), \tag{2.14}$$

où $H(\xi)$ est l'hamiltonien du noyau cible. En introduisant la relation (2.13) dans l'équation de Schrödinger,

$$H\psi(\vec{r},\xi) = E\psi(\vec{r},\xi), \tag{2.15}$$

où l'hamiltonien total H peut s'écrire

$$H = T + H(\xi) + V(\vec{r},\xi), \tag{2.16}$$

et après quelques manipulations [23], on obtient un système d'équations couplées pour les fonctions d'onde dans la voie élastique et les voies inélastiques

$$(T - E + \epsilon_\alpha)\psi_\alpha(\vec{r}) = \sum_{\alpha'} V_{\alpha\alpha'}(\vec{r})\psi'_\alpha(\vec{r}), \tag{2.17}$$

où

$$V_{\alpha\alpha'}(\vec{r}) = \int \chi^*_\alpha(\xi)V(\vec{r},\xi)\chi'_\alpha(\xi)d\xi. \tag{2.18}$$

C'est le modèle des canaux couplés. L'approximation de Born la plus simple consiste à traiter $V(\vec{r},\xi)$ en première approximation. A l'ordre 0, les $\psi_\alpha(\vec{r})$ sont des ondes planes et on a donc

$$T^B_{\alpha\alpha'} \propto \int e^{-i\vec{k}_\alpha\cdot\vec{r}}V_{\alpha\alpha'}(\vec{r})e^{i\vec{k}_{\alpha'}\cdot\vec{r}}d^3r. \tag{2.19}$$

Dans la littérature, cette approximation porte le nom de l'approximation de Born des ondes planes (PWBA). Une approximation plus réaliste consiste à remplacer les ondes planes par des ondes du modèle optique, ce qui permet de tenir compte de la perte du flux "avant" et "après" l'interaction permettant de passer de la voie α à la voie α' :

$$T^{DWBA}_{\alpha\alpha'} \propto \int (\psi^{opt}_\alpha(\vec{r}))^* V_{\alpha\alpha'}(\vec{r})\psi^{opt}_{\alpha'}(\vec{r})d^3r. \tag{2.20}$$

On peut introduire des effets dus aux mouvements collectifs de rotation de la cible. On peut penser que seul le mouvement interne reste inchangé : on a donc une situation proche de la diffusion élastique et on peut espérer décrire le processus d'une façon simple, comme dans le modèle optique. En effet on peut généraliser ce dernier en utilisant un potentiel U qui dépend de la direction du vecteur $\vec{r}$, tenant compte ainsi de la disposition relative de la direction angulaire de la particule et de l'orientation du noyau (déformé), soit

$$U(\vec{r}) = \sum_l U_l(\vec{r})P_l(cos\theta). \tag{2.21}$$

On voit de suite que les ondes partielles de l différents seront couplées, traduisant également la conservation du moment angulaire lors de l'excitation d'un niveau rotationnel. Néanmoins, ces méthodes ne sont valables que pour tenir compte des premiers niveaux excités du noyau et donc pour des énergies incidentes inférieures à 30 MeV. Pour des énergies supérieures, des processus faisant appel à des "collisions multiples" doivent être considérés. Ces processus sont décrits dans la section suivante.

2.4 Réactions directes inélastiques, modèle de cascade intranucléaire et de prééquilibre

2.4.1 Equation de transport (intranucléaire)

Afin d'introduire et de justifier dans une certaine mesure le modèle de cascade intranucléaire (et aussi les modèles de prééquilibre), il est bon de présenter très succinctement la formulation des collisions en fonction des équations de transport. Celles-ci cherchent à décrire le processus en termes de grandeurs qui font appel, comme dans le modèle de cascade intranucléaire, à l'espace des phases. La plus simple de ces quantités s'écrit

$$f\left(\alpha, \vec{r}, \vec{p}, t\right) = \frac{1}{2}\left(2\pi\hbar\right)^3 \sum_j \delta_{\alpha_j \alpha} \int dX \rho_c(X,t)\delta(\vec{r}_j - \vec{r})\delta(\vec{p}_j - \vec{p}) \ , \quad (2.22)$$

et représente la densité de probabilité de trouver un nucléon d'isospin α à la position $\vec{r}$ et avec l'impulsion $\vec{p}$ à l'instant t. Dans cette équation X est l'ensemble des coordonnées des $A+1$ nucléons

$$X = (x_1, \ldots, x_A, x_{A+1}), \quad (2.23)$$

avec

$$x_i = (\vec{r_i}, \vec{p_i}), \quad (2.24)$$

et ρ_c est la densité de probabilité de trouver le système au point X à l'instant t. En d'autres termes, f est la transformée de Wigner de la distribution à un corps. Beaucoup de travaux ont montré que l'on peut partir de l'équation de Schrödinger pour le problème à $A+1$ corps et dériver une équation pour l'évolution de la fonction f, moyennant deux hypothèses fondamentales : (i) l'indépendance des collisions successives, (ii) la validité de l'approximation des faibles gradients qui veut que l'évolution de f soit relativement douce (plus douce que celle des forces). Dans ces conditions, on aboutit toujours à une équation du type de l'équation de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck qui donne l'évolution de cette fonction $f(\alpha, \vec{r}, \vec{p}, t) = f_\alpha$ et $f'_\alpha = f(\alpha, \vec{r}, \vec{p}\,', t)$ pour simplifier l'écriture [24],

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial V_\alpha}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}}\right) f_\alpha = \frac{1}{4\pi^3 \hbar^3} \sum_\alpha \int d\vec{p}' d\vec{p}'' d\vec{p}''' \times \tag{2.25}$$

$$(w_{\alpha\alpha'}(\vec{p}\,', \vec{p}\,'' \rightarrow \vec{p}, \vec{p}\,''') f'_\alpha f''_{\alpha'} (1 - f_\alpha)(1 - f'''_{\alpha'})$$
$$-w_{\alpha\alpha'}(\vec{p}, \vec{p}\,''' \rightarrow \vec{p}\,', \vec{p}\,'') f_\alpha f'''_{\alpha'} (1 - f'_\alpha)(1 - f''_{\alpha'})).$$

Dans cette équation $\vec{v}$ est le vecteur vitesse, V_α est le potentiel moyen (fonction de l'isospin), $w(\vec{p_j}, \vec{p_{j'}} \rightarrow \vec{p_j}', \vec{p_{j'}}')$ est la densité de probabilité par unité de temps qu'une collision entre une particule j de moment $\vec{p_j}$ et un nucléon j' de moment $\vec{p_{j'}}$ conduise à une particule j de moment $\vec{p_j}'$ et un nucléon j' de moment $\vec{p_{j'}}'$. La quantité w est fonction des sections efficaces nucléon-nucléon. Les termes $(1 - f)$ permettent de tenir compte du principe d'exclusion de Pauli.

Si le membre de droite, le terme de collision, est nul, l'équation se réduit à l'équation de Liouville pour un ensemble de particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen. On sait que cette équation peut se résoudre en simulant des trajectoires diverses avec des poids appropriés [25]. On peut donc espérer résoudre l'équation de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck en simulant les collisions encourues par les particules qui autrement se déplacent librement dans un potentiel. Cette remarque est à la base du modèle de cascade intranucléaire. Nous reviendrons sur ce point. Moyennant des approximations plus drastiques, on peut ramener l'équation (2.25) à une formulation proche de celle des modèles de prééquilibre [24].

D'une manière générale pour les modèles de cascade intranucléaire ou les modèles de simulations analogues, la section efficace doublement différentielle d'émission d'une particule d'énergie ϵ et d'angle θ dans l'angle solide $d\Omega$ est donnée par

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} &= \int d^2b \int_0^{t_f} dt \int d^3r' d\epsilon' d\theta' f_b(\alpha, \vec{r}', \epsilon', \theta', t) \delta(r' - R_{max}) \\ &\quad \times P_{tr}(\alpha, \epsilon', \theta') \delta(\theta' - \theta) \delta(\epsilon' - \epsilon(\epsilon')), \end{aligned} \tag{2.26}$$

où on a discriminé la fonction de distribution f_b pour un paramètre d'impact b, t_f est le temps d'arrêt, R_{max} est le rayon où les particules sortent du noyau et $P_{tr}(\alpha, \epsilon', \theta')$ exprime la probabilité de transmission (hors du noyau) d'une particule d'isospin α, d'énergie cinétique ϵ' et de direction θ' à l'intérieur du noyau. Dans le modèle INCL, t_f est paramétré et la probabilité de transmission ne dépend pas de la direction (voir chapitre suivant). $\epsilon(\epsilon')$ désigne l'énergie de sortie pour une énergie interne ϵ'.

Les modèles de prééquilibre ne tenant pas compte de la complexité géométrique de l'interaction, la section efficace doublement différentielle se réduit à

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} = \sigma_R \sum_n \int_0^{t_f} dt P_n(t) \lambda(\epsilon, \theta | n, t), \qquad (2.27)$$

où σ_R est la section efficace de réaction, $P_n(t)$ exprime la probabilité que le système soit, à l'instant t, dans l'état n donné par le nombre de particules excitées et de trous, et $\lambda(\epsilon, \theta|n)$ exprime la probabilité que ce noyau décroisse dans la voie considérée. λ est évalué en utilisant le principe du bilan détaillé[3].

2.4.2 Modèles de prééquilibre

L'idée générale est de remplacer les collisions nucléon-nucléon successives par l'évolution du nombre de particules au-dessus de la mer de Fermi et de trous présents à l'intérieur de cette mer. Depuis la voie d'entrée où l'on a une particule et zéro trou (1p-0h), le système évolue vers des états à deux particules et un trou, trois particules et deux trous, ... (respectivement 2p-1h, 3p-2h,...), redistribuant ainsi l'énergie d'excitation initiale. Etant donné l'hypothèse que toutes les interactions sont à deux corps, la variation maximum du nombre total de particules-trous entre deux états successifs est de deux ($\Delta(p-h) = 2$). Au début de la réaction, le système excité évolue principalement en passant par des états dont le nombre de particules-trous augmente. Plus le système approche de l'équilibre, plus les transitions $\Delta(p-h) = 0$ ou $\Delta(p-h) = -2$ deviennent importantes.

Les modèles que nous présentons ici sont le modèle "original" semi-classique d'excitons développé par Griffin [26] et le modèle quantique développé par Feshbach, Kerman et Koonin [27]. Ces deux modèles sont importants pour l'évaluation des bibliothèques de sections efficaces utilisées dans les outils de transport "macroscopiques" [4]. Le code de réaction

[3] Le principe du bilan détaillé permet d'exprimer la décroissance d'un système d'un état a vers un état b à partir de la section efficace de formation du système dans l'état a à partir de l'état b.

[4] Contrairement aux modèles de réactions nucléaires où des particules diffusent à l'intérieur d'un noyau, les codes de transport permettent la diffusion des particules à

nucléaire TALYS [11] utilise un modèle d'excitons amélioré et le code GNASH-FKK [28] combine le modèle d'excitons et le modèle de Feshbach, Kerman et Koonin (voir chapitres 6 et 7).

Modèle d'excitons

Ce modèle détermine l'évolution du nombre d'excitons, défini par la somme des particules (p) et des trous (h) respectivement au-dessus et en dessous de la mer de Fermi. Le modèle semi-classique d'excitons consiste à résoudre les équations d'évolution de la probabilité $P_n(t)$ de trouver le noyau au temps t avec une énergie E^* dans une configuration avec n excitons :

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = P_{n-2}(t)\lambda_+^{n-2} + P_{n+2}(t)\lambda_-^{n+2} - \left(\lambda_+^n + \lambda_-^n + \lambda_{esc}^n\right) P_n(t), \quad (2.28)$$

λ_{esc}^n est le taux d'émission d'une particule d'énergie ϵ depuis l'état à n excitons. λ_{esc}^n est déterminé par bilan détaillé

$$\lambda_{esc}^n = \int d\epsilon \lambda_{esc}^n(\epsilon) = \int d\epsilon \frac{\rho_{p-1,h}(E^* - \epsilon - B)}{\rho_{p,h}(E^*)} \frac{\sigma_{inv}(\epsilon) v \rho_c(\epsilon)}{V}. \quad (2.29)$$

Dans cette équation, B est l'énergie de liaison, $\sigma_{inv}(\epsilon)$ est la section efficace inverse, v est la vitesse, V est le volume et $\rho_n(E)$ est la densité d'états à n excitons. Les taux de transitions $\lambda_\pm^n$ exprime la probabilité qu'un état à n excitons disparaisse par collision vers un état à $n \pm 2$ excitons. Ces taux sont donnés par une matrice d'interaction M permettant de passer d'un nombre d'excitons à un autre, pondérée sur la densité d'états finals.

$$\lambda_\pm^n = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_{n\pm 2}(E^*). \quad (2.30)$$

Déterminer les éléments de la matrice M est un des points principaux du modèle d'excitons. Une discussion est présentée dans les références [29,30]. Dans la pratique, cette matrice est considérée comme un paramètre qui est déterminé de manière semi-empirique à partir du libre parcourt moyen des nucléons dans la matière nucléaire et donc à partir de la probabilité de collision des nucléons ou de la partie imaginaire du potentiel optique (voir également chapitre 6, description du code TALYS).

L'expression de la densité d'états à n excitons de Williams [31] ou les relations améliorées de Běták et Doběs [32,33] sont généralement utilisées dans ces codes de prééquilibre.

Les hypothèses suivantes sont habituellement faites :

l'échelle de l'homme.

– tous les états caractérisés par le même nombre de particules et de trous et la même énergie sont équiprobables ;
– toutes les transitions d'un état à n excitons vers n'importe quel état à $n+2$ excitons qui conservent l'énergie ont les mêmes probabilités d'occurrence ;
– les transitions qui augmentent le nombre d'excitons étant plus probables, les transitions vers les états à n et $n-2$ excitons sont négligées, du moins pour les premières collisions.

Le modèle d'excitons présenté ci-dessus ne permet que d'estimer la distribution relative en énergie des nucléons émis. Ce modèle ne permet pas de prédire les sections efficaces, le type de nucléon émis et sa distribution angulaire. Pour pouvoir déterminer les sections efficaces on normalise les distributions relatives obtenues sur une section efficace de réaction calculée (à partir d'un modèle optique ou empiriquement) ou expérimentale. Pour permettre de distinguer les émissions de protons des émissions de neutrons, le taux d'émission λ^n_{esc}, est multiplié par une fonction $Q(p)$ [29,33,34]. Finalement, bien que les équations (2.28) peuvent être réécrites en tenant compte des directions angulaires [23], en pratique on détermine les distributions angulaires par l'utilisation de systématiques semi-empiriques, la plus connue et la plus utilisée étant celle proposée par Kalbach [35, 36]. Généralement, l'utilisation de la systématique de Kalbach permet au modèle d'excitons de fournir des spectres doublement différentiels satisfaisants [37]. Finalement les sections efficaces sont données par

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} = \sigma_R \sum_n \int_0^{t_{eq}} \lambda^n_{esc}(\epsilon) P_n(t) f_n(\epsilon,\theta) dt, \tag{2.31}$$

où σ_R est la section efficace de réaction, t_{eq} est le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre et $f_n(\epsilon,\theta)$ provient de la systématique de Kalbach. Selon cette systématique, les émissions de particules les plus énergétiques sont favorisées vers l'avant et les particules de plus basse énergie sont émises symétriquement autour de 90 degrés dans le système du centre de masse.

Notons finalement que diverses modifications ont été apportées au modèle présenté ci-dessus :
– La différenciation explicite entre les protons et les neutrons dans les équations (2.28). Cette amélioration conduit à des termes λ^n_0 dus aux transitions entre un proton-trou et un neutron-trou. C'est le modèle

d'excitons à deux composantes [30] (voir chapitre 6, description du code TALYS).
- L'utilisation d'expressions différentes du temps de vie moyen d'un exciton a conduit à exprimer les taux de transition à partir du libre parcours moyen plutôt qu'à partir de la matrice d'interaction. Ce modèle est dit "hybride" car il combine le modèle d'excitons avec le modèle de Harp-Miller-Berne.
- L'introduction d'effets géométriques, pour tenir compte de l'effet du paramètre d'impact, de la diffusivité de la surface nucléaire sur le trajet de la particule incidente, a conduit au "Geometry Dependent Hybrid model".

Modèle de Feshbach, Kerman et Koonin

Ce modèle peut être vu comme une version microscopique du modèle d'excitons où les probabilités de transition d'un nombre de particules-trous à un autre sont calculées à partir de considérations quantiques. Tout comme le modèle d'excitons, le modèle consiste à suivre l'évolution du nombre de particules et de trous. Cependant ce modèle différentie les processus où tous les nucléons sont liés, de ceux où au moins un nucléon a une énergie supérieure à l'énergie de la mer de Fermi plus l'énergie de liaison. L'espace des phases est donc décomposé en deux parties : l'espace $\mathcal{P}$ qui contient tous les états où au moins un nucléon n'est pas lié et l'espace $\mathcal{Q}$ qui contient tous les états où tous les nucléons sont liés :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3 + \ldots, \tag{2.32}$$

$$\mathcal{Q} = \qquad \mathcal{Q}_2 + \mathcal{Q}_3 + \ldots. \tag{2.33}$$

Chaque état est caractérisé par un nombre "n" (n particules - $(n-1)$ trous). L'espace $\mathcal{P}$ contient dès lors l'état initial $n = 1$. Le nombre minimum de particules et de trous dans l'espace $\mathcal{Q}$ est trois car le nucléon incident doit interagir avec au moins un autre nucléon, formant une paire particule-trou, avant d'être capturé dans un état quasi-lié. Ce modèle fait également l'hypothèse que les collisions ne se font qu'à deux corps.

Les réactions se produisant dans l'espace $\mathcal{P}$ sont habituellement nommées réaction multiple directe (MultiStep Direct, MSD) et celles de l'espace $\mathcal{Q}$, réaction multiple composée (MultiStep Compound, MSC). Ces deux mécanismes peuvent être vu comme deux approximations extrêmes : les processus MSC étant valides pour des énergies d'excitation faibles ou à la fin de la cascade d'interaction nucléon-nucléon et les processus MSD étant appliqués au début de la cascade. La distribution angulaire des particules issues des processus MSC est symétrique autour de 90° dans le centre de masse et est piquée vers l'avant pour celles générées par les processus MSD. Parmi les modèles de réaction multiple directe on peut citer les modèles de Feshbach, Kerman et Koonin [27], de Tamura, Udagawa et Lenske [38] ou de Nishioka, Weidenmüller et Yoshida [39]. Parmi les modèles de réaction multiple composée, il existe des modèles développés par Feshbach, Kerman et Koonin [23] ou par Agassi, Weidenmüller et Mantzouranis [40].

Réaction multiple composée (MSC)

Similairement au modèle d'excitons, la section efficace d'émission d'une particule est donnée par le produit des trois facteurs suivants :

- la probabilité de formation du noyau composé :

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2}\frac{2\pi\Gamma_1}{D_1}, \tag{2.34}$$

  où D_1 la densité d'états $1p - 0h$ et Γ_1 exprime la probabilité totale de transition vers l'état $n = 1$, $\Gamma_1 = (2\pi/\hbar)| < \phi_1|V_{i1}|\psi_i > |^2 D_1$. Cette probabilité est donnée par le modèle optique : $2\pi\Gamma_1/D_1 = T_1 = 1 - |S_1|^2$.
- la probabilité que le noyau composé atteigne un état caractérisé par n particules et $(n-1)$ trous :

$$P_n = \frac{\Gamma_{1,2}}{\Gamma_1}.\frac{\Gamma_{2,3}}{\Gamma_2}...\frac{\Gamma_{n-1,n}}{\Gamma_{n-1}} = \prod_{k}^{k=n-1}\frac{\Gamma_{k,k+1}}{\Gamma_k}, \tag{2.35}$$

  $\Gamma_{1,2}$ exprime la probabilité de transition de l'état 1 vers l'état 2 : $\Gamma_{1,2} = (2\pi/\hbar)| < \phi_2|V_{12}|\phi_1 > |^2 D_2$.
- et la probabilité d'émission d'une particule à partir de l'état n :

$$P_{esc} = \frac{\Gamma_{n,esc}}{\Gamma_n}, \quad \Gamma_{n,esc} = \frac{2\pi}{\hbar}| < \psi_f|V_{nf}|\phi_n > |^2 D_n. \tag{2.36}$$

Après sommation sur n, on obtient la section efficace totale d'émission d'une particule :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2}\frac{2\pi\Gamma_1}{D_1}\sum_n\prod_{k}^{k=n-1}\frac{\Gamma_{k,k+1}}{\Gamma_k}\frac{\Gamma_{n,esc}}{\Gamma_n} \tag{2.37}$$

L'introduction de coefficients de couplage du moment angulaire C_l dans les expressions des probabilités de transition et d'émission, permet de tenir compte de la dépendance angulaire. La section efficace totale d'émission d'une particule devient alors

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2}\frac{2\pi\Gamma_1}{D_1}\sum_n \prod_{k=1}^{n-1}\frac{\Gamma_{k,k+1}}{\Gamma_k}\sum_l C_l P_l(cos\theta)\frac{\Gamma_{nsl,esc}}{\Gamma_{nsl}}. \tag{2.38}$$

Réaction multiple directe (MSD)

Lors des processus MSD, la section efficace des particules émises est décomposée en une contribution provenant de processus à une étape et une contribution provenant de processus multiples

$$\frac{d^2\sigma_{MSD}}{d\Omega dE} = \frac{d^2\sigma_{1S}}{d\Omega dE} + \frac{d^2\sigma_{nS}}{d\Omega dE}. \tag{2.39}$$

La section efficace des contributions à une étape est donnée par

$$\frac{d^2\sigma_{1S}}{d\Omega dE} = \rho_1(E)\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}\right\rangle, \tag{2.40}$$

où $\rho_1(E)$ est la densité d'états du noyau après la première interaction et $\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}\right\rangle$ est la section efficace différentielle moyenne de diffusion nucléon-nucléon. Cette quantité est évaluée par l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA). Dans le modèle d'excitons ces éléments de matrice étaient déterminés de manière semi-empirique.

La section efficace des contributions multiples est donnée par la convolution des probabilités d'occurrence de chaque étape,

$$\frac{d^2\sigma_{nS}}{dEd\Omega} = \sum_n \sum_{\nu=n-1}^{n+1}\int \frac{d^3k_n}{(2\pi)^3}\cdots\int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} W_{\nu,n}W_{n,n-1}\cdots W_{2,1}\frac{d^2\sigma_{1S}}{d\Omega dE}. \tag{2.41}$$

La règle d'or de Fermi nous donne la probabilité de transition d'un état $(n-1)$ à un état n :

$$W_{n,n-1} = 2\pi^2\rho(k_n)\rho_n(E)\left\langle \left|\iint \chi_n^{(-)*} < \psi_f|V(r)|\psi_i > \chi_{n-1}^{(+)} dr_n^3 dr_{n-1}^3\right|^2\right\rangle, \tag{2.42}$$

où $\rho(k_n) = mk_n/(2\pi)^3\hbar^2$ est la densité d'états de la particule dans le continuum. $V(r)$ représente l'interaction pour la transition considérée, $\chi_{n-1}^{(+)}$ et

$\chi_n^{(-)*}$ sont les ondes distordues entrantes et sortantes, et ψ_i et ψ_f sont les fonctions d'onde initiale et finale du noyau. Ce modèle est l'un des plus populaires des modèles de MSD. Cependant d'un point de vue informatique il demande beaucoup plus de temps de calcul que le modèle d'excitons.

2.4.3 Modèle de cascade intranucléaire

Les modèles de cascade intranucléaire (INC) ont été développés pour tenter d'expliquer les expériences de mesures de sections efficaces à des énergies de l'ordre de 100 MeV à quelques GeV. L'idée de base, formulée initialement par Serber [41], est que la longueur d'onde de de Broglie $\lambdabar$ de la particule incidente est suffisamment petite pour que cette particule "voie" les nucléons du noyau cible séparément et développe une cascade d'interactions nucléon-nucléon, bien isolée dans l'espace des phases, qui progressivement partage l'énergie du projectile avec un nombre croissant de nucléons. Pour ce faire il faut que la longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente soit au moins inférieure à la portée de l'interaction nucléaire r_s qui elle-même doit être inférieure à la distance moyenne entre deux nucléons d :

$$\lambdabar \leq r_s < d, \tag{2.43}$$

Etant donné que $r_s \sim 1$ à $1.5\ fm$ et que $d \sim 2$ à $2.5\ fm$, la deuxième inégalité n'est que marginalement vérifiée. La première inégalité conduit à la condition de validité du régime de collision binaire bien séparé : l'énergie de la particule incidente doit être supérieure à 250 MeV.

Bien que l'on puisse résoudre numériquement le système d'équations (2.25) au prix d'hypothèses simplificatrices parfois difficiles à justifier [24], l'utilisation de la méthode Monte Carlo semble plus adéquate étant donné la nature stochastique des réactions nucléaires (la section efficace étant une probabilité d'interaction).

Les modèles de cascade intranucléaire étant utilisés pour reproduire les réactions nucléaires à des énergies supérieures au seuil de production des résonances[5] Δ et des pions, l'approche Monte Carlo permet aisément leur implémentation. Considérer les Δ et les pions dans l'équation (2.25), nécessite une sommation supplémentaire (sur les α') et chaque sommation s'effectuant sur neuf valeurs d'isospin au lieu de deux.

Ces simulations sont semi-classiques car d'une part la cinématique est classique (particule ponctuelle et principe d'incertitude négligé) et d'autre

[5]La résonance Δ représente la structure résonante du continuum $N\pi$.

part l'utilisation du principe d'exclusion de Pauli, de la nature stochastique des états finaux des collisions individuelles et d'un potentiel nucléaire moyen introduit des concepts quantiques.

D'une manière générale pour toutes les cascades intranucléaires, les particules se déplacent selon des trajectoires classiques dans un noyau décrit comme un gaz de Fermi. Des nombres aléatoires sont utilisés pour déterminer le lieu et le type d'interaction ainsi que les directions et les impulsions des particules après collision. L'application du principe d'exclusion de Pauli peut rejeter la collision. Un nucléon est émis quand il atteint la surface nucléaire avec suffisamment d'énergie. Les différents avatars sont suivis dans l'ordre chronologique. Les modèles d'INC ne nécessitent pas l'utilisation de systématique pour reproduire les distributions angulaires des particules émises.

Il existe deux types de cascade intranucléaire :

- La version dite "continue" où le nucléon incident se déplace dans le noyau cible représenté par différentes sphères concentriques et constituées par un milieu continu. Les rayons et les densités des sphères permettent de reproduire une distribution de Woods-Saxon. Le libre parcours moyen, estimé à partir des sections efficaces élémentaires nucléon-nucléon, détermine la position de la collision. Les nucléons issus de cette interaction sont alors suivis et ainsi de suite jusqu'à ce qu'ils aient tous une énergie inférieure à un certain seuil. Les modèles de Bertini [42, 43] ou ISABEL [44, 45] en sont des exemples.
- La version dite "particulaire" où tous les nucléons du noyau incident sont des points bien déterminés dans l'espace des phases (vecteur position et vecteur impulsion). Les collisions ont lieu en fonction de leur distance minimum d'approche et des sections efficaces. Au cours d'une cascade, tous les nucléons sont en mouvements. Le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL) [6], que nous décrirons au chapitre suivant est de ce type.

Après cette étape rapide de cascade intranucléaire, le noyau résiduel se désexcite par évaporation (voir section suivante). Parfois un modèle de prééquilibre, dont la configuration (nombre de particules et de trous, énergie d'excitation) est fournie par le modèle d'INC, est utilisé entre ces deux étapes. La paramétrisation du temps d'arrêt dans le modèle INCL est telle que l'utilisation d'un modèle de prééquilibre n'est pas nécessaire.

2.5 Modèles de réaction par noyau composé

A basse énergie de nombreuses réactions ont lieu par capture du nucléon incident formant ainsi un noyau composé qui se désexcite ensuite par l'émission de particules lentes (voir figures 2.1 et 2.2). La formation du noyau composé est également remarquée par la présence de résonances dans les sections efficaces, dont la largeur étroite justifie la création d'un système composé de vie relativement longue par rapport au temps nécessaire à la particule incidente pour traverser ce noyau ($\tau = \hbar/\Delta E > t_{pass} = 2R/v_{inc}$).

Lors de réactions induites par des particules énergétiques, le noyau excité laissé à la fin de processus directs ou de prééquilibre, peut se désexciter en "évaporant" des particules.

Les temps mis en jeu permettent de considérer que l'énergie d'excitation est statistiquement distribuée de manière uniforme entre les nucléons. L'énergie d'excitation suggère que l'énergie moyenne de chaque nucléon est inférieure à l'énergie nécessaire pour qu'il puisse échapper aux forces nucléaires excercées par les autres nucléons et sortir du noyau. Les particules ne peuvent alors être émises que par des processus statistiques similaires à ceux de l'évaporation des molécules d'eau d'une goutte chauffée. Les deux modèles les plus rencontrés sont : le modèle de Weisskopf-Ewing et le modèle de Hauser-Feshbach.

Les hypothèses principales sont :

– Hypothèse d'indépendance de Bohr : la formation et la décroissance du noyau composé sont des processus indépendants. Dès lors la section efficace peut être factorisée en un facteur décrivant la formation du noyau composé et un facteur décrivant sa décroissance

$$\sigma_{a\to b}(E,E')dE' = \sigma_{a\to CN}(E)P_b(E,E')dE'. \tag{2.44}$$

– Les différentes voies de décroissance sont en compétition statistique pondérée par les densités de niveaux finals.

La densité de niveaux est une grandeur importante pour le calcul des interactions nucléaires à basse énergie. A cette fin notons qu'il existe dans le continu, des modèles semi-empiriques plus ou moins détaillés comme le modèle de Gilbert et Cameron [46]. La densité de niveaux utilisée combine le modèle à température constante à basse énergie

$$\rho_T(E) = \frac{1}{T}exp\left(\frac{E-E_0}{T}\right), \tag{2.45}$$

et le modèle du gaz de Fermi à haute énergie

$$\rho_F(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{exp(2\sqrt{aU})}{\sqrt{E\pi} a^{1/4} U^{5/4}}. \tag{2.46}$$

Dans ces relations le décalage en énergie E_0 et la température T du modèle à température constante sont déterminé pour correspondre au modèle du gaz de Fermi à une énergie E', $U = E - \Delta$, Δ étant l'énergie de parité et a est un paramètre de densité de niveaux. Pour des énergies élevées, les codes de réaction nucléaire utilisent généralement un paramètre de densité de niveaux dépendant de l'énergie, développé par A. V. Ignatyuk et al. [47]. A très basse énergie (dans le domaine discret), la plupart des codes de réactions nucléaires disposent également de bases de données avec les niveaux disponibles.

Pour des énergies d'excitation supérieures à quelques dizaines de MeV, le noyau résiduel pourra émettre plusieurs particules et des évaporations multiples devront être prises en compte.

Après ces processus d'évaporation, le noyau résiduel décroît finalement par émission de γ jusqu'à ce que le noyau atteigne son niveau fondamental.

2.5.1 Modèle de Weisskopf-Ewing

Dans la théorie de Weisskopf-Ewing, seule la conservation de l'énergie, de la charge et de la masse sont prises en compte. La probabilité d'émettre une particule d'énergie E' dans la voie b est donnée par

$$P_b(E, E')dE' = \frac{\Gamma_b(E, E')w_b(U')dE'}{\sum_c \int \Gamma_c(E, E'')w_b(U'')dE''}, \tag{2.47}$$

où $\Gamma_b(E, E')$ exprime la probabilité de décroissance d'un noyau composé d'énergie E par l'émission d'une particule d'énergie E' dans la voie b et $w_b(U)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel d'énergie $U = E - E' - S$ dans la voie b, S étant l'énergie de séparation. La probabilité Γ est donnée par [23]

$$\Gamma_a(E, E')dE' = (2s_a + 1)\frac{\mu_a E'}{\pi^2 \hbar^3} \frac{w_a(U)}{w_{CN}(E)} \sigma_{a\to CN}(E')dE'. \tag{2.48}$$

μ_a est la masse réduite dans la voie a et $\sigma_{a\to CN}(E)$ est la section efficace de formation du noyau composé à partir de la voie a (section efficace de la réaction inverse). Dans la pratique cette section efficace est la section efficace d'absorption donnée par la modèle optique (équation (2.9)), ou tout simplement par une section efficace géométrique.

Dans la pratique, on détermine les différentes probabilités partielles par l'équation (2.48), et on utilise des nombres aléatoires pour déterminer la voie de sortie ($\Gamma_a / \sum_b \Gamma_b$). Une fois la voie de sortie choisie, l'énergie de la particule émises est déterminée à partir de la relation (2.48). On procède ainsi de suite avec les noyaux résiduels jusqu'à ce que l'énergie disponible ne permette plus d'émettre de particules.

Ce modèle est à la base des codes d'évaporation couplés aux codes de cascade intranucléaire et de prééquilibre.

2.5.2 Modèle de Hauser-Feshbach

Selon le modèle de Hauser et Feshbach, la probabilité d'émettre une particule d'énergie E' dans la voie b (de moment angulaire l) est donnée par le rapport entre le facteur de transmission conduisant à la voie b et la somme de tous les facteurs de transmissions

$$P_{bl}(E,E')dE = \frac{\sum_{jl} T_{blj}}{\sum_c \sum_{jl} T_{clj}}. \tag{2.49}$$

Comme précédemment en utilisant la section efficace d'absorption donnée par le modèle optique pour déterminer la section efficace de formation du noyau composé,

$$\sigma_{a\to CN}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T^j_{al}, \tag{2.50}$$

l'équation de Hauser-Feshbach s'écrit finalement [23]

$$\sigma_{a\to b}(\theta) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{Jljl'j'} \frac{(2J+1)}{(2s+1)(2s'+1)} A_J(jl,j'l';\theta) \frac{T^J_{alj} T^J_{bl'j'}}{\sum_c \sum_{l''j''} T^J_{cl''j''}}. \tag{2.51}$$

Dans cette expression, $A_J(jl,j'l';\theta)$ est un facteur qui tient compte du couplage des moments angulaires.

La théorie de Hauser et Feshbach peut être étendue au calcul des sections efficaces vers le domaine des états continus en pondérant l'expression (2.51) par les densités de niveaux finals.

La relation (2.51) est formellement similaire à la relation (2.38) développée dans le cadre du modèle MSC.

Notons qu'en sommant sur tous les moments angulaires l'équation de Hauser et Feshbach, on retrouve les formules de Weisskopf et Ewing [23].

Chapitre 3

Le modèle de cascade intranucléaire de Liège

3.1 Introduction

A l'origine, le modèle de cascade intranucléaire de Liège (INCL) était un modèle de collisions entre ions lourds [48]. Suite d'une part à l'émergence de théories complexes mieux adaptées aux collisions entre ions lourds et d'autre part le besoin de disposer d'outils performants pour la description des réactions de spallation, ce modèle fût spécialisé pour la simulation des interactions nucléon-noyau. Entre 1985 et 2002, les différents ingrédients de INCL4 ont été progressivement implémentés et testés [6, 49–57].

Dans ce chapitre nous allons décrire la version 4.2 du modèle de cascade intranucléaire de Liège publiée en 2002. La référence [8] en donnant une description détaillée, nous nous limiterons ici à une description globalement plus modeste. Néanmoins certains points essentiels seront précisés, afin de permettre au lecteur de mieux comprendre les implications des développements réalisés dans les chapitres suivants.

3.2 Réactions de spallation par la méthode de Monte Carlo

Il est généralement admis qu'une réaction de spallation se déroule en deux étapes (voir chapitre 2) : une étape rapide au cours de laquelle le projectile perd progressivement son énergie par des collisions binaires avec les nucléons du noyau cible, et une étape plus lente de désexcitation du noyau

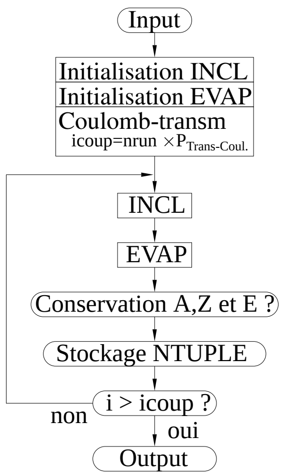


Fig. 3.1: Schéma du programme d'appel général

résiduel. Il va donc de soi qu'une réaction de spallation soit simulée par un modèle de cascade intranucléaire, ici le modèle de cascade intranucléaire de Liège, suivie par un modèle d'évaporation (voir chapitre 2). Les codes d'évaporation souvent rencontrés sont les codes de Dresner [58], ABLA [59] ou GEM [60]. Ces codes, basés sur les modèles de réaction par noyau composé, ne font pas l'objet de ce travail et seront décrits brièvement dans l'annexe A. Dans toutes les études effectuées ci-après, et sauf indication contraire, le code INCL4.2 est couplé au code d'évaporation et de fission ABLA.

Les caractéristiques (sections efficaces, spectres des particules émises, résidus, etc.) d'une réaction sont obtenues par simulation Monte Carlo : elles sont calculées par moyenne d'ensembles à partir d'un large échantillon d'occurrences de la réaction appelées "évènements". La figure 3.1 donne le schéma du programme d'appel général. Le programme d'appel va lire dans le fichier de données fourni par l'utilisateur les caractéristiques du noyau cible (masse A_T, charge Z_T, profondeur du potentiel $|V_0|$), de la particule incidente (type : proton, neutron, pion, deuton, ... et donc A_p et Z_p ; énergie cinétique T_p) et la taille de l'échantillon (nombre d'évènements). Ce sont les seules données d'entrée nécessaires. La "force" d'INCL est de ne demander que peu de paramètres, tout en fournissant de bons résultats sur une grande variété de réactions. Après les routines d'initialisation de la cascade intranucléaire, d'initialisation de l'évaporation et la correction du nombre d'évènements à réaliser pour tenir compte des effets coulombiens sur la particule incidente, la simulation des évènements individuels commence. Pour chacun de ceux-ci, les opérations suivantes sont réalisées chronologiquement :

– appel de la routine de cascade intranucléaire (INCL),
– appel de la routine d'évaporation (EVAP),
– tests de conservation du nombre de baryons, de la charge et de l'énergie et,
– finalement, si les tests précédents sont satisfaits, enregistrement des résultats de l'évènement (dans un fichier "NTUPLE").

L'utilisation de nombres aléatoires tant dans la phase de cascade (distribution des nucléons du noyau, choix du paramètre d'impact, choix du type de réaction et des états finals, etc) que dans la phase d'évaporation, permet de générer des évènements individuels différents. A la fin des simulations, on dispose d'un fichier "NTUPLE" qui contient les résultats de tous les évènements réalisés. Cet échantillon est traité par le logiciel PAW++ du CERN [61] afin de reconstruire les grandeurs que l'on désire calculer.

La figure 3.2 donne le schéma du programme de cascade intranucléaire de Liège proprement dit. Chaque cascade commence par le calcul des caractéristiques du projectile (impulsion et position sur la surface nucléaire), les caractéristiques du noyau cible (distribution des nucléons dans l'espace des phases) et le temps d'arrêt de la cascade. Ensuite sur base de ces données, tous les avatars possibles sont enregistrés dans la matrice des temps t_{ab} (voir plus loin). Une fois cette matrice créée, le processus de cascade proprement dit peut commencer. Les avatars sont traités chronologiquement. Avant chaque avatar, toutes les particules sont déplacées dans l'intervalle de temps correspondant et l'avatar est traité. Les quatre avatars possibles sont :

– collision baryon-baryon ($BB \Leftrightarrow BB$),
– décroissance d'une résonance[1] Δ ($\Delta \rightarrow N\pi$),
– collision pion-nucléon ($\pi N \rightarrow \Delta$),
– traversée de la surface nucléaire ou réflexion sur la surface nucléaire.

Après avoir traité l'avatar (que celui-ci ait été effectivement réalisé ou non), la matrice des temps est mise à jour en y retirant d'une part les événements faisant intervenir la particule ayant vu son état modifié et d'autre part en y ajoutant tous les nouveaux avatars impliquant cette nouvelle particule. La cascade intranucléaire est arrêtée quand la matrice

[1]Dans le modèle INCL le Δ est considéré comme une particule. La référence [62] donne une discussion complète concernant le rôle des particules Δ en physique nucléaire.

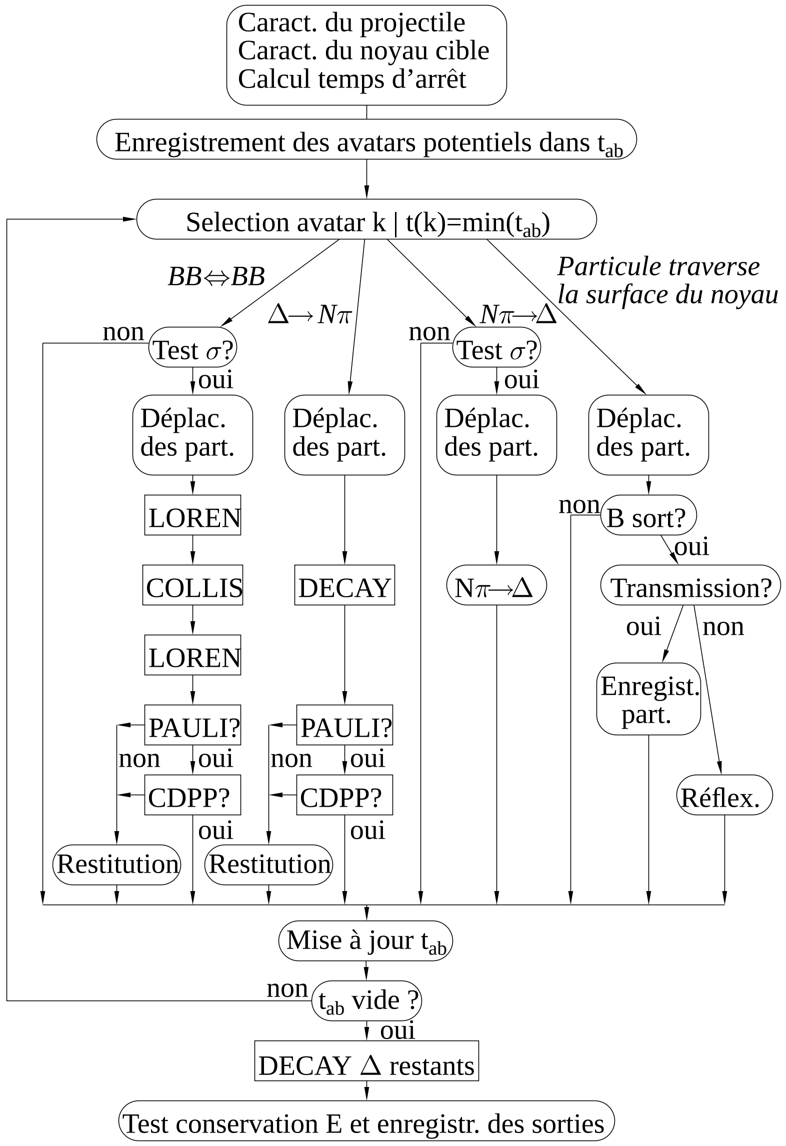


Fig. 3.2: Schéma du programme de cascade intranucléaire INCL

des temps est vide : plus aucun avatar n'est prévu ou du moins, plus aucun avatar pour lequel le temps cumulé depuis le début de la cascade, est inférieur au temps d'arrêt. Finalement les Δ encore présents dans le noyau subissent une désexcitation forcée et les lois de conservation de la masse, de la charge et de l'énergie sont vérifiées.

Caractéristiques du noyau cible

Au début de chaque cascade intranucléaire, les positions et les impulsions des nucléons sont distribuées de manière aléatoire. Afin de tenir compte d'une surface diffuse, les positions des nucléons sont déterminées à partir d'une distribution de la densité de Woods-Saxon tronquée à grande distance :

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1+exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} & r \leq R_{max}, \\ 0 & r > R_{max}. \end{cases} \tag{3.1}$$

Dans ces relations, ρ_0 est une valeur de normalisation ($= 0.17\ fm^{-3}$), les valeurs du rayon R_0 et de la diffusivité a ont été paramétrées à partir de mesures de diffusion d'électrons. La troncation $R_{max} = R_0 + 8a$ permet d'éviter de trouver des nucléons trop loin du centre du noyau.

Les impulsions des nucléons sont générées aléatoirement selon le modèle du gaz de Fermi (voir section 2.2). Pour faciliter la propagation des nucléons et le calcul a priori de l'instant où les avatars sont prévus, on considère un puits carré. Cependant, ce puits ne peut pas être unique parce que les particules rapides vont plus loin que les particules lentes. Les distributions en $\vec{r}$ et en $\vec{p}$ sont donc dépendantes l'une de l'autre. On va dès lors définir un puits carré dont le rayon dépend du module de l'impulsion $R(p)$. Cette fonction doit correspondre à la densité $\rho(r)$ choisie, et pour la trouver on requiert que le nombre de nucléons dans la tranche $d\rho$ soit le même que dans la tranche dp (zones hachurées sur la figure 3.3),

$$\frac{A_T}{\frac{4\pi}{3}p_F^3}\frac{4\pi}{3}dp^3 = \frac{4\pi}{3}r^3\frac{d\rho(r)}{dr}dr. \tag{3.2}$$

En intégrant cette équation en tenant compte des conditions limites suivantes : $R(0) = 0$ et $R(p_F) = R_{max}$, on obtient la fonction $R(p)$, qui permet de corréler les positions r et les impulsions p

$$\left(\frac{p}{p_F}\right)^3 = -\frac{4\pi}{3A_T}\int_0^{R(p)}\frac{d\rho(r)}{dr}r^3dr. \tag{3.3}$$

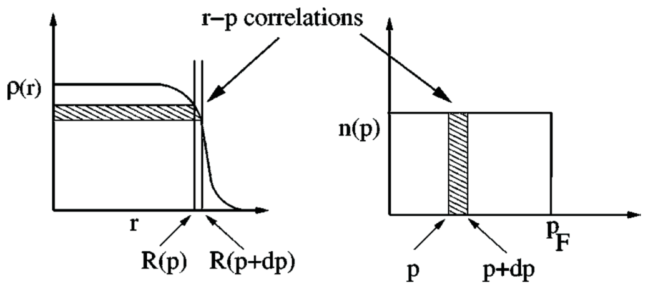


Fig. 3.3: Illustration des corrélations choisies entre les positions et les impulsions. Figure extraite de la référence [6]. Voir texte pour les détails.

Dans cette relation p_F est l'impulsion de Fermi (cf. section 2.2) et A_T est le nombre total de nucléons dans le noyau cible. La distribution initiale des nucléons dans l'espace des phases est donnée par

$$\frac{dn}{d^3\vec{r}d^3\vec{p}} = f(\vec{r},\vec{p}) = A_T \frac{\theta_H(R(p) - |\vec{r}|)\theta_H(p_F - |\vec{p}|)}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 R(p)^3 p_F^3} \tag{3.4}$$

On peut montrer que l'utilisation d'un potentiel de profondeur $|V_0|$ et de rayon $R(p)$ dépendant de l'impulsion, permet de stabiliser le noyau cible. En l'absence de collisions, les nucléons se déplacent librement, mais les distributions (moyennes) en $\vec{r}$ et en $\vec{p}$ restent inchangées.

En pratique, la distribution des nucléons dans le noyau s'effectue de la manière suivante :

- une dizaine de valeurs de la fonction $R(p)$ sont calculées en utilisant l'équation (3.3) lors de l'initialisation de la cascade (INITIALISATION INCL dans le programme d'appel) et les valeurs intermédiaires sont déterminées par interpolation linéaire,
- l'impulsion $\vec{p}$ est tirée au hasard dans une sphère de rayon p_F,
- et la position $\vec{r}$ est tirée au hasard dans une sphère de rayon $R(p)$.

Caractéristiques du projectile

Dans le fichier d'entrée l'utilisateur introduit le type de particule incidente (n, p, π, d, t, ^3He, ^4He) et son énergie cinétique (T_{inc}). A partir de ces données, nous déterminons les grandeurs suivantes

- le $\beta_{inc} = \sqrt{T_{inc}^2 + 2T_{inc}m_pc^2}/(T_{inc} + m_pc^2)$,
- le $\gamma_{inc} = \left(1 - \beta_{inc}^2\right)^{-1/2}$,

– l'énergie totale $E_{inc} = m_p c^2 \gamma_{inc} + |V_0|$ et
– l'impulsion $p_{inc}c = \sqrt{E_{inc}^2 - m_p c^2}$ de la particule incidente dans le noyau cible,

où $m_p c^2$ est la masse de la particule incidente en MeV et V_0 est le potentiel. Notons que dans le cas d'un pion incident, il est supposé ne pas ressentir de potentiel ($V_0 = 0$ MeV).

Le paramètre d'impact est choisi aléatoirement selon une loi linéaire de sorte que l'on trouve une densité homogène de particules incidentes dans la section droite au faisceau. La valeur maximale du paramètre d'impact est donnée par la valeur R_{max} à laquelle on ajoute le rayon quadratique moyen du projectile dans le cas d'un composite incident. L'angle azimutal d'entrée est tiré au hasard. Au début de l'évènement, la particule incidente est placée sur la surface du noyau cible et à l'intérieur de celui-ci.

Dans le cas d'un composite incident, le code commence par décrire ce dernier dans le repère de son centre de masse. Les positions et les impulsions des $(A_{inc} - 1)$ premiers nucléons sont tirées au hasard selon des probabilités gaussiennes. La position et l'impulsion du dernier nucléon sont choisies de sorte que l'impulsion totale soit nulle dans le repère du centre de masse et que la position de celui-ci soit à l'origine dans ce repère. Le premier nucléon du composite à pénétrer dans le noyau est placé à la surface et à l'intérieur du noyau, et son énergie cinétique est augmentée de $|V_0|$. Au cours d'un évènement, d'autres nucléons du composite peuvent atteindre la surface et pénétrer dans le noyau cible. C'est pourquoi lors du passage de la surface nucléaire par un nucléon, un test est prévu pour tenir compte de la pénétration éventuelle d'autres nucléons du composite incident (voir figure 3.2).

Calcul du temps d'arrêt de la cascade

Dans le modèle INCL, le temps d'arrêt de la cascade est déterminé de manière auto-consistante. Pour ce faire, différentes grandeurs caractéristiques de la dynamique de la réaction (moyennées sur un grand nombre de simulations) ont été suivies dans le temps, telles que l'énergie d'excitation, sa dérivée temporelle, l'énergie cinétique moyenne des particules émises et la mesure de l'anisotropie de l'impulsion des nucléons. Les résultats obtenus montrent qu'il existe un temps qui permet de séparer, en moyenne, les variations rapides des variations lentes de toutes ces grandeurs. A cet instant, on constate également la résorption de l'anisotropie des impulsions et l'émission isotrope de nucléons relativement peu énergétiques. De telles émissions étant typiques des processus d'évaporation, il est donc naturel de choisir cet instant comme temps d'arrêt de l'étape de cascade intranucléaire. Ce temps, paramétré dans INCL4, est donné par :

$$t_{arret} = f t_0 (A_T/208)^{0.16}, \tag{3.5}$$

où t_0 vaut 70 fm/c pour un nucléon incident[2] et 60 fm/c pour un pion incident. De ce fait le modèle de cascade intranucléaire de Liège détermine lui-même son temps d'arrêt. Il est possible pour l'utilisateur de modifier ce temps en jouant sur la valeur du paramètre f, option d'entrée du programme. Dans la suite de notre étude, nous n'avons pas modifié le temps d'arrêt de la cascade. Néanmoins les modifications que nous apporterons, pourraient conduire à une nouvelle paramétrisation de ce temps d'arrêt.

Création de la matrice des temps t_{ab}

Le modèle de cascade intranucléaire de Liège suit les avatars d'un évènement dans l'ordre chronologique. C'est pourquoi au début de chaque cascade le modèle remplit la matrice des temps t_{ab}. Cette dernière contient tous les avatars possibles ainsi que les temps auxquels ils sont censés se produire. Les avatars potentiels sont :

- Collision entre deux baryons. Les collisions $NN \to NN$, $NN \Leftrightarrow N\Delta$, $N\Delta \to N\Delta$ et $\Delta\Delta \to \Delta\Delta$ sont prises en compte. Les collisions $N\Delta \to \Delta\Delta$ sont quant à elle négligées.
- Désintégration d'une résonance Δ en un nucléon et un pion ($\Delta \to N\pi$).
- Collision entre un pion et un nucléon ($\pi N \to \Delta$).
- Transmission ou réflexion d'un baryon sur la surface nucléaire.

Comme les particules se déplacent en ligne droite, il est possible à un moment donné, de prévoir à quel moment un avatar aura lieu. Pour les collisions, on considère que l'avatar se produit lorsque les particules ont atteint leur distance minimum d'approche. Pour la désintégration du Δ, c'est au bout du temps de vie qui lui est attribué. Pour les transmissions et/ou les réflections, l'avatar se produit naturellement quand les particules atteignent le rayon $R(p)$ correspondant. Tous ces temps sont rangés dans une matrice des temps. Néanmoins, afin de limiter la taille de cette matrice, on vérifie directement pour les collisions si la distance minimum d'approche d_{min} est suffisamment petite pour avoir un réel avatar, c'est-à-dire

[2] Comme nous venons de le voir, un composite incident est en fait considéré comme un ensemble de nucléons individuels qui pénètrent chacun à leur tour dans le noyau.

si $d_{min} < \sqrt{\sigma_{tot}(s)/\pi}$, où $\sigma_{tot}(s)$ est la section efficace totale de réaction et $\sqrt{s}$ est l'énergie totale dans le centre de masse. Pour la même raison, on ne retient pas les avatars potentiels si le temps correspondant excède le temps d'arrêt. Enfin, on ne considère pas les collisions entre "spectateurs". Un nucléon "spectateur" est un nucléon qui n'a fait l'objet d'aucun avatar. Au début, tous les nucléons de la cible sont "spectateurs" et le nucléon incident est le seul nucléon "participant", (c'est-à-dire non "spectateur"). Bien évidement les nucléons "spectateurs" deviennent "participants" au cours de la réaction.

Pour être complet, disons que les collisions entre pions et entre un pion et un Δ sont négligées, et que les pions, ne ressentant, par hypothèse, aucun potentiel, ne peuvent être réfléchis à la surface nucléaire.

Au moment initial, l'avatar potentiel correspondant au minimum de la matrice des temps est considéré. Toutes les particules sont propagées d'un seul coup jusqu'à ce temps. L'avatar est réalisé ou non suivant les critères ci-dessous. La matrice des temps est éventuellement réactualisée et l'avatar potentiel correspondant au minimum de cette nouvelle matrice est sélectionné. Les particules sont à nouveau propagées d'un seul coup et le processus est réitéré jusqu'à ce que le temps sélectionné soit supérieur au temps d'arrêt, où le processus est arrêté. Notons qu'il peut se faire qu'aucun avatar n'ait été réalisé, auquel cas on se trouve devant un évènement vide.

Collision baryon-baryon ($BB \Leftrightarrow BB$)

Pour un tel avatar potentiel, le modèle s'assure que la distance minimum d'approche soit inférieure à $\sqrt{\sigma_{tot}(s)/\pi}$. Ensuite toutes les particules sont déplacées dans l'intervalle de temps correspondant à l'occurrence de l'avatar considéré.

Les sections efficaces différentielles élémentaires pour les collisions entre baryons sont définies dans le repère du centre de masse du système des deux baryons. Or dans le code, les positions et les impulsions sont données dans le système du laboratoire. La sous-routine LOREN est appelée pour transformer la dynamique d'un repère à l'autre à partir des valeurs de β,

$$\frac{\beta_i}{c} = \frac{p_i(B_1) + p_i(B_2)}{E(B_1) + E(B_2)}, \quad i = x, y, z. \tag{3.6}$$

Les sections efficaces de collision entre deux baryons sont paramétrées à partir de données expérimentales baryon-baryon [56, 57]. Ces sections efficaces sont présentées dans l'annexe B. La collision entre deux baryons est supposée se dérouler dans l'espace libre. Pour déterminer quel type de collision a lieu, le programme utilise des nombres aléatoires et les sections efficaces partielles. L'angle polaire de diffusion dans le système du centre de masse est tiré au hasard selon une loi paramétrée sur les distributions angulaires expérimentales. L'angle azimutal est généré au hasard. Dans le cas de collision inélastique, une résonance Δ est créée dont le temps de vie est attribué de manière aléatoire selon la loi exponentielle suivante

$$\rho(\tau) = exp\left(\frac{-q^3}{q^3+180^3}\frac{\Gamma_0}{\hbar}\tau\right), \tag{3.7}$$

où Γ_0 est la largeur caractéristique de la résonance Δ ($\Gamma_0 \sim 115MeV$) et q (en MeV/c) est donné par

$$q = \frac{\sqrt{\left[m_\Delta^2-(m_N+m_\pi)^2\right]\left[m_\Delta^2-(m_N-m_\pi)^2\right]}}{2m_\Delta}. \tag{3.8}$$

La masse du Δ est choisie de manière aléatoire selon une distribution Lorentzienne centrée sur la masse moyenne de la résonance Δ (1232 MeV), et de largeur 130 MeV (cf. section efficace pion-nucléon, équation (3.10)). Toutes ces opérations sont réalisées dans la sous-routine COLLIS. Ensuite, un second appel de la sous-routine LOREN, permet de tout ré-exprimer dans le système du laboratoire.

Nous avons dit que les collisions entre baryons se déroulent comme dans l'espace libre. Néanmoins le modèle tient compte d'un effet de milieu : la présence des autres nucléons par la vérification que le principe d'exclusion de Pauli n'est pas violé (sous-routine PAULI). Cette vérification s'effectue donc a posteriori. La collision ne sera acceptée que si l'état final de chacun des nucléons n'est pas dans une zone de l'espace des phases trop peuplée. Une zone de test dans l'espace des phases est construite autour de chacun des nucléons issus de COLLIS. On compte ensuite le nombre de nucléons compris dans ce volume et on calcule le taux d'occupation dans l'espace des phases autour du nucléon i : f_i. Finalement la collision sera acceptée selon la probabilité[3] $(1-f_i)(1-f_j)$. Cette procédure est appelée implémentation statistique du principe de Pauli.

Après avoir vérifié que l'application du principe de Pauli ne rejette pas la collision, un test supplémentaire est effectué : l'énergie d'excitation due

[3]voir équation (2.25)

au réarrangement de la mer de Fermi ne peut être négative. C'est ce que vérifie la sous-routine CDPP (Consistent Dynamical Pauli Principle, voir plus loin dans ce chapitre, sous-section "Fin de la cascade intranucléaire").

Lorsque l'interaction est bloquée par PAULI ou par CDPP, les caractéristiques de toutes les particules avant l'avatar sont restituées.

Désintégration d'une résonance Δ ($\Delta \rightarrow N\pi$)

La décroissance du Δ est anisotrope et la distribution angulaire choisie pour les pions produits est donnée sur le référentiel du Δ par [57]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1 + 3\lambda cos^2\theta_\pi, \tag{3.9}$$

où θ_π est l'angle entre la direction du pion et la direction du Δ. L'hélicité λ du Δ est donnée par $cos^2\theta$ où θ est l'angle polaire, dans le centre de masse, auquel cette dernière a été produite lors de la collision de deux nucléons. L'hélicité est supposée ne pas changer lors des collisions ultérieures. Dans le cas d'une collision $\pi - N$, l'hélicité étant nulle en moyenne, $\lambda = 0$ [8].

Après décroissance de la résonance Δ, le nucléon créé est soumis au test du principe de Pauli et au test sur l'énergie d'excitation de la mer de Fermi résiduelle (CDPP). Si la désintégration est rejetée, le temps de vie du Δ est augmenté proportionnellement au rapport de la probabilité de rejet par PAULI sur la probabilité de permission de décroissance. C'est la seule voie de production de pions : toutes les productions de pions passent par la création préalable d'une résonance Δ.

Collision pion-nucléon ($N\pi \rightarrow \Delta$)

Tout comme les sections efficaces baryon-baryon, les sections efficaces pion-nucléon ont été paramétrées à partir de données expérimentales. En fait seule la section efficace $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}$ est implémentée, les autres sections efficaces sont déterminées par symétrie isobare (voir Annexe C) [4]. On a

$$\sigma_{\pi^+p} = \frac{q^3}{q^3 + 180^3} \frac{326.5}{1 + 4\left(\frac{\sqrt{s}-1215}{110}\right)^2}, \tag{3.10}$$

où

$$q = \frac{\sqrt{[s - (m_N + m_\pi)^2]\,[s - (m_N - m_\pi)^2]}}{2\sqrt{s}}. \tag{3.11}$$

[4]Dans le domaine de la résonance Δ, seule la section efficace π^+p est nécessaire.

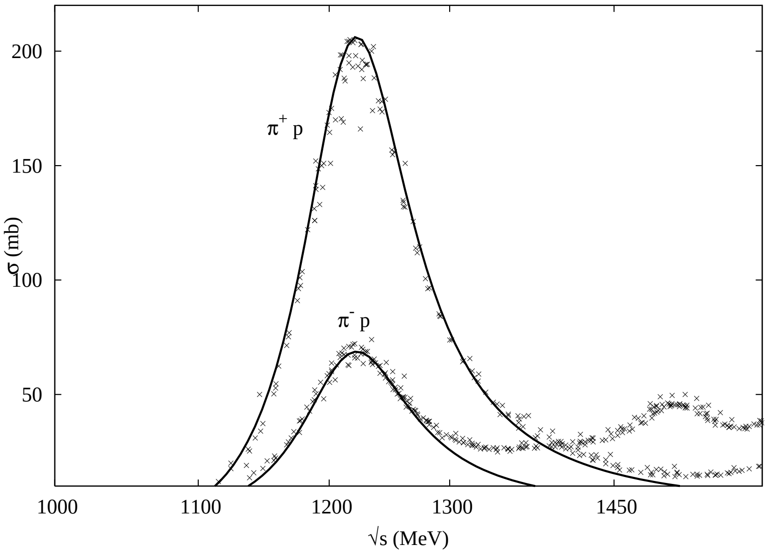


Fig. 3.4: Sections efficaces $\pi^+ - p$ et $\pi^+ - n$. Les données expérimentales, représentées par des croix, sont issues du Particle Data Group [63]. Les lignes continues sont données par l'équation (3.10).

Dans ces relations $\sqrt{s}$ est l'énergie du centre de masse et toutes les masses sont exprimées en MeV et q en MeV/c. La figure 3.4 donne la section efficace pion-nucléon. Seule la section efficace dans la résonance Δ est implémentée. C'est pourquoi dans le modèle on trouve des conditions limites sur l'énergie du centre de masse du système pion-nucléon. L'impulsion et l'énergie du Δ créé sont la somme des impulsions et des énergies du pion et du nucléon initiaux. La masse du Δ est fixée par conservation de l'énergie et de l'impulsion. Un temps de vie est fixé selon la même procédure qu'expliquée ci-dessus.

Traversée de la surface nucléaire

Si la particule qui rencontre la surface nucléaire a suffisamment d'énergie ($T > |V_0|$), elle peut traverser la surface nucléaire selon la probabilité P donnée par :

$$P = \frac{4pp'}{(p+p')^2}G, \tag{3.12}$$

où p et p' sont respectivement les impulsions du baryon à l'intérieur et à l'extérieur du noyau. Le premier facteur correspond à la transmission au travers d'une marche de potentiel et G est le facteur de Gamow tenant compte de l'effet de la barrière coulombienne. Le choix entre la transmission ou la réflexion est déterminé de manière aléatoire. Si la transmission est acceptée, la particule sort du noyau sans réfraction et son énergie à l'extérieur du noyau est donnée par $E_{ext} = E_{int} - |V_0|$. Tout avatar impliquant cet éjectile est par la suite interdit. Si la transmission est refusée ou si la particule n'a pas suffisamment d'énergie, elle est réfléchie sur la surface nucléaire selon les lois de l'optique géométrique.

Fin de la cascade intranucléaire

L'étape de cascade intranucléaire est arrêtée quand il n'y a plus d'avatars potentiels dans la matrice des temps [5]. Après les cascades intranucléaires, toutes les résonances Δ restantes sont forcées de décroitre. Finalement les lois de conservation suivantes sont vérifiées :

- conservation du nombre de baryons : $A_p + A_T = N_{ej} + A_{res}$, où p, T et res se rapportent respectivement, au projectile, au noyau cible et au noyau résiduel et N_{ej} est le nombre de baryons émis,
- conservation de la charge : $Z_p + Z_T = Z_{ej} + Z_\pi + Z_{res}$, où Z_{ej} est la charge totale emportée par les baryons émis et Z_π est la charge de tous les pions restant à la fin de la cascade.
- conservation de l'énergie.

On peut écrire la conservation de l'énergie à n'importe quel instant t, sous la forme suivante

$$T_p = \sum_{j=1}^{N_{ej}(t)} (E_j(t) - m_N c^2) + \sum_{l=1}^{N_\pi(t)} \epsilon_l(t) + E^*(t) + S(t) + E_{recul}(t). \quad (3.13)$$

Dans cette relation T_p est l'énergie cinétique de la particule incidente, $N_{ej}(t)$ et $N_\pi(t)$ sont respectivement, les nombres totaux de baryons éjectés et de pions depuis le début de la cascade jusqu'à l'instant t, $E_j(t)$ est l'énergie totale du baryon j, ϵ_l est l'énergie totale du pion l, $E^*(t)$ est l'énergie d'excitation du noyau résiduel en t, $E_{recul}(t)$ l'énergie de recul du noyau et $S(t)$ est la somme des énergies de séparation des baryons éjectés depuis le début de la cascade jusqu'à l'instant t. Le premier terme du membre de droite tient compte du surplus de masse associé aux Δ. Dans le modèle INCL, l'énergie de séparation est évaluée en considérant que la valeur de l'énergie de Fermi est constante au cours de la cascade, ce qui

[5]Rappelons que les avatars conduisant à un temps cumulé supérieur à t_{arret} ne sont pas enregistrés

est valable dans l'intervalle d'énergie d'utilisation du modèle INCL étant donné le relativement faible nombre de baryons éjectés durant le processus de cascade. On peut dès lors écrire

$$S(t) = (A_T - A_{res}(t))(|V_0| - T_F), \tag{3.14}$$

où T_F est l'énergie cinétique correspondant à l'impulsion de Fermi p_F.

Etant donné que INCL conserve exactement l'énergie, on peut également écrire,

$$\begin{aligned} T_p + \sum_{i=1}^{A_T}(T_i(0) - |V_0|) &= \sum_{j=1}^{N_{ej}(t)} (E_j(t) - m_N c^2) + \sum_{l=1}^{N_\pi(t)} \epsilon_l(t) \qquad (3.15) \\ &+ \sum_{k=1}^{A_{res}(t)} (E_k(t) - m_N c^2 - |V_0|) + E_{recul}(t). \end{aligned}$$

Dans cette relation, valable à tout instant t, $T_i(0)$ est l'énergie cinétique du nucléon i à l'instant $t = 0$ ($T_i(0) = E_i(0) - m_N c^2$ car au début de la cascade il n'y a pas de Δ présent dans le noyau). Les relations (3.13) à (3.15) permettent d'obtenir la valeur de l'énergie d'excitation,

$$E^*(t) = \sum_{k=1}^{A_{res}(t)} (E_k(t) - m_N c^2) - \left[\sum_{i=1}^{A_T} T_i(0) - (A_T - A_{res}(t))T_F\right]. \tag{3.16}$$

A la fin de la cascade intranucléaire, le modèle INCL utilise cette expression pour évaluer l'énergie d'excitation du noyau résiduel. Cette énergie est transmise aux routines d'évaporation et, ou, de fission. Toutes les résonances Δ devant décroître à la fin de la cascade, on a $E_k(t_{arret}) - m_N c^2 = T_k(t_{arret})$. En séparant les sommes sur les baryons en sommes sur les baryons dont l'énergie cinétique est inférieure et supérieure à l'énergie de Fermi T_F, on arrive à l'expression suivante,

$$\begin{aligned} E^*(t) &= \sum_{k=1}^{A_{res;T>T_F}(t)} (E_k(t) - m_N c^2 - T_F) \qquad (3.17) \\ &+ \left\{ \sum_{j=1}^{A_{res;T\leq T_F}(t)} (E_j(t) - m_N c^2) - \left[\sum_{i=1}^{A_T} T_i(0) - (A_T - A_{res;T\leq T_F}(t))T_F\right]\right\}. \end{aligned}$$

Dans cette équation, le terme entre crochets représente, à tout instant t pendant l'étape de cascade intranucléaire, l'état fondamental de la mer de Fermi du résidu (dépeuplée des $(A_T - A_{res})$ nucléons qui ont été soit émis, soit amenés à une énergie supérieure à T_F). Le terme entre accolades correspond donc à l'énergie d'excitation due au réarrangement à l'intérieur de la mer de Fermi. C'est ce terme qui ne peut devenir négatif lors des collisions baryon-baryon et lors de la décroissance d'un Δ (CDPP).

A la fin de la cascade intranucléaire, le modèle fournit le type (n, p, π^+, π^0, π^-), l'énergie cinétique et la direction dans le système du laboratoire de toutes les particules émises et la masse, la charge, l'énergie d'excitation, l'énergie de recul et la direction du noyau résiduel. Les caractéristiques du noyau résiduel sont transmises aux modèles d'évaporation et de fission.

Chapitre 4

Potentiel moyen des baryons

4.1 Introduction

Les sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons calculées par le modèle de cascade intranucléaire de Liège (version 4.2) couplé au modèle d'évaporation ABLA présentent quelques lacunes. D'abord INCL4.2 ne permet pas de reproduire correctement le pic quasi-élastique, pourtant dominé par des nucléons émis lors de la première collision, alors que la partie du spectre faisant appel à des collisions multiples est correctement prédite. Ensuite, la position du pic quasi-élastique est mieux reproduite pour les réactions $X(p,p')X'$ que pour celles $X(p,n)Y$. L'utilisation du même potentiel moyen pour les protons et les neutrons dans le modèle INCL peut être responsable de cet effet. Par ailleurs le potentiel implémenté est indépendant de l'énergie des particules. Or les études sur le potentiel du modèle optique d'une part (voir section 2.3.3) et le modèle en couches d'autre part (voir section 2.2) ont conduit à des potentiels moyens dépendant de l'énergie. Ces potentiels ont une profondeur de l'ordre de -50 MeV pour des particules peu énergétiques et tendent à s'annuler pour des particules d'énergie cinétique de l'ordre de 200 MeV. Dans ce chapitre nous examinons les effets des dépendances en isospin et en énergie du potentiel nucléaire moyen.

La plupart des modèles de cascade intranucléaire ne tenant compte que d'une seule valeur de l'énergie de séparation S, nous profiterons de cette étude pour introduire une valeur moyenne de cette énergie, dépendant du nombre moyen de nucléons éjectés durant l'étape de cascade.

4.2 Dépendance en isospin

Considérons que les neutrons et les protons se déplacent dans des mers de Fermi caractérisées par des potentiels moyens de profondeurs différentes. Dans le modèle du gaz de Fermi décrit à la section 2.2, le nombre de nucléons est relié à l'impulsion de Fermi par la relation (2.2). On peut donc définir des mers de Fermi pour les neutrons et les protons par le relation suivante

$$I = \int_0^{p_F^i} d\mathcal{N}^i, \qquad (I,i) = (N,n),(Z,p), \tag{4.1}$$

où N est le nombre de neutrons dans le noyau cible et Z le nombre de protons. Les densités d'états de la mer de protons et de neutrons sont données par (la dégénérescence valant 2)

$$d\mathcal{N}^i(p) = 2\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}4\pi p^2 dp, \qquad i = p,n, \tag{4.2}$$

où V est le volume. En introduisant (4.2) dans (4.1), on obtient les impulsions de Fermi p_F^i respectives, que l'on peut écrire

$$p_F^i = p_F(1-\xi\tau_i)^{1/3}, \tag{4.3}$$

où τ_i est le double de la troisième composante de l'isospin du nucléon, p_F est donné par l'équation (2.4) et ξ est le paramètre d'asymétrie

$$\xi = \frac{N-Z}{A} = -\frac{2T_z}{A}. \tag{4.4}$$

La quantité T_z est la composante en z de l'isospin du noyau cible. Finalement les profondeurs des potentiels des mers de protons et de neutrons sont déterminées en utilisant la relation (4.3) et le théorème de Koopman [64] (voir Figure 4.1) [1],

$$V_0^i = T_F^i + S_i = T_F(1-\xi\tau_i)^{2/3} + S_i, \tag{4.5}$$

S_i étant l'énergie de séparation, qui dépend de l'isospin selon le relation

$$S_i = \frac{S_n+S_p}{2} + \tau_i\frac{S_p-S_n}{2}. \tag{4.6}$$

En développant le premier terme de l'équation (4.5) en série et en négligeant

[1] Dans la suite de notre exposé et pour simplifier les notations, nous négligerons le symbole de valeur absolue : $|V| = V$.

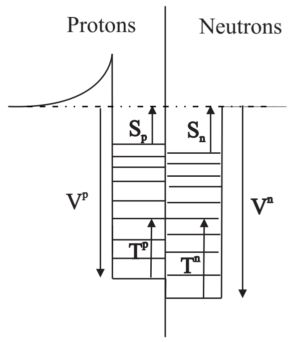


Fig. 4.1: Schéma du noyau avec des potentiels dépendant de l'isospin.

les termes non linéaires (ξ étant relativement petit), nous pouvons réécrire ce potentiel sous la forme suivante

$$V_0^i \cong V_1 + V_2\tau_i, \tag{4.7}$$

avec

$$V_1 = T_F + \frac{S_n + S_p}{2} \; et \; V_2 = -\frac{2}{3}T_F\xi + \frac{S_p - S_n}{2}. \tag{4.8}$$

Pour valider notre paramétrisation, nous allons la comparer avec celle donnée par un potentiel optique phénoménologique. Pour ce faire nous considérons le potentiel de Koning et Delaroche [21,22] où nous ne conservons que la partie réelle du terme de volume

$$V_{opt} = 59.3 + 21\tau_i\xi - 0.024A + \frac{1+\tau_i}{2}\left(0.42\frac{Z}{A^{1/3}} - V_C\right). \tag{4.9}$$

Conformément à la relation (4.7), cette relation conduit aux paramètres suivant

$$V_{1,opt} = 59.3 - 0.024A + \frac{1}{2}\left(0.42\frac{Z}{A^{1/3}} - V_C\right), \tag{4.10}$$

et

$$V_{2,opt} = 21\xi + \frac{1}{2}\left(0.42\frac{Z}{A^{1/3}} - V_C\right). \tag{4.11}$$

Pour le ^{208}Pb, ces relations conduisent aux valeurs suivantes : $V_{1,opt} = 46.2\ MeV$ et $V_{2,opt} = -3.7\ MeV$. En utilisant les équations (4.8) nous obtenons des valeurs proches : $V_1 = 45.9\ MeV$ et $V_2 = -5.1\ MeV$, ce qui valide notre paramétrisation. Le tableau 4.1 donne les valeurs des impulsions de Fermi et des potentiels dépendant de l'isospin pour les noyaux de Pb et de Fe.

Tab. 4.1: Impulsion de Fermi et profondeur du potentiel pour le ^{208}Pb et le ^{56}Fe avec ou sans dépendance en isospin.

		p_F^i (MeV/c)	V_0^i (MeV)
Sans dépend. en isospin et $S_n = S_p = 6.8$ MeV		270.34	45.0
Dépend. en isospin			
$^{208}_{82}Pb$	protons	249.75	40.69
	neutrons	288.20	50.27
$^{56}_{26}Fe$	protons	263.74	47.56
	neutrons	276.63	51.13

Eu égard à la rareté des études théoriques sur le potentiel des Δ, nous considérons que ces dernières ressentent le même champ moyen que les nucléons. En d'autres termes un Δ^+ (Δ^0) a le même potentiel qu'un proton (neutron). Le potentiel du Δ^{++} et du Δ^- sont déterminés à partir du potentiel du Δ^+ et du Δ^0 et en considérant une variation linéaire avec l'isospin (ce qui est valable en première approximation, voir équation (4.7)). Notons cependant que certaines études ont conduit à des valeurs du potentiel des Δ légèrement inférieures à celles des nucléons [65, 66].

4.3 Dépendance en énergie

Les confrontations d'une part entre les prévisions des modèles nucléaires et les mesures de la structure nucléaire, et d'autre part les résultats obtenus avec les modèles optiques et les expériences de diffusion de nucléons sur un noyau, ont montré que le champ nucléaire moyen dépend de l'énergie [7, 67, 68]. La phénoménologie, donnée dans les figures 4.2 et 4.3, montre que la profondeur du potentiel nucléaire (partie réelle) décroit approximativement linéairement lorsque l'énergie augmente jusqu'à une énergie de l'ordre de 200 MeV où le potentiel s'annule et reste sensiblement nul pour des énergies supérieures. Les figures 4.2 et 4.3 donnent également les formes des dépendances énergétiques testées :

– Variation linéaire avec l'énergie

$$V_0^i(E) = \begin{cases} V_0^i(E_F^i) - \alpha_i(E - E_F^i) & pour \quad E < E_0, \\ 0 & pour \quad E \geq E_0. \end{cases} \tag{4.12}$$

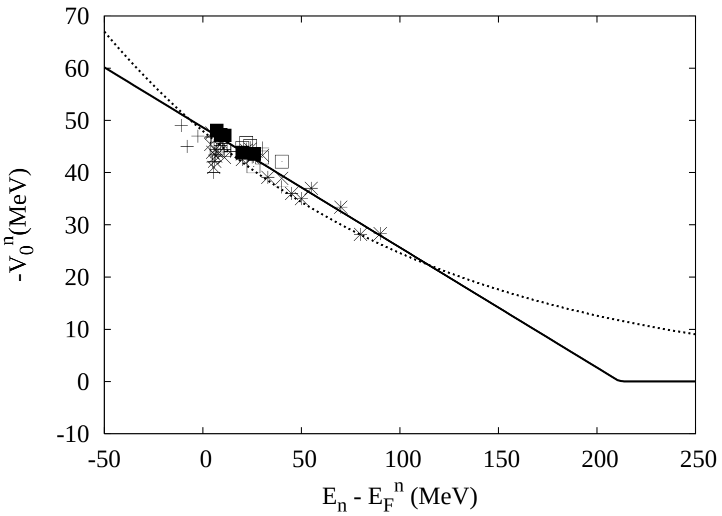


Fig. 4.2: Dépendance en énergie de la partie réelle du potentiel des neutrons. Cible de ^{208}Pb. Les (+) sont extraites de [69], (×) de [70], (∗) de [71], (□) de [72] et (■) de [73]. La variation linéaire (exponentielle) en énergie est donnée par la ligne continue (pointillée).

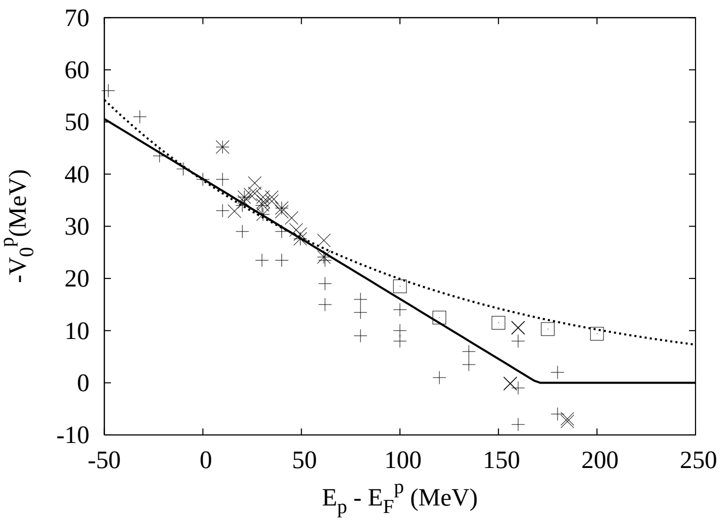


Fig. 4.3: Dépendance en énergie de la partie réelle du potentiel des protons. Cible de ^{208}Pb. Les (+) sont extraites de [7], (×) de [74], (∗) de [70] et (□) de [75]. La variation linéaire (exponentielle) en énergie est donnée par la ligne continue (pointillée).

Où $E = T - V_0^i(E)$ et $E_F^i = T_F^i - V_0^i(E_F^i)$. E_0 détermine l'énergie pour laquelle le potentiel s'annule. Selon [68] nous prendrons $\alpha_n = \alpha_p = 0.23$. $V_0^i(E_F^i)$ est égal au potentiel donné par l'équation (4.5).

– Variation exponentielle

$$V_0^i(E) = V_0^i(E_F^i)exp(-\beta_i(E - E_F^i)), \tag{4.13}$$

avec $\beta_n = \beta_p = 0.00681$ comme dans [7,76].

Il est évident que, pour une énergie égale à l'énergie de Fermi, on retrouve bien $V_0^i(E_F^i)$. Notons que la dépendance en isospin est également observée sur ces figures. Les valeurs du potentiel des neutrons et des protons pour l'énergie de Fermi sont consistantes avec celles données à la table 4.1. Pour les Δ, étant donné le manque de données théoriques concernant la variation du potentiel avec l'énergie, celle-ci est négligée dans notre étude.

4.4 Modifications apportées au modèle INCL

D'une manière générale, on introduit un vecteur supplémentaire dans INCL qui contient à tout moment les valeurs absolues des potentiels de tous les baryons $(V(i); i = 1, .., (A_T + A_p))$.

Pour simplifier l'implémentation de la dépendance en énergie dans le modèle INCL, les potentiels sont exprimés en fonction de l'énergie cinétique. Les expressions suivantes sont alors obtenues :

– Pour la variation linéaire avec l'énergie

$$V_0^i(T) = \begin{cases} V_0^i(T_F^i) - \frac{\alpha}{1-\alpha}(T - T_F^i) & pour \;\; T < T_0, \\ 0 & pour \;\; T \geq T_0. \end{cases} \tag{4.14}$$

où α est le coéfficient introduit dans la relation (4.20) et T_0 est l'énergie cinétique pour laquelle le potentiel s'annule.

– Pour la variation exponentielle avec l'énergie

$$V_0^i(T) = V_0^i(T_F^i)e^{-\beta_i(T - V_0^i(T) - T_F^i + V_0^i(T_F^i))}, \tag{4.15}$$

où β a été défini par la relation (4.13). La variation exponentielle avec l'énergie implique l'utilisation d'un processus itératif pour déterminer la valeur du potentiel moyen. Le critère de convergence utilisé est 1.10^{-7} et nous prenons une valeur de potentiel de 45 MeV comme première estimation, ce qui est proche de la solution recherchée pour la plupart des nucléons du noyau.

Préparation du noyau et du projectile

Nous avons vu au chapitre 3 qu'au début de chaque cascade toutes les positions et toutes les impulsions des nucléons sont distribués respectivement de manière aléatoire dans une sphère et dans une mer de Fermi. L'utilisation d'une surface diffuse, déterminée par une distribution de Woods-Saxon, et d'un puits carré pour les impulsions nécessitent de corréler les distributions en $\vec{r}$ et en $\vec{p}$ par l'intermédiaire d'une fonction $R(p)$ (équation (3.3)). Avec l'introduction de la dépendance en isospin, les impulsions des neutrons et des protons sont maintenant tirées au hasard dans leur mer de Fermi propre (équation (4.3)). En requérant l'égalité du nombre de nucléons de type i dans la tranche $d\rho^i$ et dans la tranche dp (voir section 3.2), on obtient la relation suivante

$$\left(\frac{p}{p_F^i}\right)^3 = -\frac{4\pi}{3}\frac{2}{A(1-\tau_i\xi)}\int_0^{R(p)}\frac{d\rho^i(r)}{dr}r^3 dr, \tag{4.16}$$

où la densité de nucléons d'isospin i est donnée par

$$\rho^i(r) = \frac{\rho_0^i}{1+\exp\left(\frac{1-R_0}{a}\right)}, \tag{4.17}$$

et en utilisant (4.3),

$$\rho_0^i = \frac{\rho_0}{2}(1-\tau_i\xi), \tag{4.18}$$

où ρ_0 est la densité normale de la matière nucléaire ($= {p_F}^3/(3\pi^2\hbar^3)$), la relation (4.16) est donc équivalente à la relation (3.3) pour autant que les protons et les neutrons aient la même distribution de densité (mêmes paramètres a et R_0 dans leur distribution de Woods-Saxon). La figure 4.4 donne les distributions des densités de protons et de neutrons dans le noyau de ^{208}Pb après introduction de la dépendance en isospin.

Pour le nucléon incident (ou tout nucléon du composite incident), dans le cas où le potentiel dépend linéairement de l'énergie, on peut calculer directement la valeur de son énergie cinétique et donc du potentiel à l'intérieur du noyau à partir de la relation de conservation de l'énergie à l'intérieur et à l'extérieur du noyau.

$$T_{int} - V_0^i(T_{int}) = T_{ext}, \tag{4.19}$$

où les indices int et ext se rapportent aux grandeurs à l'intérieur et à l'extérieur du noyau. En introduisant l'expression de $V_0^i(T_{int})$ donnée par

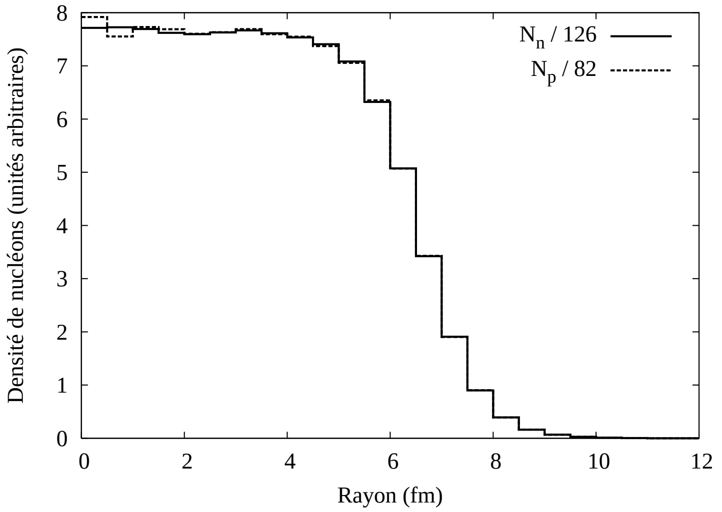


Fig. 4.4: Distribution des densités de protons et de neutrons dans le noyau de ^{208}Pb après introduction de la dépendance en isospin. N_n (N_p) est la densité de neutrons (de protons).

la relation (4.14), on obtient

$$T_{int} = \begin{cases} (1-\alpha)T_{ext} + (1-\alpha)V_0^i(T_F^i) + \alpha T_F^i & pour \;\; T_{ext} < T_0, \\ T_{ext} & pour \;\; T_{ext} \geq T_0. \end{cases} \tag{4.20}$$

T_0 est la valeur pour laquelle le potentiel s'annule.

La dépendance exponentielle nécessite un processus itératif pour estimer les valeurs de l'énergie cinétique et du potentiel du nucléon incident à l'intérieur du noyau.

Sous-routine AECSVT pour les collisions et les décroissances

Lors de collisions entre baryons ou lors de la décroissance d'une résonance Δ, le modèle INCL détermine de manière aléatoire, mais tout en respectant les équations de conservations, les directions et les impulsions des particules issues de cet évènement dans le système du centre de masse (voir chapitre 3).

Les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion lors de l'interaction entre deux baryons ($B_1+B_2 \rightarrow B_3+B_4$) sont, dans le système du laboratoire :

$$\begin{aligned} T_{B1} + m_{B1} - V_{B1}(T_{B1}) + T_{B2} + m_{B2} - V_{B2}(T_{B2}) = \\ T_{B3} + m_{B3} - V_{B3}(T_{B3}) + T_{B4} + m_{B4} - V_{B4}(T_{B4}), \end{aligned} \tag{4.21}$$

$$\vec{p_{B1}} + \vec{p_{B2}} = \vec{p_{B3}} + \vec{p_{B4}}, \tag{4.22}$$

où T est l'énergie cinétique, m est la masse de la particule en MeV (nous avons laissé tomber le c^2 pour simplifier les notations) et V est la valeur absolue du potentiel (selon la convention d'INCL). Dans le cas où le potentiel ne dépend que de l'isospin, les termes de potentiel se compensent du fait que l'isospin est conservé au cours de la collision. Par contre l'introduction de la dépendance en énergie implique une sous-routine supplémentaire pour garantir la conservation de l'énergie, AECSVT (voir ci-dessous).

Etant donné que le potentiel du Δ ne dépend pas de l'énergie et que les pions ne ressentent pas de potentiel (partie réelle), lors de la décroissance d'une résonance Δ, les équations de conservation s'écrivent

$$T_\Delta + m_\Delta - V_\Delta = T_N + m_N - V_N(T_N) + T_\pi + m_\pi, \tag{4.23}$$

$$\vec{p_\Delta} = \vec{p_N} + \vec{p_\pi}. \tag{4.24}$$

Pour un potentiel ne dépendant que de l'isospin, la conservation de l'énergie est réalisée directement. L'implémentation de potentiels dépendant de l'énergie sollicite également l'appel de la sous-routine AECSVT.

La détermination des états finals tout en sauvegardant les relations (4.21) et (4.22) (ou (4.23) et (4.24)) n'est pas triviale. Nous avons adopté la procédure suivante. Nous transformons les quadrivecteurs $p_i = (T_{Bi} + m_{Bi}, \vec{p_i})$, $i = 1, 2, 3, 4$ dans le centre de masse, comme s'il n'y avait pas de potentiel. Dans ce système, la direction des impulsions finales (opposées) est tirée au hasard, et leur longueur $p*$ est déterminée univoquement si l'on adopte la conservation de la somme des p_i. Par voie de conséquence, la transformation des nouveaux p_i (p_3, p_4) dans le référentiel du noyau satisfait automatiquement (4.22), mais pas (4.21). Cependant, si les impulsions finales (dans le c.m.) sont multipliées par un facteur f, la conservation de l'impulsion reste acquise et le membre de droite de (4.21) devient une fonction de f, au travers des T_{Bi} et V_{Bi}, $i = 3, 4$. On peut donc choisir f de telle manière que (4.21) soit satisfaite. La détermination de f revient à résoudre une équation algébrique pour f que l'on résout par itération. La sous-routine AECSVT garantit la conservation de l'énergie selon un critère de convergence $\epsilon_{\Delta E}$, tel que

$$|\Delta E| = |(T_{B3} + m_{B3} - V_{B3}(T_{B3}) + T_{B4} + m_{B4} - V_{B4}(T_{B4})) -$$

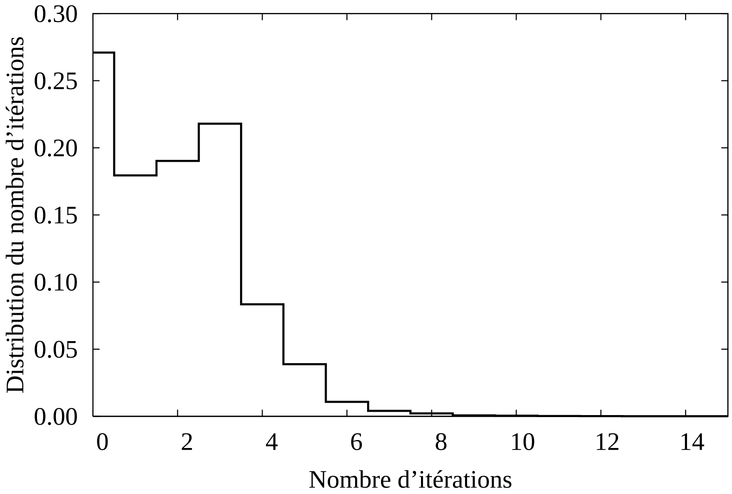


Fig. 4.5: Distribution du nombre d'itérations nécessaires pour assurer la conservation de l'énergie à 1.10^{-4} MeV (voir équation (4.25)). Simulation de protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Le potentiel utilisé varie linéairement avec l'énergie.

$$(T_{B1} + m_{B1} - V_{B1}(T_{B1}) + T_{B2} + m_{B2} - V_{B2}(T_{B2}))| < \epsilon_{\Delta E}. \qquad (4.25)$$

Pour chaque itération, on interpole ou extrapole linéairement pour estimer la valeur de f_{i+1}. Les itérations sont arrêtées si $|\Delta E| < \epsilon_{\Delta E}$ ou si f devient négatif. Ce rejet se produit moins d'une fois par mille appel de AECSVT. Les figures 4.5 et 4.6 donnent les distributions du nombre d'itérations nécessaires pour converger et de la valeur finale de f. Généralement f est proche de l'unité et quelques itérations suffisent. Les figures 4.7 et 4.8 illustrent quelques variations typiques de ΔE en fonction de f. L'utilisation d'interpolations et d'extrapolations linéaires est donc tout à fait justifiée. Les courbes passant par le point (1,0) sont dues soit à des collisions entre un nucléon du noyau cible et une particule suffisamment énergétique pour amener les deux particules à des énergies cinétiques T>200 MeV, soit à la formation d'un Δ et d'un nucléon d'énergie cinétique T>200 MeV. Dans les deux cas, les deux baryons produits ont un potentiel nul, ce qui explique qu'aucune itération n'est nécessaire. La plupart des cas où il n'y a pas conservation de l'énergie, proviennent d'un seuil de réaction induit par la dépendance en énergie du potentiel : un nucléon d'énergie cinétique élevée (donc de potentiel nul) interagit avec un nucléon de faible énergie cinétique (donc de potentiel important) pour former un Δ de faible énergie cinétique

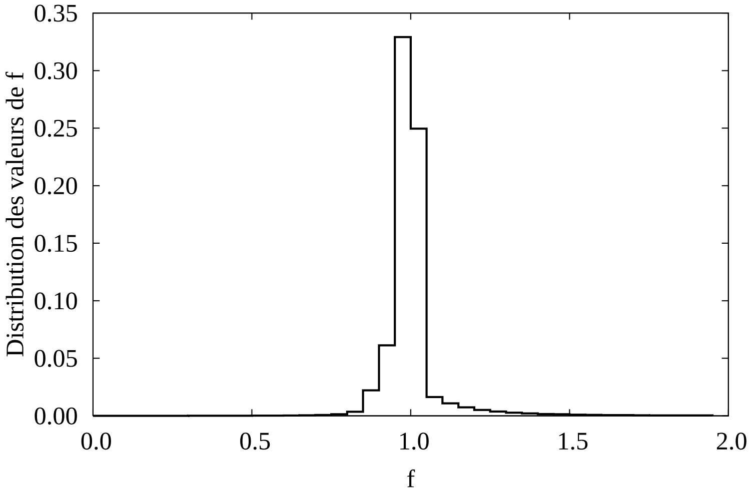


Fig. 4.6: Distribution de la valeur finale de f. Protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Le potentiel utilisé varie linéairement avec l'énergie.

et un nucléon d'énergie cinétique encore relativement élevée. Etant donné que les deux particules issues de la collision ont un potentiel nul, la seule façon de conserver l'énergie est de réduire les impulsions, ce qui s'avère finalement impossible car l'impulsion du Δ est trop petite.

Deux tests supplémentaires sont effectués pour éviter au programme d'itérer indéfiniment ou d'éviter des divisions par des valeurs infiniment petites :

- le nombre d'itérations ne peut être supérieur à 100,
- la pente de la droite d'interpolation ne peut être trop grande (donc éviter les $|\Delta_{\Delta E}| = |\Delta E_{f_{i-1}} - \Delta E_{f_i}| \sim 0$).

Une analyse approfondie (au cas par cas) des différents rejets a montré que certains de ceux-ci étaient inhérents à l'algorithme utilisé, alors que l'on avait quasi la conservation de l'énergie. C'est pourquoi, nous avons introduit un paramètre complémentaire k qui lors d'un rejet éventuel, permet finalement d'accepter la collision selon le critère $k \times \epsilon_{\Delta E}$. Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 donnent les évolutions du nombre de cas rejetés et acceptés, de la section efficace de réaction et du nombre de neutrons en fonction des critères de convergence introduit ci-dessus. La figure 4.9 montre que pour des valeurs de $\epsilon_{\Delta E}$ inférieures à 1.10^{-4} MeV, la section efficace de réaction diminue du fait de l'augmentation du nombre de cas rejetés. Il faut aussi remarquer qu'à partir de cette valeur, le nombre de neutrons

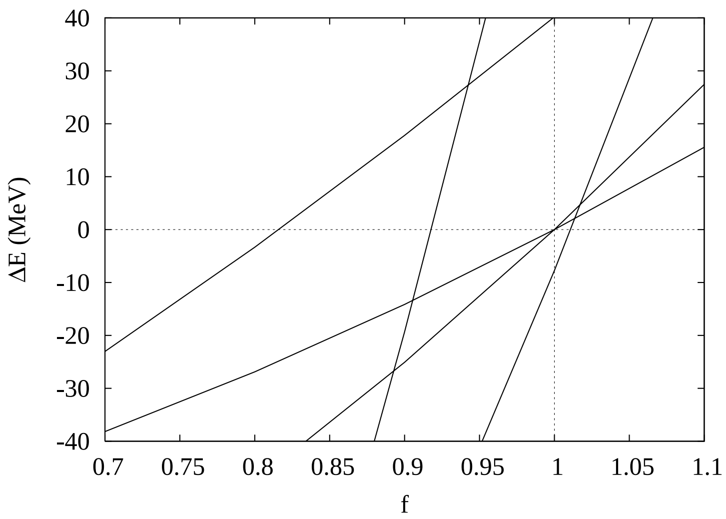


Fig. 4.7: Variations typiques de ΔE en fonction de f. Protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Le potentiel utilisé varie linéairement avec l'énergie.

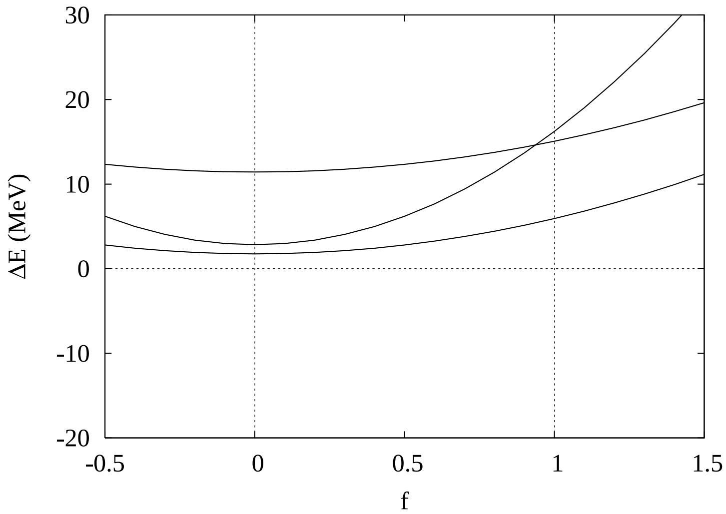


Fig. 4.8: Variations typiques de ΔE en fonction de f dans le cas où il n'y a pas de solution. Protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Le potentiel utilisé varie linéairement avec l'énergie.

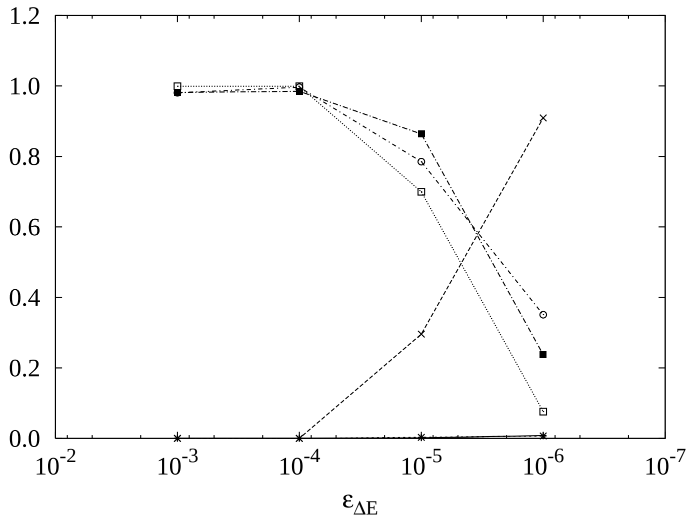


Fig. 4.9: Variation en fonction de $\epsilon_{\Delta E}$ et par appel de la sous-routine AECSVT, de la fréquence de cas rejetés pour f $<$ 0 ($+$), pour $\Delta_{\Delta E}$ petit ($\times$) et pour plus de 100 itérations ($*$) et de la fréquence de cas acceptés ($\square$). Le rapport entre la section efficace de réaction calculée et la section efficace de réaction expérimentale ($\blacksquare$) et le rapport du nombre de neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV et du nombre de neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV obtenu avec la version où le potentiel ne dépend que de l'isospin ($\circ$) sont également représentés. Pour cette analyse, k vaut 5.0 et $\Delta_{\Delta E} = 1.10^{-6}$ MeV. Variation linéaire du potentiel avec l'énergie.

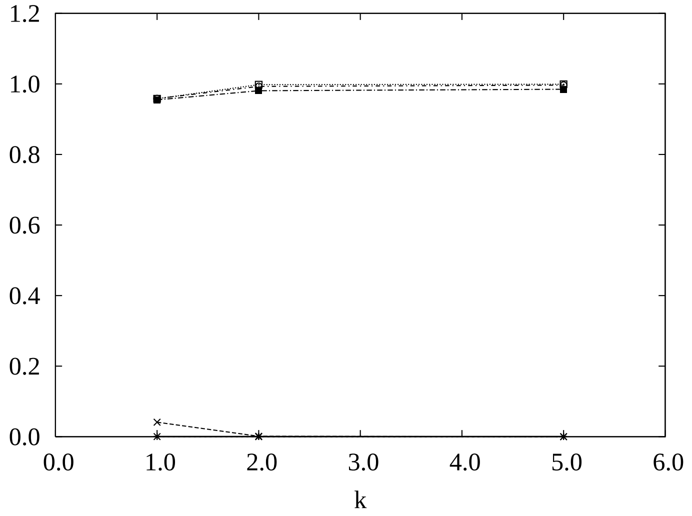


Fig. 4.10: Idem figure 4.9 en fonction du paramètre k. $\epsilon_{\Delta E} = 1.10^{-4}$ MeV et $\Delta_{\Delta E} = 1.10^{-6}$ MeV. Variation linéaire du potentiel avec l'énergie.

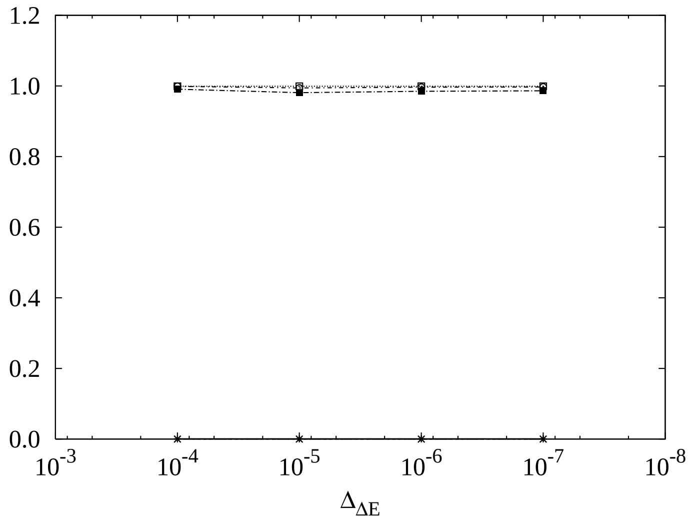


Fig. 4.11: Idem figure 4.9 en fonction de la pente $\Delta_{\Delta E}$. $\epsilon_{\Delta E} = 1.10^{-4}$ MeV et $k = 5.0$. Variation linéaire du potentiel avec l'énergie.

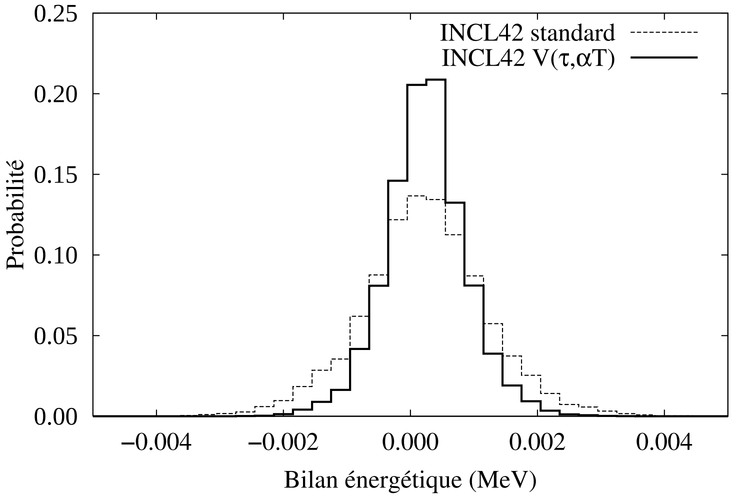


Fig. 4.12: Distribution des évènements en fonction du bilan énergétique à la fin de chaque cascade (MeV). Simulation de protons de 800 MeV sur une cible de *Pb*.

d'énergie supérieure à 20 MeV émis diminue. Il nous parait clair qu'utiliser un critère de convergence de 1.10^{-6} MeV conduit à une détérioration importante des résultats. Les figures 4.10 et 4.11 montrent que le choix des paramètres k et $\Delta_{\Delta E}$ a peu d'influence sur les observables choisies. Nous utiliserons par la suite $\epsilon_{\Delta E} = 1.10^{-4}$ MeV, $k = 2$ et $\Delta_{\Delta E} = 1.10^{-7}$ MeV. Le choix de ces paramètres a été réalisé à partir de la version où le potentiel dépend linéairement de l'énergie. Nous conserverons ces mêmes valeurs dans le cas de la dépendance exponentielle. D'un point de vue du temps de calcul, nous n'avons observé aucune augmentation significative.

Pour chaque évènement, le modèle INCL conserve l'énergie selon l'équation (3.13). En fait des erreurs d'arrondi peuvent conduire à de très légères variations (autorisées). C'est pourquoi nous allons finalement vérifier que l'introduction de ce processus itératif et des critères de convergence qui en découlent ne détériorent pas les bilans énergétiques. La figure 4.12 montre que ces bilans restent acceptables. La réduction du nombre d'avatars par évènement dans le modèle INCL modifié peut expliquer que les bilans sont moins dispersés (voir section 4.5.1).

Collision pion-nucléon

L'introduction des dépendances en isospin et en énergie n'implique que peu de modifications à la description des interactions $\pi + N \rightarrow \Delta$. Les équations de conservation sont

$$\vec{p_N} + \vec{p_\pi} = \vec{p_\Delta}, \tag{4.26}$$

$$T_N + m_N - V_N(T_N) + T_\pi + m_\pi = T_\Delta + m_\Delta - V_\Delta, \tag{4.27}$$

dans le système du laboratoire et

$$\vec{p'_N} + \vec{p'_\pi} = 0, \tag{4.28}$$

$$T'_N + m_N - V'_N(T'_N) + T'_\pi + m_\pi = m_\Delta - V'_\Delta, \tag{4.29}$$

dans le système du centre de masse. L'équation (4.29) permet de déterminer directement la masse du Δ étant donné que toutes les autres grandeurs sont connues.

CDPP

On peut réécrire les équations de conservation données au chapitre 3 (relations (3.13) et (3.15)) en introduisant la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons et en laissant tomber la dépendance en temps t pour simplifier les notations,

$$T_p = \sum_{j=1}^{N_{ej}} (E_j - m_N c^2) + \sum_{l=1}^{N_\pi} \epsilon_l + E^* + S + E_{recul}, \tag{4.30}$$

et

$$\begin{aligned} T_p + \sum_{i=1}^{A_T} (T_i - V(\tau_i, T_i)) &= \sum_{j=1}^{N_{ej}} (E_j - m_N c^2) + \sum_{l=1}^{N_\pi} \epsilon_l \\ &\quad + \sum_{k=1}^{A_{res}} (E_k - m_N c^2 - V(\tau_k, T_k)) + E_{recul}. \end{aligned} \tag{4.31}$$

où T_p est l'énergie cinétique de la particule incidente, N_{ej} et N_π sont respectivement les nombres de baryons émis et de pions, E_j est l'énergie totale du baryon j, ϵ_l est l'énergie totale du pion l, E^* est l'énergie d'excitation, E_{recul} est l'énergie de recul du noyau résiduel et τ_i est le double de la troisième composante de l'isospin de la particule i et T_i est son énergie cinétique.

Tout d'abord réécrivons de manière générale l'énergie de séparation totale des baryons émis,

$$\begin{aligned} S &= \Delta^{++}_{ej} S_{\Delta^{++}} + \Delta^{+}_{ej} S_{\Delta^{+}} + (p_{ej} - p_i) S_p \\ &\quad + \Delta^{-}_{ej} S_{\Delta^{-}} + \Delta^{0}_{ej} S_{\Delta^{0}} + (n_{ej} - n_i) S_n, \end{aligned} \tag{4.32}$$

où Δ, p et n représentent le nombre de particules qui sortent (ej) ou qui pénètrent (i) dans le noyau. En faisant l'hypothèse que $S_{\Delta^{++}} = S_{\Delta^{+}} = S_p$ et que $S_{\Delta^{-}} = S_{\Delta^{0}} = S_n$ ce qui semble raisonnable pour les Δ^{+} et Δ^{0} étant donné qu'elles ont respectivement la même troisième composante de l'isospin que les protons et les neutrons, et est acceptable pour les Δ^{++} et Δ^{-},

$$S = (\Delta^{++}_{ej} + \Delta^{+}_{ej} + p_{ej} - p_i) S_p + (\Delta^{-}_{ej} + \Delta^{0}_{ej} + n_{ej} - n_i) S_n. \tag{4.33}$$

En utilisant l'équation de conservation de la charge,

$$Z_T + Z_i = Z_{res} + p_{ej} + \Delta^{+}_{res} + \Delta^{+}_{ej} + 2\Delta^{++}_{res} + 2\Delta^{++}_{ej} - \Delta^{-}_{res} - \Delta^{-}_{ej} + q_\pi, \tag{4.34}$$

où Z_T et Z_i sont respectivement la charge du noyau cible et de la particule incidente, et q_π est la charge totale portée par les pions, et en utilisant l'équation de conservation du nombre de baryons,

$$\begin{aligned} A_T + A_i &= n_{res} + n_{ej} + p_{res} + p_{ej} + \Delta^{++}_{res} + \Delta^{++}_{ej} \\ &\quad + \Delta^{+}_{res} + \Delta^{+}_{ej} + \Delta^{0}_{res} + \Delta^{0}_{ej} + \Delta^{-}_{res} + \Delta^{-}_{ej}, \end{aligned} \tag{4.35}$$

où A est le nombre de masse. Les deux termes entre parenthèses de l'équation (4.33) deviennent,

$$\Delta^{++}_{ej} + \Delta^{+}_{ej} + p_{ej} - Z_i = Z_T - F^{+}_{res} - F^{0}_{ej} - q_\pi, \tag{4.36}$$

et

$$\Delta^{-}_{ej} + \Delta^{0}_{ej} + n_{ej} - N_i = N_T - F^{-}_{res} + F^{0}_{ej} + q_\pi. \tag{4.37}$$

Avec

$$F^{0}_{ej} = \Delta^{++}_{ej} - \Delta^{-}_{ej} = \sum_j \frac{1}{24}(\tau_j^3 - \tau_j) N_{j,ej}, \tag{4.38}$$

$$F^{+}_{res} = p_{res} + \Delta^{+}_{res} + 2\Delta^{++}_{res} - \Delta^{-}_{res} = \sum_j \frac{1+\tau_j}{2} N_{j,res}, \tag{4.39}$$

$$F^-_{res} = n_{res} + \Delta^0_{res} + 2\Delta^-_{res} - \Delta^{++}_{res} = \sum_j \frac{1-\tau_j}{2} N_{j,res}, \qquad (4.40)$$

où N_j est le nombre de particules j et les fonctions F se rapportent aux baryons soit éjectés (ej), soit restants (res) dans le noyau.

Les équations (4.30), (4.31), (4.33), (4.36) et (4.37) conduisent à l'équation de l'énergie d'excitation suivante

$$\begin{aligned} E^* = \quad & \sum_{k=1}^{A_{res}} (E_k - m_N c^2 - V(\tau_k, T_k)) - \sum_{i=1}^{A_T} (T_i - V(\tau_i, T_i)) \\ & +(Z_T - F^+_{res,T\leq T_F(\tau)} - F^0_{ej} - F^0_{res,T>T_F(\tau)} - q_\pi) S_p \\ & +(N_T - F^-_{res,T\leq T_F(\tau)} + F^0_{ej} + F^0_{res,T>T_F(\tau)} + q_\pi) S_n \quad (4.41) \end{aligned}$$

En séparant les sommes sur tous les baryons en somme sur les baryons en dessous et au-dessus de la mer de Fermi, l'équation (4.41) devient

$$\begin{aligned} E^* = \quad & \sum_{\substack{p_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (T - V(\tau,T) + S_p) + \sum_{\substack{n_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (T - V(\tau,T) + S_n) \\ & + \sum_{\substack{\Delta^+_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T) + S_p) \\ & + \sum_{\substack{\Delta^0_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T) + S_n) \\ & + \sum_{\substack{\Delta^{++}_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T) + S_p) \\ & + \sum_{\substack{\Delta^-_{res} \\ T>T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T) + S_n) \\ & + \sum_{\substack{A_{res} \\ T\leq T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T)) - \sum_{A_T} (T - V(\tau,T)) \\ & +(Z_T - F^+_{res,T\leq T_F(\tau)} - F^0_{ej} - F^0_{res,T>T_F(\tau)} - q_\pi) S_p \\ & +(N_T - F^-_{res,T\leq T_F(\tau)} + F^0_{ej} + F^0_{res,T>T_F(\tau)} + q_\pi) S_n \qquad (4.42) \end{aligned}$$

Dans cette équation les fonctions F se rapportent aux baryons ayant une énergie soit supérieure ou soit inférieure à l'énergie de Fermi. On peut facilement montrer, par définition de la mer de Fermi, que les six premières sommes (sur les énergies cinétiques supérieures à l'énergie de la mer de Fermi correspondant) sont toujours supérieures à 0. Le test CDPP consiste maintenant à vérifier que les trois derniers termes sont supérieures à 0,

$$\begin{aligned}
&\sum_{\substack{A_{res}\\ T\leq T_F(\tau)}} (E - m_N c^2 - V(\tau,T)) - \sum_{A_T}(T - V(\tau,T)) \\
&+(Z_T - F^{+}_{res,T\leq T_F(\tau)} - F^0_{ej} - F^0_{res,T>T_F(\tau)} - q_\pi)S_p \\
&+(N_T - F^{-}_{res,T\leq T_F(\tau)} + F^0_{ej} + F^0_{res,T>T_F(\tau)} + q_\pi)S_n > 0. \quad (4.43)
\end{aligned}$$

Energie de séparation

Dans le modèle INCL4.2, l'énergie de séparation pour tous les nucléons est fixée à $S_n = S_p = 8\,MeV$. Si l'énergie de séparation est en moyenne proche de cette valeur, pour certains noyaux on observe des écarts de quelques MeV et l'énergie de séparation d'un proton est parfois différente de l'énergie de séparation d'un neutron. Pour le ^{12}C, on a $S_n = 18.7\,MeV$ et $S_p = 16.0\,MeV$ [77]. C'est pourquoi dans la version améliorée, l'énergie de séparation d'un neutron et d'un proton est une donnée. Afin de tenir compte de la variation de la mer de Fermi pendant l'étape de cascade intranucléaire, et donc des énergies de séparation, nous avons introduit une valeur moyenne donnée par

$$\overline{S_k} = \vec{W}\vec{S_k}, \quad k = n, p. \quad (4.44)$$

Le vecteur $\vec{W}$ exprime la probabilité d'occurence d'un noyau durant l'étape de cascade et le vecteur $\vec{S_k}$ contient les énergies de séparation de ces différents noyaux. Dans le domaine d'énergie d'utilisation d'INCL deux neutrons et deux protons sont émis en moyenne durant la cascade (pour des protons incidents de 800 MeV). On peut donc se limiter aux six chaînes suivantes

$$\begin{aligned}
{}^{A}_{Z}X \quad &\rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-2}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-3}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p\,, \\
&\rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-3}_{Z-1}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p\,, \\
&\rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{0}n\,, \\
&\rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-3}_{Z-1}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p\,, \\
&\rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{0}n\,, \\
&\rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-2}_{Z-2}X + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}X + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{1}_{0}n\,.
\end{aligned}$$

Si toutes les chaines sont équiprobables, le vecteur $\vec{W}$ est

$$\vec{W} = \left[\begin{array}{ccccccccc} 0.2 & 0.1 & 0.033 & 0.1 & 0.133 & 0.1 & 0.033 & 0.1 & 0.2 \end{array} \right]. \qquad (4.45)$$

$\vec{S^k}$ est le vecteur colonne des énergies de séparation

$$\vec{S_k} = \begin{bmatrix} S_k^{A,Z,N} \\ S_k^{A-1,Z,N-1} \\ S_k^{A-2,Z,N-2} \\ S_k^{A-1,Z-1,N} \\ S_k^{A-2,Z-1,N-1} \\ S_k^{A-3,Z-1,N-2} \\ S_k^{A-2,Z-2,N} \\ S_k^{A-3,Z-2,N-1} \\ S_k^{A-4,Z-2,N-2} \end{bmatrix}. \qquad (4.46)$$

En utilisant les valeurs de Audi, Wapstra et Thibault [77], nous obtenons ainsi pour le noyau de ^{208}Pb : $\overline{S_n} = 8.21\, MeV$, $\overline{S_p} = 9.47\, MeV$; et pour le noyau de ^{56}Fe : $\overline{S_n} = 10.56\, MeV$ et $\overline{S_p} = 9.35\, MeV$. Etant donné le faible nombre moyen de particules émises durant l'étape de cascade, ces valeurs restent finalement proches des énergies de séparation du noyau initial. C'est pourquoi nous avons généralement utilisé les valeurs des énergies de séparation du noyau cible uniquement.

Il faut encore signaler que nous avons également introduit, dans la dernière version (voir chapitre 8), la possibilité de calculer automatiquement l'énergie de séparation

$$S_n = M_{A-1,Z} - M_{A,Z} \quad et \quad S_p = M_{A-1,Z-1} - M_{A,Z}, \qquad (4.47)$$

où les valeurs des masses sont données par le modèle de la goutte liquide de Weizsacker, modèle implémenté dans les routines de ABLA,

$$M_{A,Z} = -15.56A + 17.23A^{2/3} + 0.7Z\frac{Z-1}{(A-1)^{1/3}} + 23.6\frac{(A-2Z)^2}{A}. \qquad (4.48)$$

Fin de la cascade

A la fin de la cascade le programme vérifie les équations de conservation du nombre de baryons, de la charge et de l'énergie (voir chapitre 3). Etant donné que le potentiel moyen dépend de l'énergie, on détermine maintenant l'énergie d'excitation du noyau résiduel (en utilisant les équations (4.30) et (4.31)) par

$$E^* = \sum_{k=1}^{A_{res}} (E_k - m_N c^2 - V(\tau_k, T_k)) - \sum_{i=1}^{A_T} (T_i - V(\tau_i, T_i)) - S, \qquad (4.49)$$

avec S calculé selon la relation (4.33).

4.5 Résultats

Les résultats obtenus avec le modèle modifié successivement de la dépendance en isospin et de la dépendance en énergie sont comparés à ceux fournis par le modèle standard. Ces modèles sont confrontés à des mesures expérimentales obtenues en bombardant des protons sur des noyaux de ^{209}Bi, de ^{208}Pb et de ^{56}Fe, noyaux pertinents pour la conception de cibles de spallation. Les résultats étudiés ici concernent les multiplicités, les spectres de particules, et les résidus.

4.5.1 Multiplicités de particules

Les tables 4.2 à 4.8 donnent pour les différentes versions (modifications) d'INCL, les multiplicités des particules par réaction, induites par des protons sur des noyaux de ^{208}Pb et de ^{56}Fe. Pour des énergies incidentes inférieures à 1 GeV on a simulé 2000000 évènements, 1500000 évènements à 1 GeV et 1000000 évènements à 1.2 GeV. Ces nombres d'évènements conduisent à des erreurs statistiques inférieures à 0.1 % sur les multiplicités de nucléons et au maximum de 2 % sur les multiplicités de pions.

L'introduction de la dépendance en isospin a pour effet principal de réduire le nombre de neutrons produits pendant l'étape de cascade intranucléaire. Cette réduction est évidement plus importante pour le noyau de Pb où l'asymétrie entre le nombre de neutrons et de protons est plus grande (voir tables 4.2 à 4.6). Pour le plomb, la multiplicité de protons de cascade est augmentée. Ces effets sont simplement la conséquence de la modification des impulsions de Fermi pour les noyaux non symétriques. Comparée au modèle standard (voir table 4.1), l'impulsion de Fermi de la mer de protons est diminuée et celle de la mer de neutrons est augmentée. Etant donné que l'énergie de Fermi du modèle amélioré (tant pour les

Tab. 4.2: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée.

		Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$	$V(\tau, e^{-\beta T})$
E^* (MeV)		58.5	61.1	62.7	68.3
n	2-20 MeV	3.32	3.43	3.44	3.73
	$>$ 20 MeV	1.13	1.03	1.02	0.99
	cascade	1.66	1.50	1.40	1.34
	evap.	5.51	5.74	5.88	6.31
	total	**7.17**	**7.24**	**7.28**	**7.64**
p	cascade	1.17	1.25	1.23	1.21
	evap.	0.05	0.05	0.05	0.07
	total	**1.22**	**1.30**	**1.28**	**1.28**
π^-		0.0037	0.0047	0.0018	0.0021
π^0		0.0104	0.0098	0.0046	0.0055
π^+		0.0103	0.0080	0.0033	0.0039

Tab. 4.3: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 597 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée.

		Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$	$V(\tau, e^{-\beta T})$
E^* (MeV)		99.9	102.7	105.1	115.8
n	2-20 MeV	5.77	5.90	5.89	6.37
	$>$ 20 MeV	2.02	1.84	1.79	1.77
	cascade	2.78	2.52	2.32	2.23
	evap.	8.24	8.49	8.67	9.30
	total	**11.02**	**11.01**	**10.99**	**11.53**
p	cascade	1.91	2.04	1.98	1.96
	evap.	0.20	0.21	0.21	0.26
	total	**2.11**	**2.25**	**2.19**	**2.22**
π^-		0.037	0.037	0.032	0.032
π^0		0.076	0.074	0.071	0.072
π^+		0.078	0.081	0.077	0.078

Tab. 4.4: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée. Données expérimentales de la référence [78].

		Exp	Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$	$V(\tau, e^{-\beta T})$
E^* (MeV)			119.9	123.1	126.9	140.7
n	2-20 MeV	*6.5 ±0.7*	6.81	6.97	7.01	7.59
	> 20 MeV	*1.9 ±0.2*	2.49	2.28	2.22	2.21
	cascade		3.33	3.05	2.82	2.72
	evap.		9.30	9.59	9.85	10.58
	total		**12.63**	**12.65**	**12.67**	**13.30**
p	cascade		2.23	2.38	2.32	2.29
	evap.		0.33	0.32	0.34	0.41
	total		**2.56**	**2.70**	**2.65**	**2.71**
π^-			0.059	0.058	0.052	0.052
π^0			0.110	0.111	0.106	0.107
π^+			0.110	0.115	0.112	0.113

Tab. 4.5: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1000 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée.

		Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$	$V(\tau, e^{-\beta T})$
E^* (MeV)		135.2	138.8	145.2	161.3
n	2-20 MeV	7.54	7.73	7.88	8.50
	> 20 MeV	2.86	2.63	2.58	2.57
	cascade	3.77	3.44	3.21	3.10
	evap.	10.02	10.36	10.75	11.54
	total	**13.79**	**13.80**	**13.96**	**14.63**
p	cascade	2.49	2.66	2.60	2.57
	evap.	0.43	0.43	0.46	0.56
	total	**2.92**	**3.09**	**3.06**	**3.14**
π^-		0.084	0.082	0.075	0.076
π^0		0.145	0.147	0.139	0.141
π^+		0.141	0.145	0.141	0.143

Tab. 4.6: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1200 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée. Données expérimentales de la référence [78].

		Exp	Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$	$V(\tau, e^{-\beta T})$
E^* (MeV)			147.9	151.7	160.5	178.7
n	2-20 MeV	*8.3±0.8*	8.10	8.30	8.54	9.20
	> 20 MeV	*2.7±0.3*	3.17	2.93	2.90	2.89
	cascade		4.12	3.78	3.55	3.43
	evap.		10.56	10.92	11.43	12.27
	total		**14.68**	**14.70**	**14.98**	**15.69**
p	cascade		2.70	2.87	2.83	2.80
	evap.		0.53	0.53	0.57	0.71
	total		**3.23**	**3.40**	**3.40**	**3.51**
π^-			0.109	0.106	0.100	0.101
π^0			0.180	0.179	0.172	0.174
π^+			0.166	0.173	0.169	0.170

Tab. 4.7: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{56}Fe. L'énergie d'excitation est également donnée.

		Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$
E^* (MeV)		40.5	43.5	46.3
n	2-20 MeV	1.17	1.22	1.25
	> 20 MeV	0.87	0.80	0.81
	cascade	1.14	1.04	1.01
	evap.	1.40	1.50	1.58
	total	**2.54**	**2.54**	**2.59**
p	cascade	1.43	1.38	1.34
	evap.	0.77	0.82	0.88
	total	**2.20**	**2.20**	**2.22**
π^-		0.0033	0.0038	0.0013
π^0		0.0116	0.0120	0.0046
π^+		0.0136	0.0134	0.0049

Tab. 4.8: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{56}Fe. L'énergie d'excitation est également donnée. Données expérimentales de la référence [78].

		Exp	Standard	$V(\tau)$	$V(\tau, \alpha T)$
E^* (MeV)			69.7	73.2	79.8
n	2-20 MeV	*1.7±0.2*	1.97	2.02	2.11
	> 20 MeV	*1.4±0.1*	1.64	1.55	1.54
	cascade		1.94	1.81	1.73
	evap.		2.25	2.36	2.54
	total		**4.20**	**4.17**	**4.27**
p	cascade		2.23	2.17	2.12
	evap.		1.26	1.30	1.40
	total		**3.49**	**3.47**	**3.52**
π^-			0.051	0.051	0.044
π^0			0.132	0.132	0.122
π^+			0.164	0.163	0.155

protons que pour les neutrons) reste proche de celle du modèle standard, l'énergie moyenne d'un proton est supérieure à l'énergie moyenne d'un neutron du noyau cible. Il est dès lors plus facile d'éjecter un proton et plus difficile d'émettre un neutron que dans le cas du modèle standard (voir figure 4.13). Dans le cas du noyau de Fe plutôt symétrique (voir tables 4.7 et 4.8), on constate que la multiplicité des protons émis durant la cascade intranucléaire, est réduite. Cet effet résulte de l'introduction d'énergies de séparation supérieures à celles utilisées dans le modèle standard.

La production de pions est également influencée par cette modification : pour des protons incidents de 256 MeV, plus de π^- et moins de π^+ sont émis. Il n'est pas évident d'expliquer cet effet. Par cascade on observe, numériquement, nettement plus de Δ^- et moins de Δ^{++} formées par des protons de 256 MeV, suite à l'introduction de la dépendance en isospin. Notons qu'à cette énergie incidente, on est très proche du seuil d'inélasticité. L'introduction de la dépendance en isospin a pour effet de réduire de quelques MeV, par rapport au modèle standard, l'énergie cinétique du proton incident à l'intérieure du noyau. Ce qui diminue la section efficace inélastique pp et donc, principalement, la production de Δ^{++} (voir annexe C). D'un autre côté, on a l'effet inverse sur la section efficace inélastique nn. Cependant, l'effet de l'introduction de la dépendance en isospin sur les sections efficaces inélastiques pp ou nn n'est finalement que

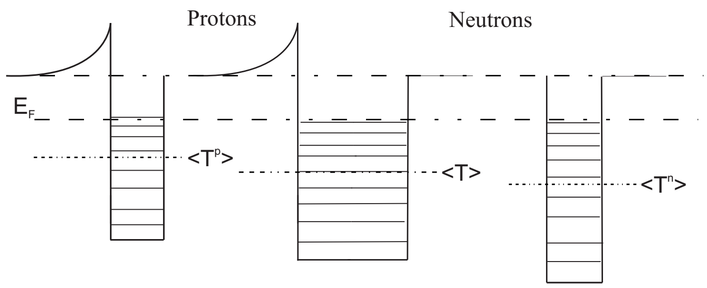


Fig. 4.13: Energie moyenne des protons et des neutrons dans le cas du modèle standard (centre) et du modèle avec dépendance en isospin (mer de neutrons à l'extrémité droite ; mer de protons à l'extrémité gauche).

de 3%. Nous verrons au chapitre suivant qu'avant d'émettre un pion, un processus complexe faisant intervenir plusieurs collisions se passe dans le noyau. Pour des protons incidents d'énergie supérieure (tables 4.4 à 4.6), l'effet de la dépendance en isospin sur la formation de Δ est évidement plus faible étant donné les énergies mises en jeu. L'introduction de la dépendance en isospin réduit les émissions de π^- et augmente les émissions de π^+. Ici on peut partiellement expliquer ces observations à partir des décroissances des résonances Δ. En effet, la production d'un π^- à partir d'un Δ^0 doit être réduite due au blocage de Pauli sur le proton créé plus "efficace" dans la version modifiée par rapport à la version standard. Inversément, il est plus facile de produire un π^+. Ces observations sont, bien sûr, moins marquées pour le noyau de Fe (voir tables 4.7 et 4.8).

La dépendance en isospin conduit à une augmentation de l'énergie d'excitation du noyau résiduel issu de la phase de cascade intranucléaire, ce qui a pour effet d'accroître les particules produites durant la phase d'évaporation. On observe donc sur l'ensemble du processus de cascade et d'évaporation une léger accroissement du nombre total de neutrons, la diminution observée pendant la cascade étant compensée par l'augmentation des neutrons d'évaporation. La multiplicité des protons est augmentée à chaque étape de la réaction.

L'introduction de la dépendance linéaire en énergie tend à réduire les multiplicités des particules émises pendant la cascade par rapport à celles obtenues avec modèle où le potentiel ne dépend que de l'isospin. De ce fait la dépendance en énergie amplifie la réduction des neutrons de cascade et atténue l'augmentation des protons de cascade (sur le Pb). Etant donné que la valeur absolue du potentiel varie en sens inverse de l'énergie des nucléons du noyau, l'énergie moyenne des nucléons du noyau est donc plus petite dans le cas où le potentiel dépend de l'énergie et de l'isospin que dans le cas où il n'est fonction que de l'isospin. D'un autre côté, la variation du potentiel avec l'énergie, diminue (par rapport au modèle standard) l'énergie cinétique de la particule pénétrant dans le noyau. On observe une nette réduction des multiplicités de pions pour des protons d'énergie cinétique proche du seuil des réactions inélastiques (voir tables 4.2 et 4.7). Pour des énergies supérieures cet effet est plus faible. La réduction (par rapport au modèle standard) de l'impulsion de la particule incidente dans le noyau permet sans doute d'expliquer cette légère diminution des émissions de pions.

Des multiplicités expérimentales sont également données dans les tables 4.4, 4.6 et 4.8. On observe que nos modifications améliorent les multiplicités de neutrons d'énergie cinétique supérieure à 20 MeV qui sont maintenant proches des mesures expérimentales, et détériorent les multiplicités de neutrons d'énergie inférieure (neutrons d'évaporation).

La table 4.9 donne les multiplicités de protons et de particules α produites par des protons de 1.8 GeV sur une cible d'or. L'augmentation de l'énergie d'excitation améliore également la prédiction des émissions d'α. L'introduction future de la production d'ions légers pendant l'étape de cascade devrait encore améliorer ces résultats en réduisant la multiplicité de protons et en augmentant la multiplicité de particules α.

Tab. 4.9: Multiplicités par réaction de protons d'énergie cinétique comprise entre 2.2 MeV et 26 MeV et de particules α, induites par des protons de 1.8 GeV sur du ^{197}Au. Données expérimentales de la référence [79].

	Exp	Standard	$V(\tau, \alpha T)$
E^* (MeV)		168	185
p	*1.20 ± 0.12*	1.404 ± 0.003	1.427 ± 0.003
^4_2He	*1.03 ± 0.12*	0.835 ± 0.002	0.892 ± 0.002

L'introduction de la dépendance exponentielle conduit à des énergies d'excitation à la fin de la cascade les plus élevées. D'une manière générale, les résultats obtenus avec les dépendances linéaire et exponentielle sont proches et les tendances sont légèrement amplifiées lorsque la variation exponentielle est adoptée.

4.5.2 Spectre de particules

Les sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons et de protons, produites par des protons de 256 MeV, 597 MeV, 800 MeV et 1200 MeV sur des cibles de Pb et de Fe, sont données aux figures 4.14 à 4.22.

Pour la production de neutrons, les deux effets les plus importants suite à l'amélioration de la description du potentiel moyen sont d'une part le décalage du pic quasi-élastique vers les basses énergies et d'autre part, la réduction de la production de neutrons aux énergies intermédiaires. Si dans la majorité des cas, la modification du potentiel moyen améliore la comparaison avec les données expérimentales, les émissions estimées de neutrons d'énergie intermédiaire s'écartent parfois des résultats expérimentaux aux angles arrière. Ces effets sont plus grands pour les versions où le potentiel dépend de l'énergie. Les différences entre les deux types de dépendance en énergie sont très faibles.

Pour les sections efficaces doublement différentielles de production de protons, on constate une légère augmentation des sections efficaces et ce, plus particulièrement pour les angles arrière (voir figure 4.15). La dépendance en énergie tend à amplifier cette observation et introduit un léger décalage du pic quasi-élastique vers les basses énergies, accompagné d'une diminution de l'intensité de ce pic.

Si il est difficile de comprendre ce qui se passe pour la production de nucléons aux énergies intermédiaires, tant pour la production de protons que de neutrons, où le régime de collisions multiples domine, on peut expliquer les effets observés sur le pic quasi-élastique, où domine le régime à une collision. Pour les spectres de production de protons induite par des protons, les deux particules restent dans la même mer de Fermi tandis que pour les réactions de production de neutrons induite par des protons, on substitue un neutron à un proton. Or la dépendance en isospin a pour effet de décaler les énergies des neutrons vers de plus basses énergies que les énergies des protons, ce qui explique que l'on observe un décalage du pic quasi-élastique pour les réactions (p, xn) et non pour les réactions (p, xp). L'introduction de la dépendance en énergie réduit l'énergie moyenne de tous les nucléons et amplifie l'effet observé pour les réactions (p, xn) et conduit à un décalage du pic quasi-élastique pour les réactions (p, xp). Le décalage est cependant moindre pour ces dernières réactions. L'utilisation de l'implémentation stricte du principe de Pauli pour la première collision devrait encore améliorer légèrement l'estimation du pic quasi-élastique [8].

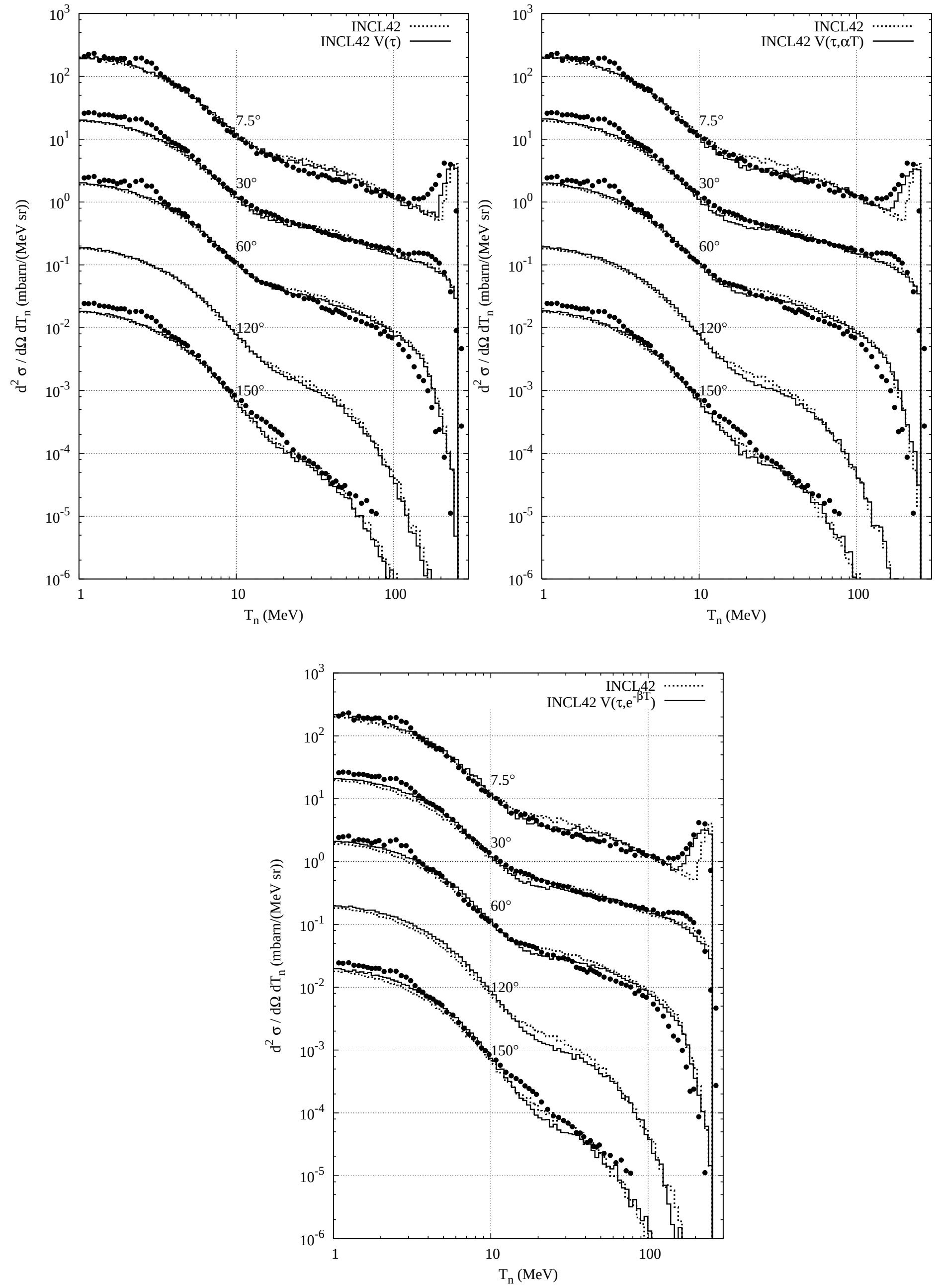


Fig. 4.14: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Les histogrammes en pointillés correspondent aux résultats obtenus avec le modèle standard. Les différents niveaux d'améliorations ($V(\tau)$ en haut à gauche, $V(\tau, \alpha T)$ en haut à droite et $V(\tau, e^{-\beta T})$ en bas) conduisent aux histogrammes en continus. Les données expérimentales sont issues de la référence [80].

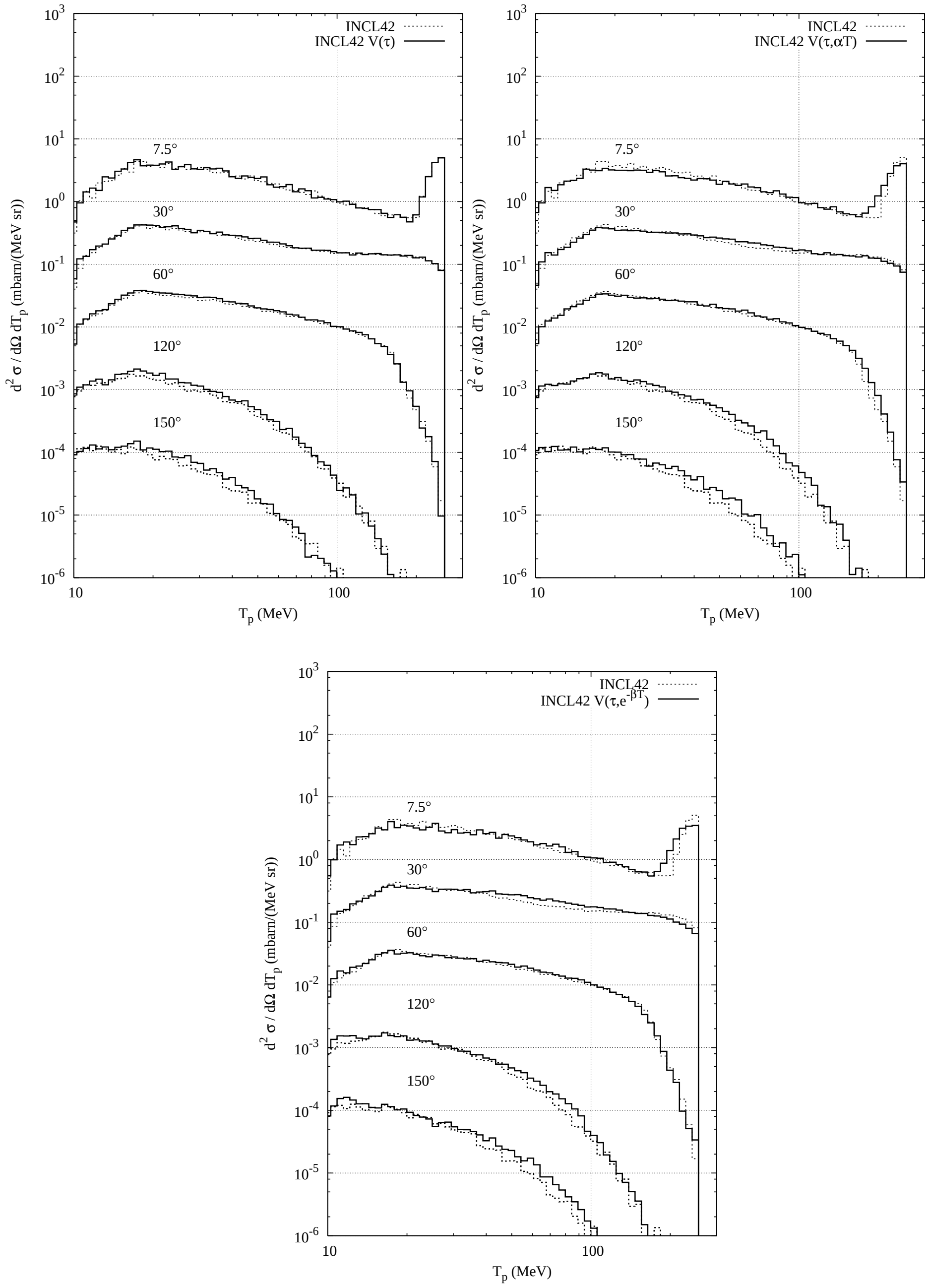


Fig. 4.15: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 4.14.

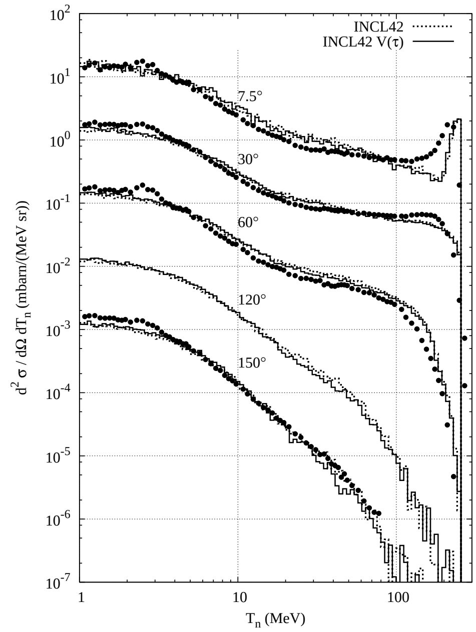


Fig. 4.16: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{56}Fe. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues de la référence [80].

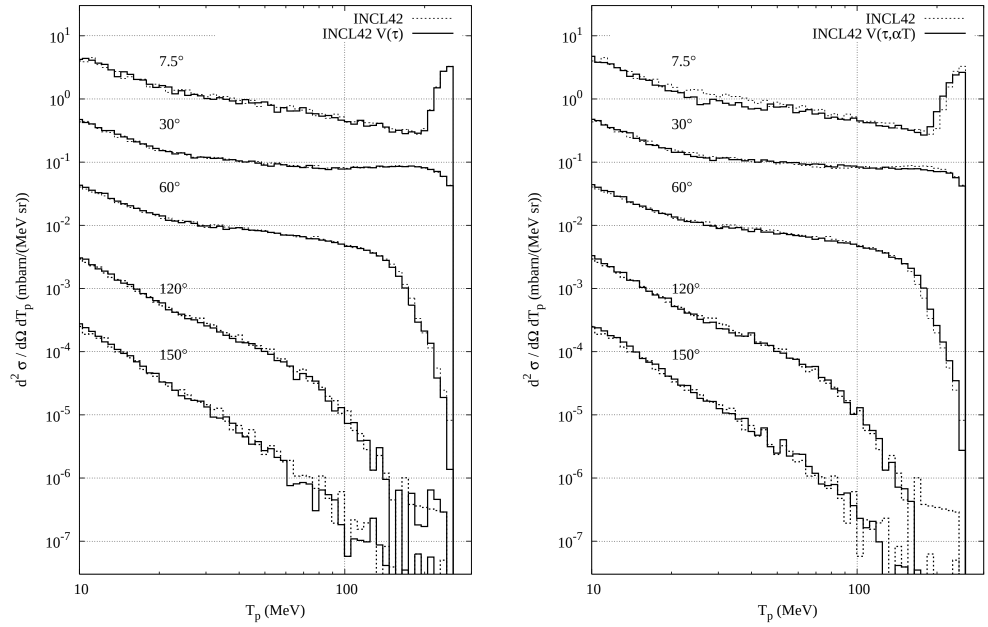


Fig. 4.17: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 256 MeV sur un noyau de ^{56}Fe. Même convention qu'à la figure 4.14.

Blann a également discuté dans la référence [85] de l'effet (positif dans notre cas) de l'utilisation d'un gaz de Fermi à une température différente de zéro sur l'intensité du pic quasi-élastique prédit par les modèles.

4.5.3 Résidus

Les différents modèles sont confrontés aux résultats produits par l'accélération de noyaux de plomb à 1 GeV par nucléon, bombardant des noyaux d'hydrogène (expérience de cinématique inverse). Les figures 4.23 à 4.34 illustrent les résultats obtenus.

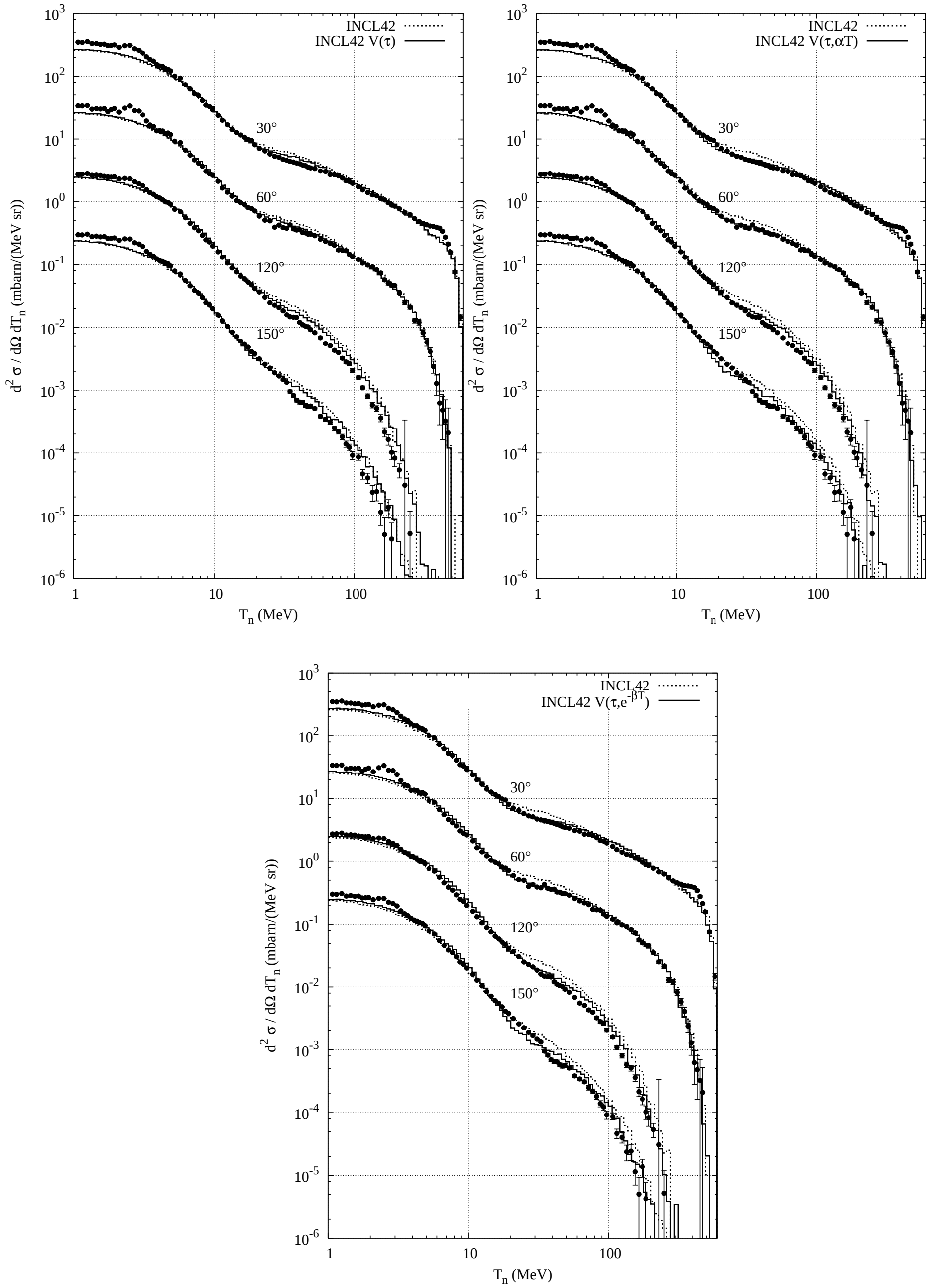


Fig. 4.18: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 597 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues de la référence [81].

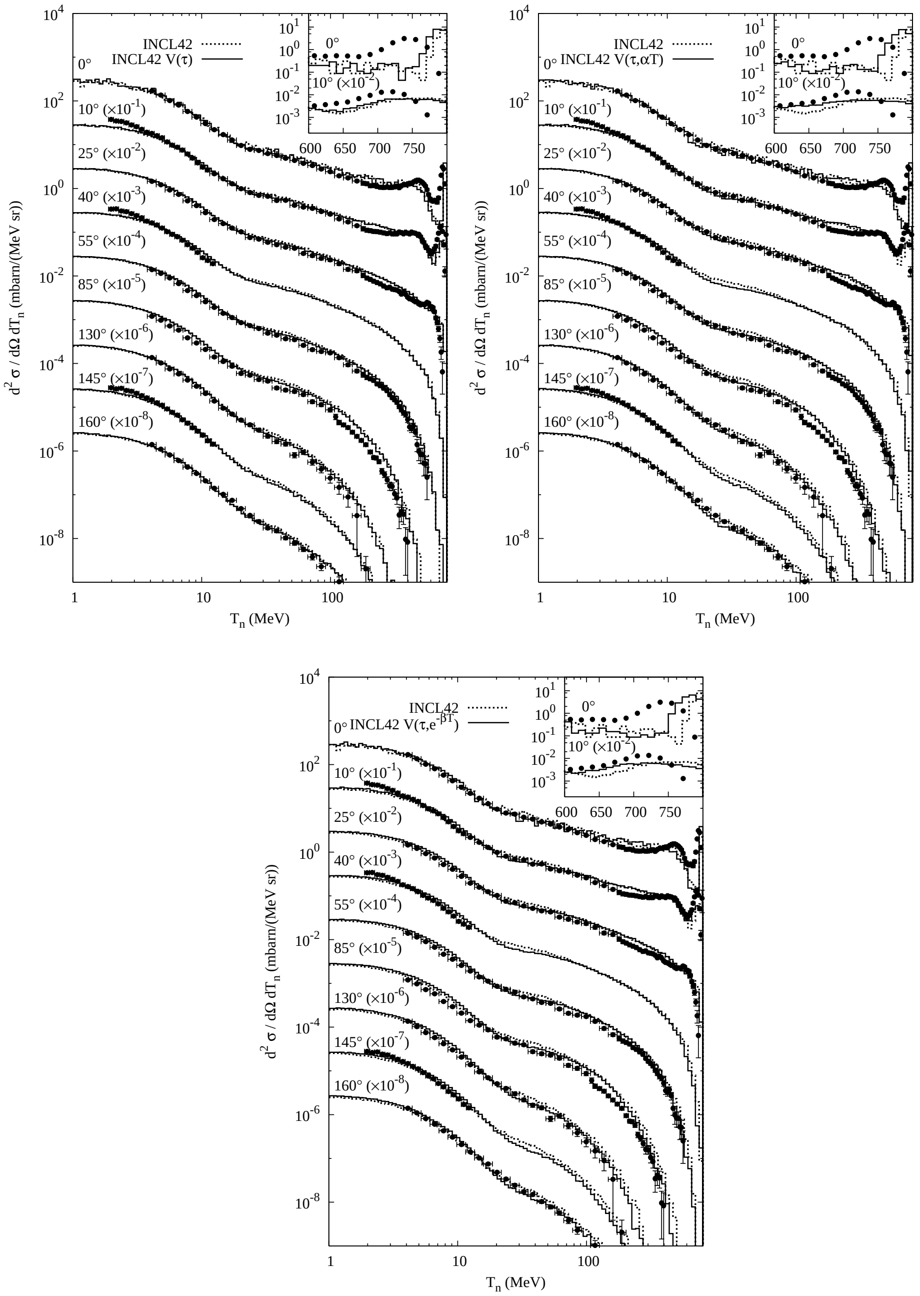


Fig. 4.19: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues des références [78, 82].

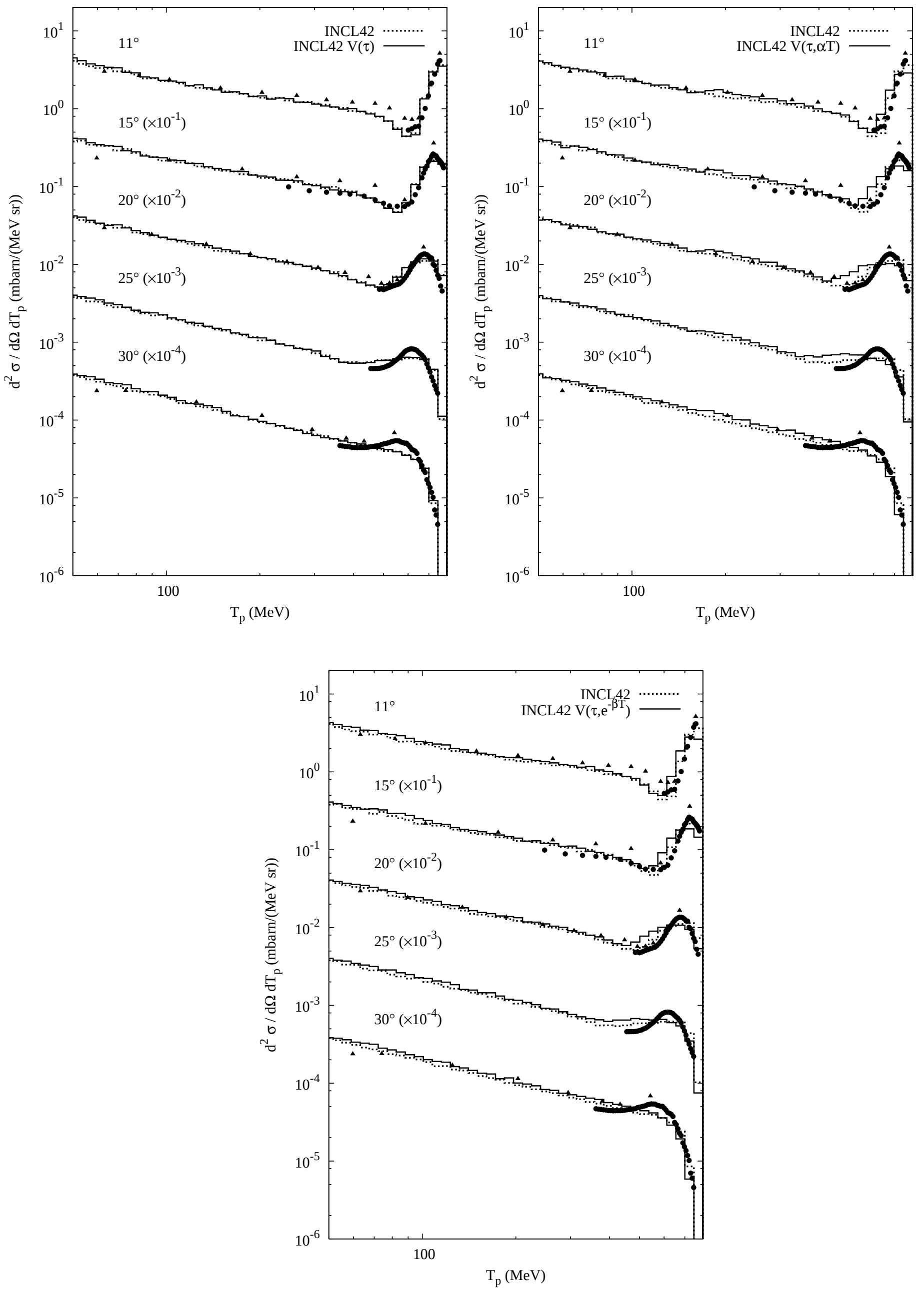


Fig. 4.20: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues des références [83, 84].

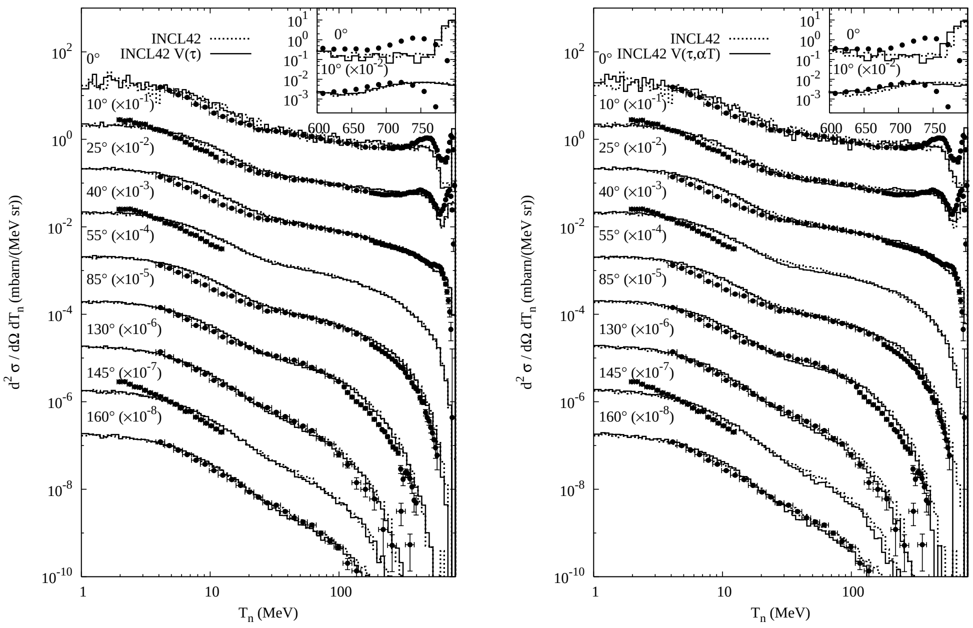


Fig. 4.21: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur un noyau de ^{56}Fe. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues de la référence [78].

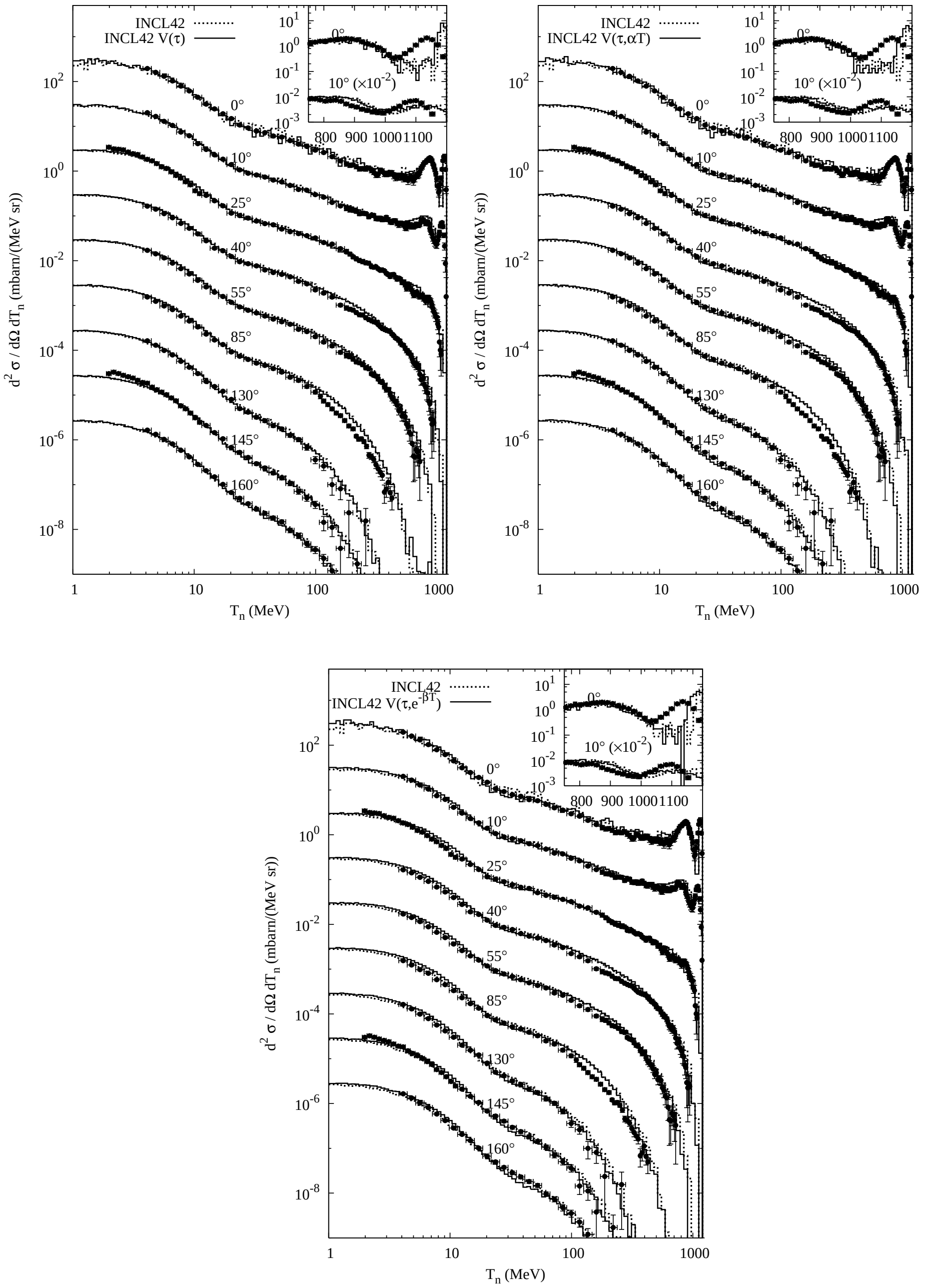


Fig. 4.22: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 1200 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 4.14. Les données expérimentales sont issues des références [78, 82].

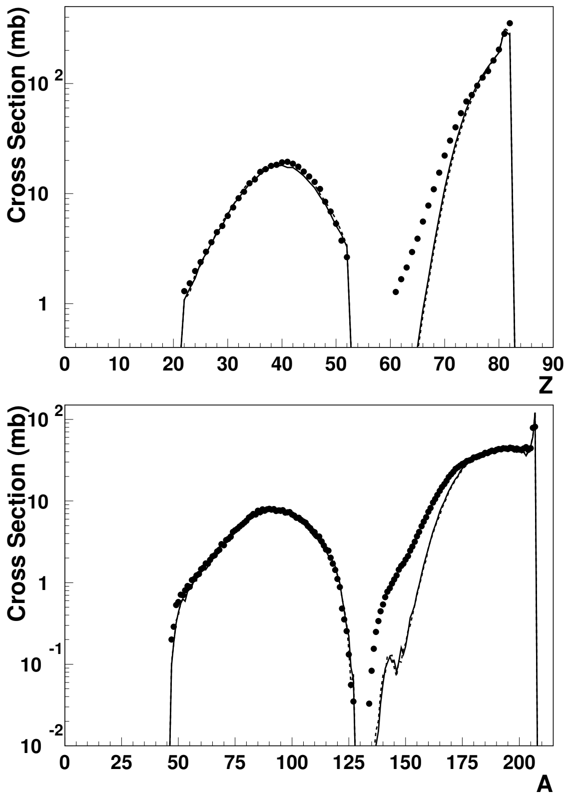


Fig. 4.23: Distribution en charge (au-dessus) et en masse (en dessous) des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Les prévisions obtenues avec modèle standard sont données par les lignes en pointillés et celles fournies par le modèle dont le potentiel dépend de l'isospin sont données par les lignes continues. Les données expérimentales proviennent de la référence [86].

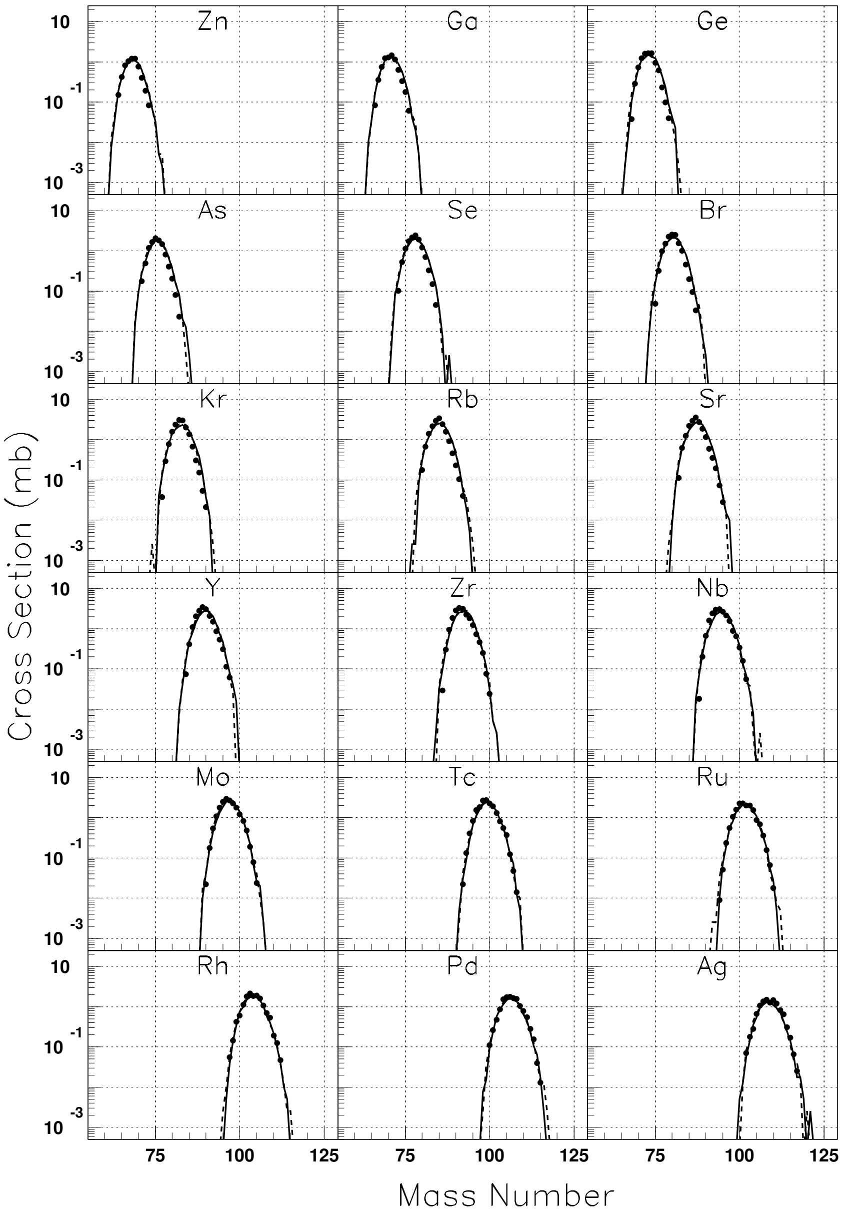


Fig. 4.24: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.23. Données expérimentales de la référence [86].

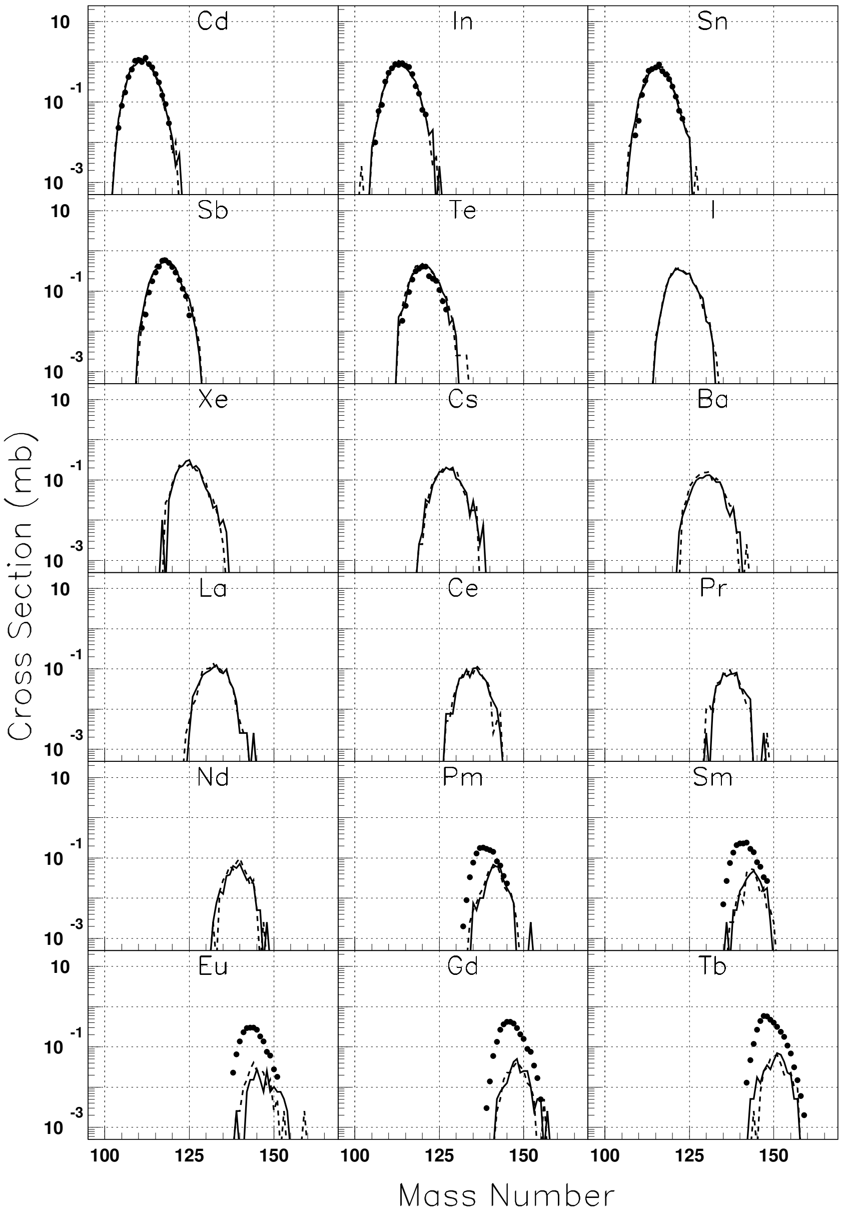


Fig. 4.25: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.23. Données expérimentales de la référence [86].

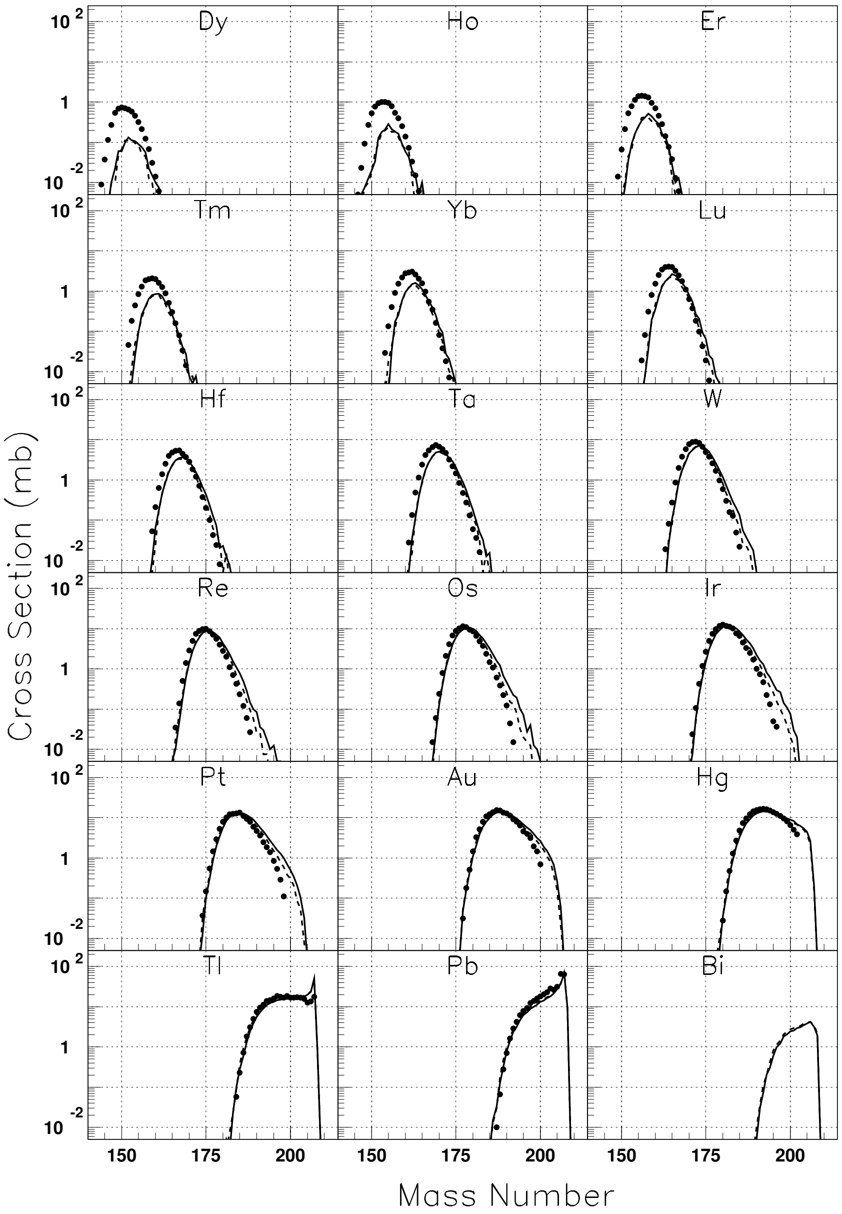


Fig. 4.26: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.23. Données expérimentales de la référence [86].

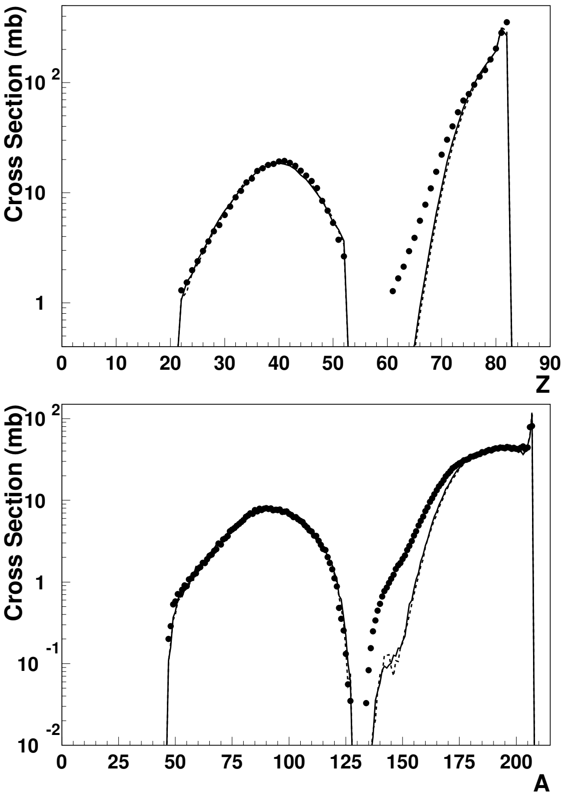


Fig. 4.27: Distribution en charge (au-dessus) et en masse (en dessous) des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Les lignes en pointillés correspondent aux prévisions obtenues avec le modèle standard et les lignes continues aux résultats fournit par le modèle dont le potentiel dépend de l'isospin et linéairement de l'énergie. Les données expérimentales proviennent de la référence [86].

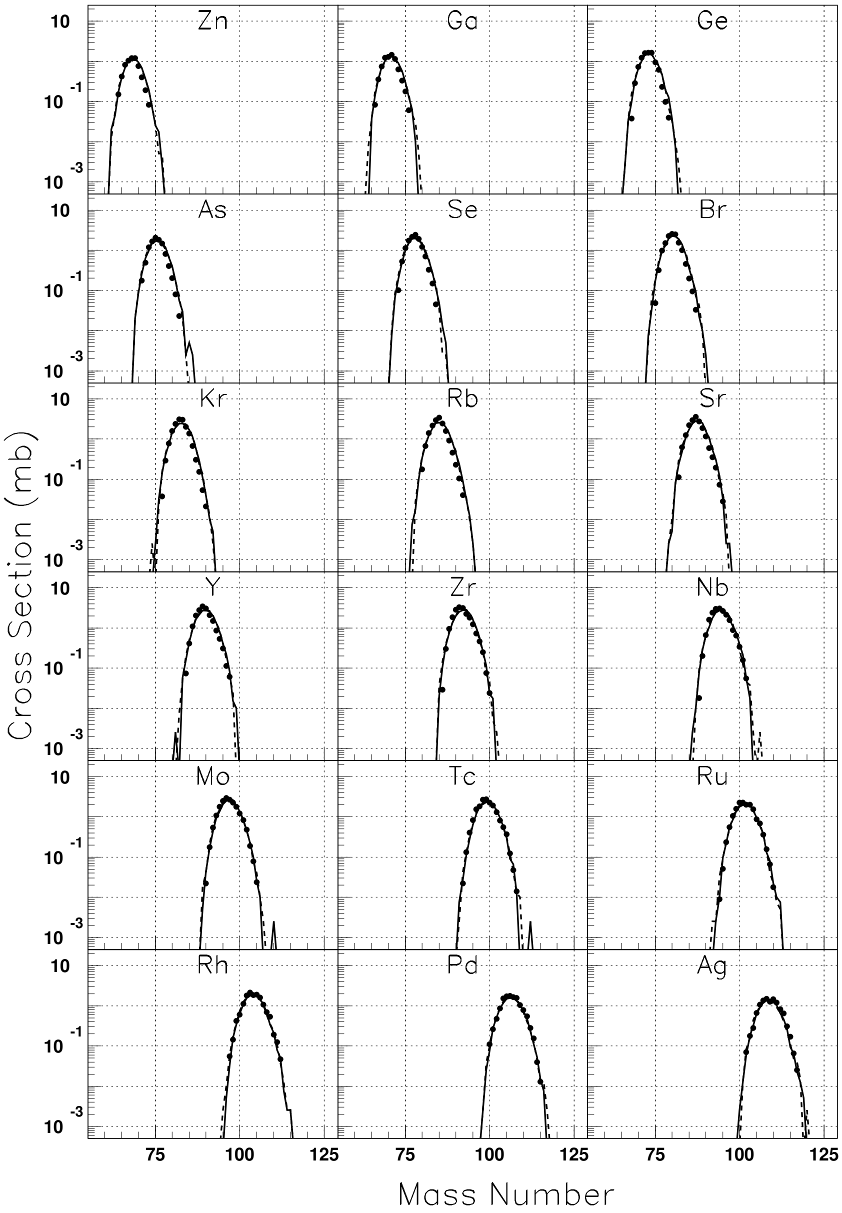


Fig. 4.28: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.27. Données expérimentales de la référence [86].

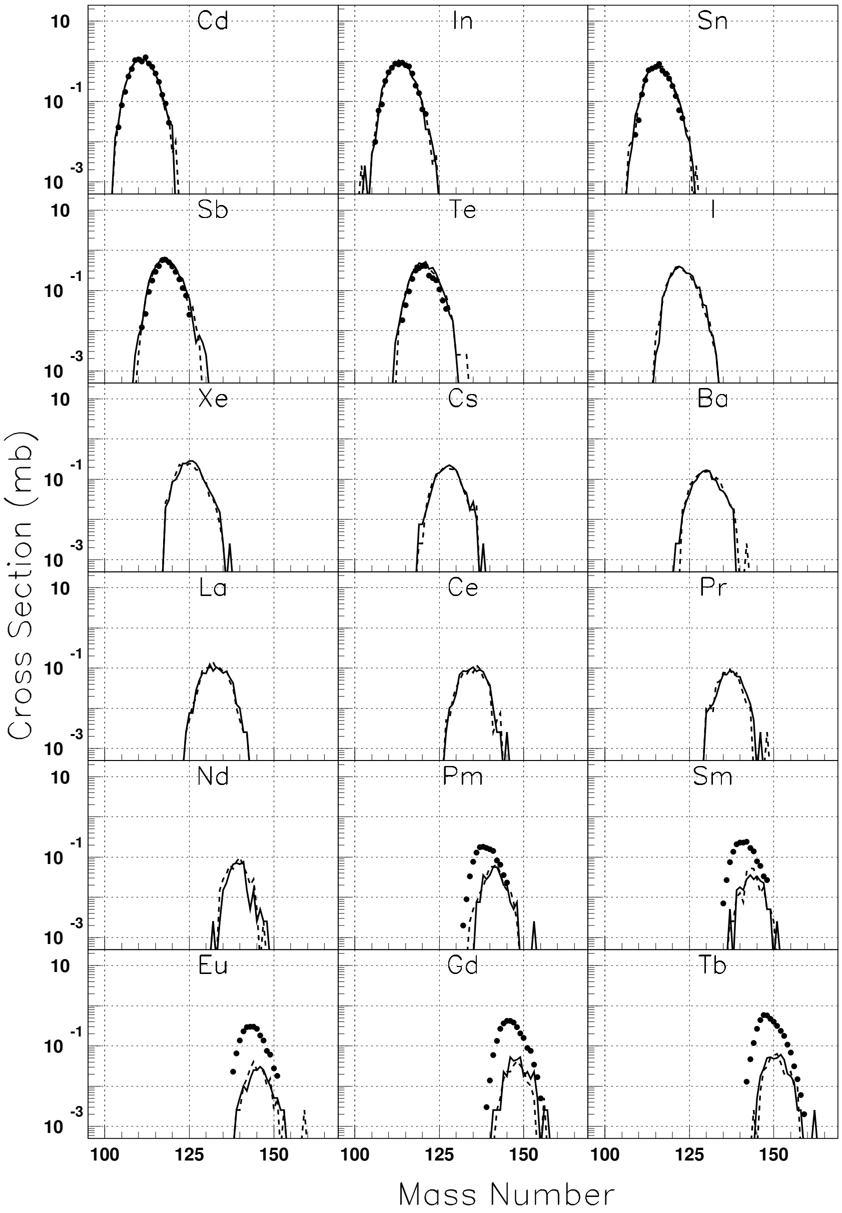


Fig. 4.29: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.27. Données expérimentales de la référence [86].

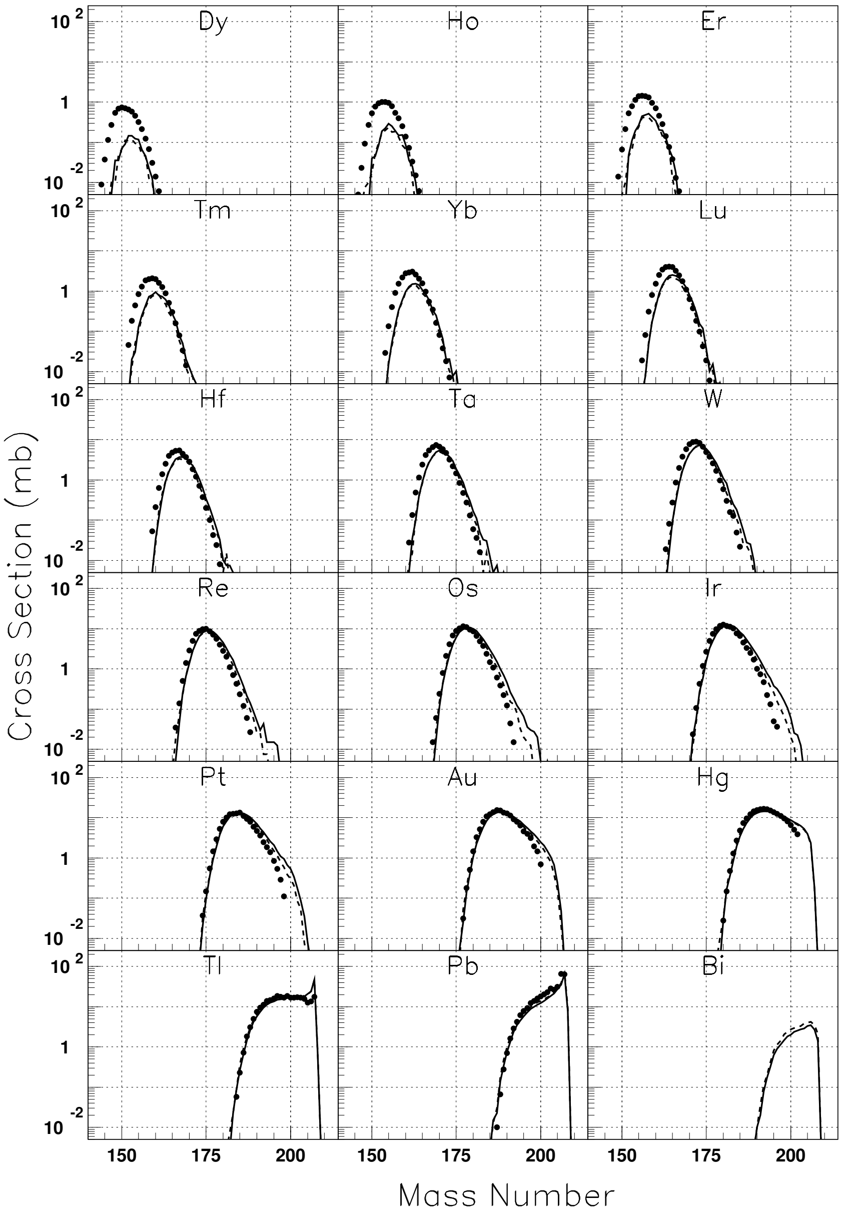


Fig. 4.30: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.27. Données expérimentales de la référence [86].

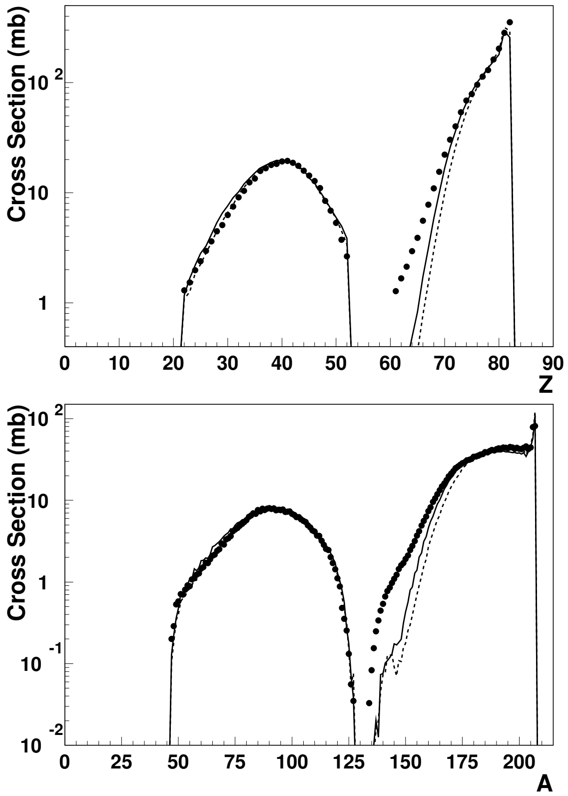


Fig. 4.31: Distribution en charge (au-dessus) et en masse (en dessous) des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Les lignes en pointillés correspondent aux prévisions obtenues avec le modèle standard et les lignes continues aux résultats fournit par le modèle dont le potentiel dépend de l'isospin et exponentiellement de l'énergie. Les données expérimentales proviennent de la référence [86].

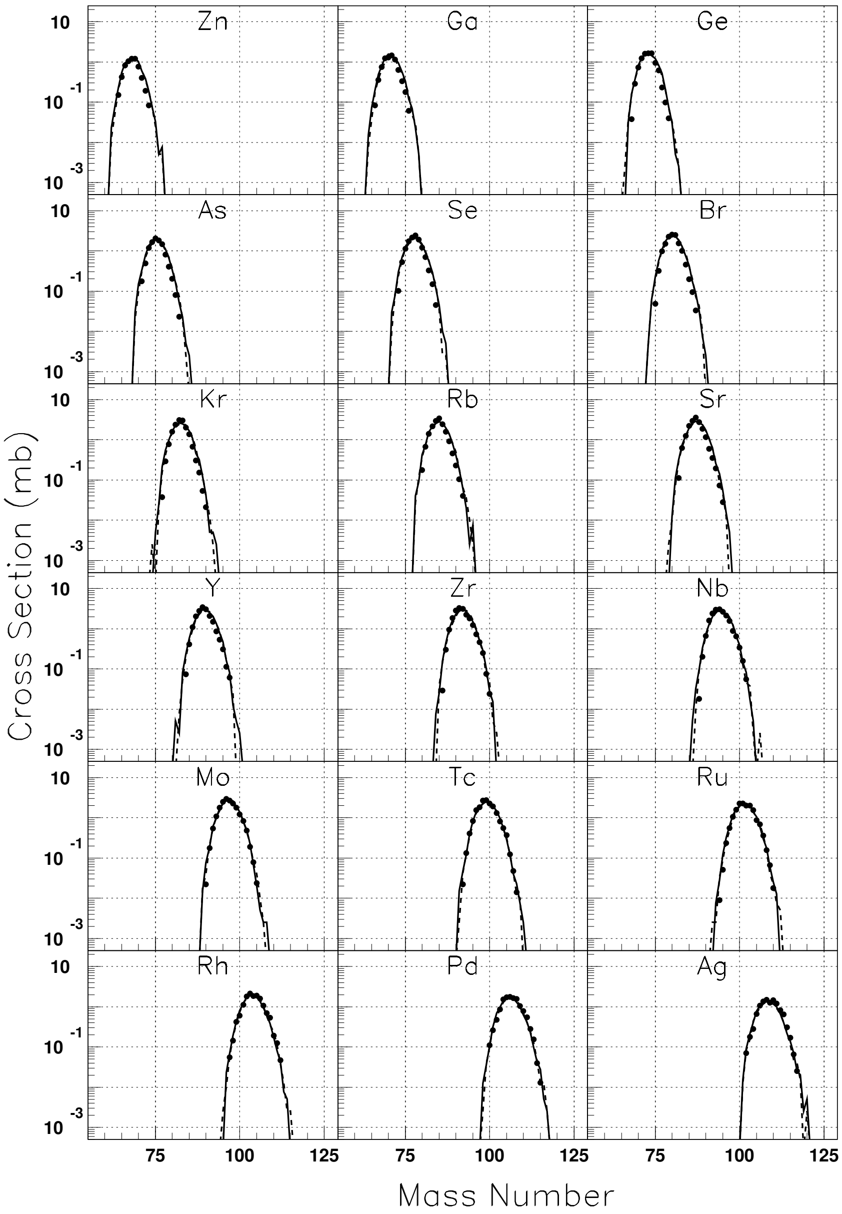


Fig. 4.32: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.31. Données expérimentales de la référence [86].

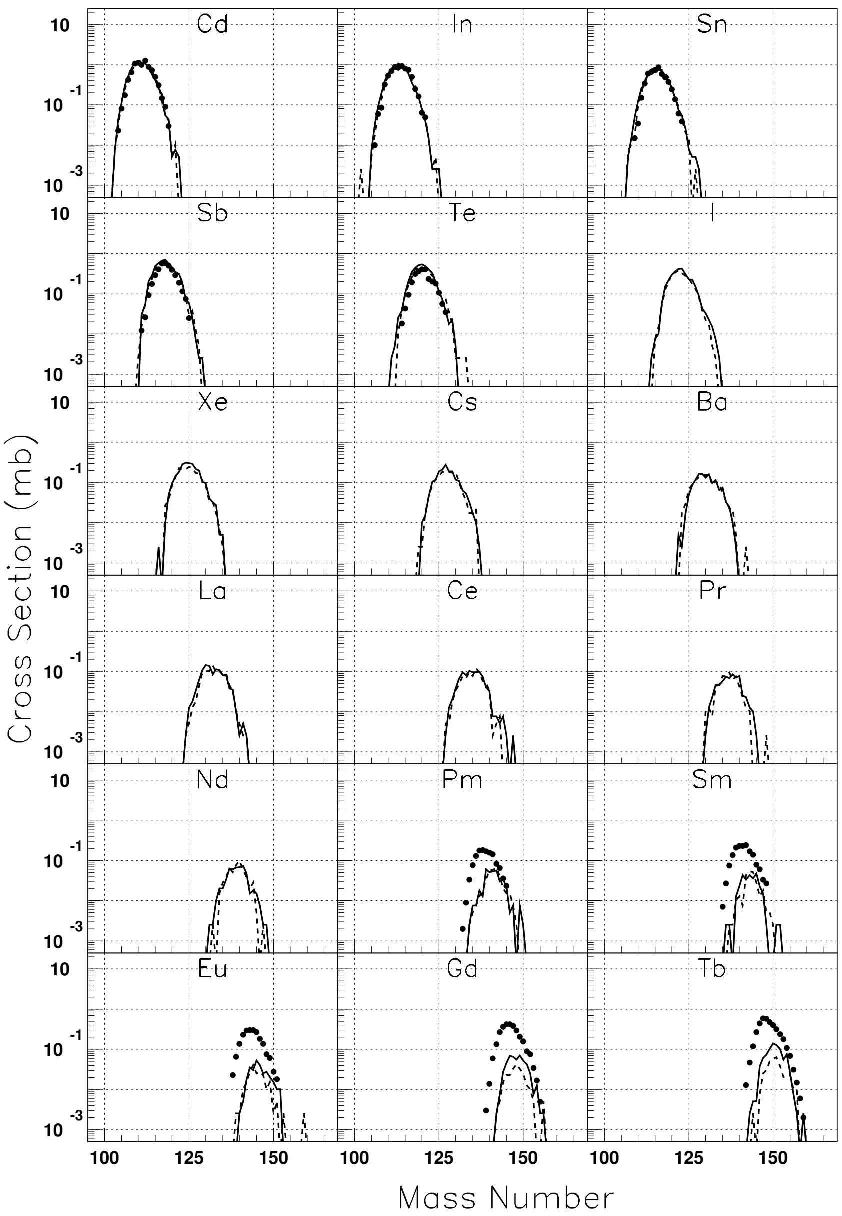


Fig. 4.33: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.31. Données expérimentales de la référence [86].

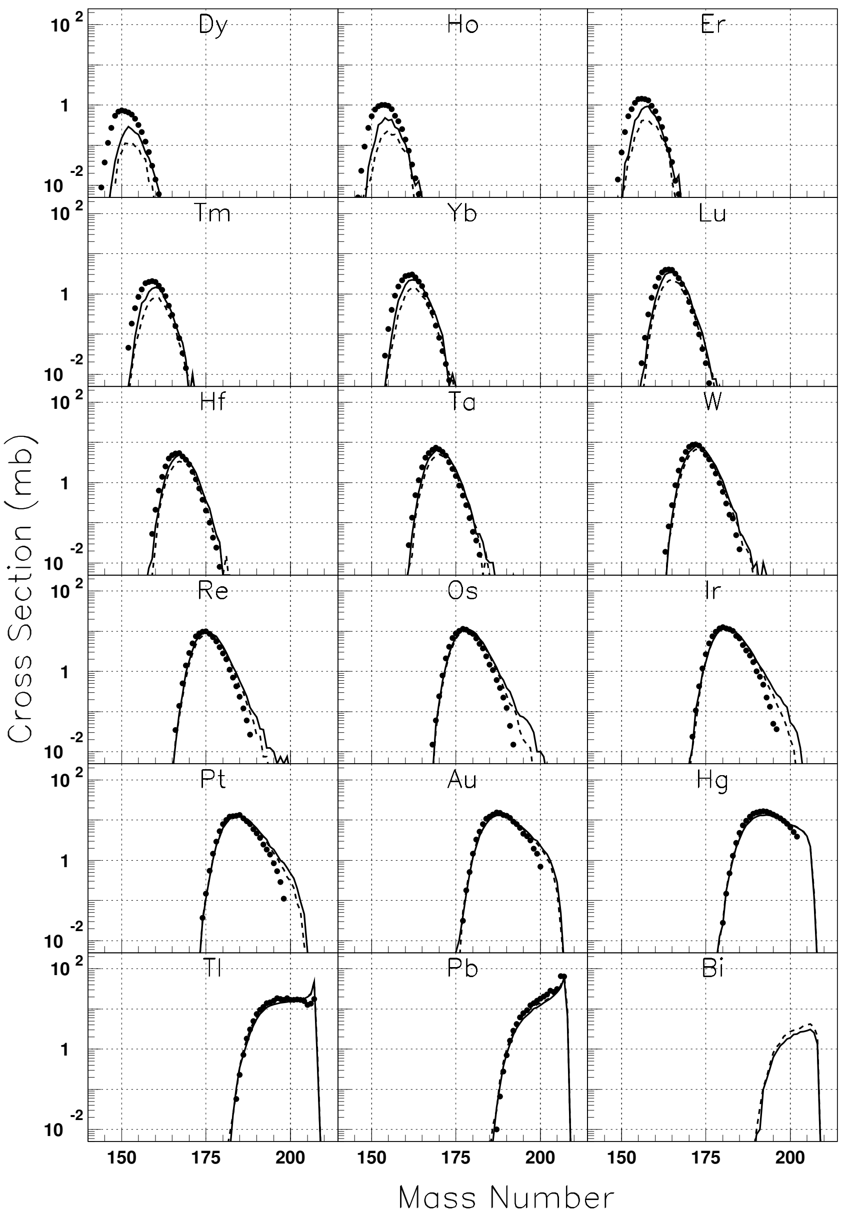


Fig. 4.34: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 4.31. Données expérimentales de la référence [86].

On observe peu de différences entre le modèle standard et la version dont le potentiel dépend uniquement de l'isospin, et les résultats obtenus restent proches des mesures expérimentales (figures 4.23 à 4.26). La section efficace de fission étant légèrement plus petite (164.6 ± 0.6 mb pour le modèle standard et 154.8 ± 0.6 pour la version modifiée) la "bosse" des produits de fission est faiblement réduite. On constate également une petite augmentation des sections efficaces de production des éléments de numéro atomique compris entre Z=65 et Z=75. La section efficace de réaction restant approximativement la même ces deux variations se compensent. Les distributions isotopiques présentent une augmentation des isotopes les plus lourds du Ta, W, Re, Os, Ir, Pt et de l'Au dont les prévisions s'éloignent un peu des résultats expérimentaux (voir figure 4.26). On remarque finalement une légère diminution des sections efficaces de production des isotopes des éléments proches du noyau cible. L'introduction de la dépendance en isospin ne modifie pas les autres distributions isotopiques et les estimations des terres rares restent fortement sous-estimées.

L'implémentation de la dépendance linéaire en énergie efface les différences observées précédemment entre les sections efficaces de fission (figure 4.27). Cependant on remarque encore une légère augmentation des éléments de numéro atomique compris entre Z=65 et Z=75. En ce qui concerne les distributions isotopiques de production de résidus (figures 4.28 à 4.30), la dépendance en énergie du potentiel ne permet pas de corriger les écarts observés lors de l'introduction de la dépendance en isospin, pour les éléments Ta, W, Re, Os, Ir, Pt et de Au. La réduction de la production des isotopes du bismuth est légèrement plus marquée.

La dépendance exponentielle avec l'énergie mène à une augmentation de la production des produits de fission (la section de fission obtenue avec cette version est de 172.6 ± 0.7 mb). On observe un léger déplacement du spectre des produits de fission vers les éléments légers (figure 4.31). L'augmentation des résidus de numéro atomique compris entre Z=65 et Z=75 est plus importante. La production de terres rares est mieux reproduite (voir figures 4.33 et 4.34). Le spectre en masse présente également une réduction des éléments de masse proche de celle du noyau cible. Cette diminution est soulignée dans les distributions isotopiques (figure 4.34).

Généralement les effets observés sont petits et certaines légères améliorations observées pour la production de certains résidus se font au détriment de la production d'autres isotopes.

Les figures 4.35 à 4.42 donnent les fonctions d'excitation de production

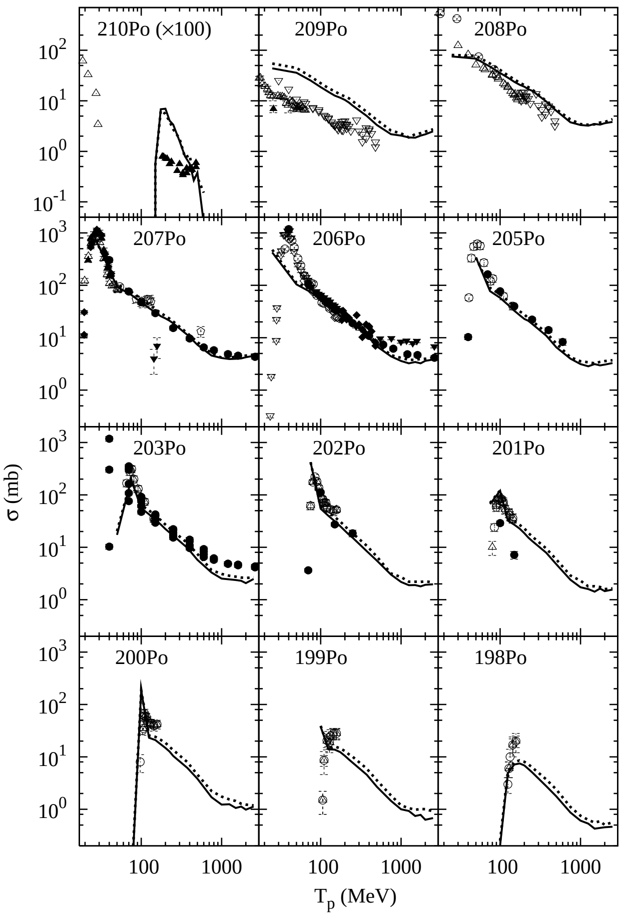


Fig. 4.35: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Les prévisions obtenues avec modèle standard sont données par les lignes en pointillés et celles fournies par le modèle dont le potentiel des baryons dépend de l'isospin sont données par les lignes continues. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

de résidus induite par des protons sur une cible de ^{209}Bi.

On constate que les remarques faites précédemment quant à la réduction des sections efficaces de production des éléments de $Z \geq Z_T$ (Z_T correspondant à la cible) et à la diminution des sections efficaces de fission sont valables pour toutes les énergies incidentes. On observe une augmentation sensible des isotopes de numéro atomique inférieur, mais pas

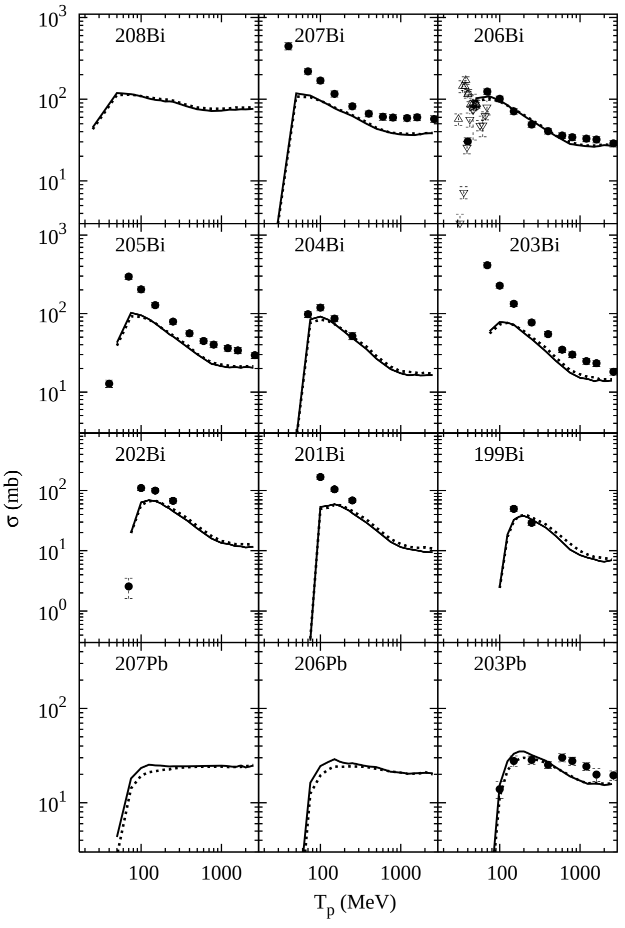


Fig. 4.36: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

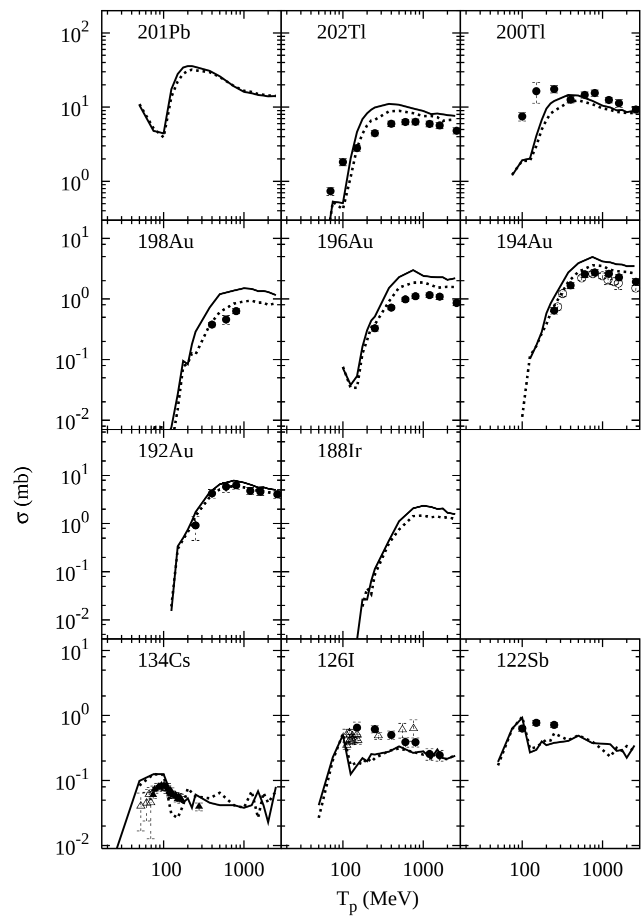


Fig. 4.37: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

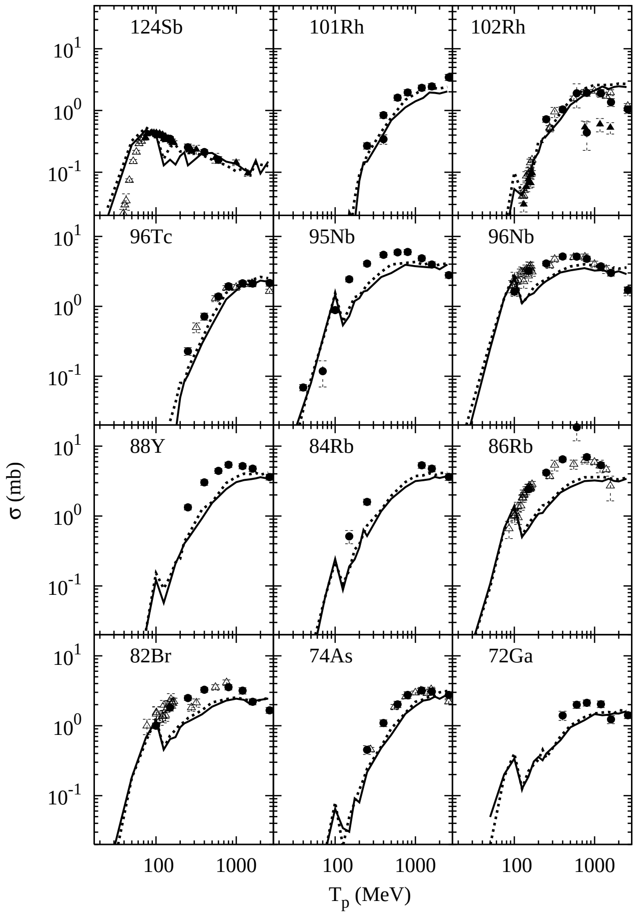


Fig. 4.38: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

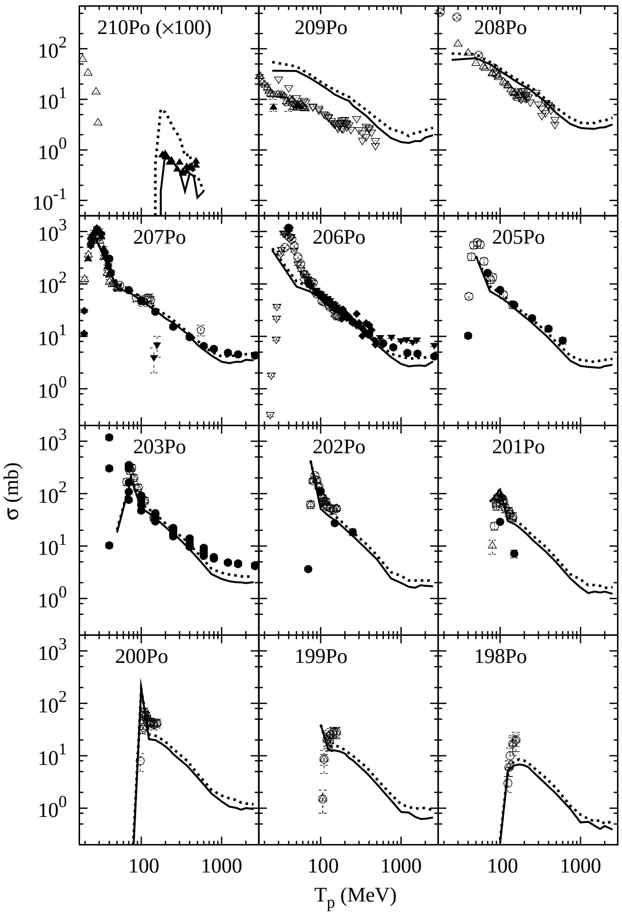


Fig. 4.39: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Les prévisions obtenues avec modèle standard sont données par les lignes en pointillés et celles fournies par le modèle dont le potentiel des nucléons varie linéairement avec l'énergie sont données par les lignes continues. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

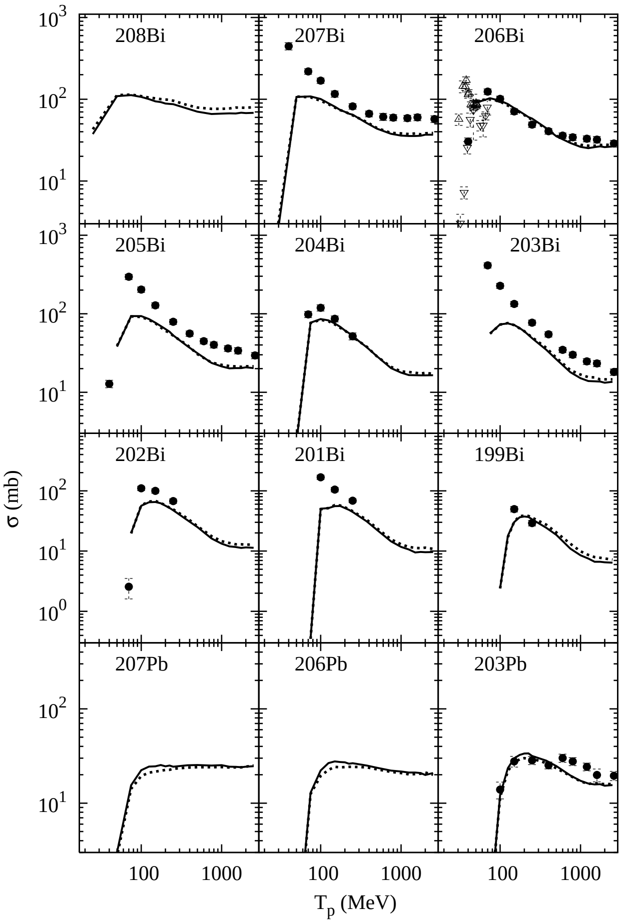


Fig. 4.40: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

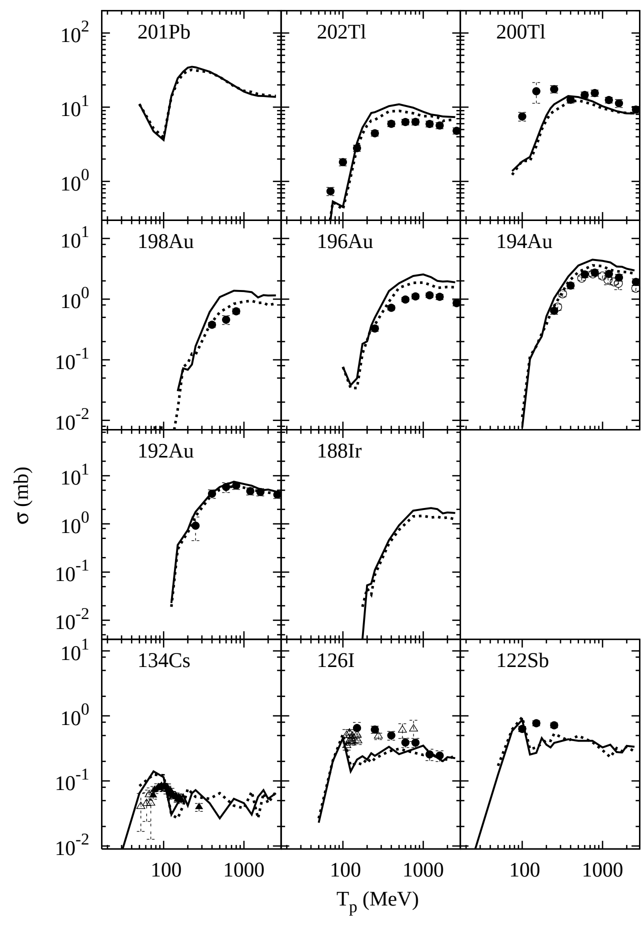


Fig. 4.41: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

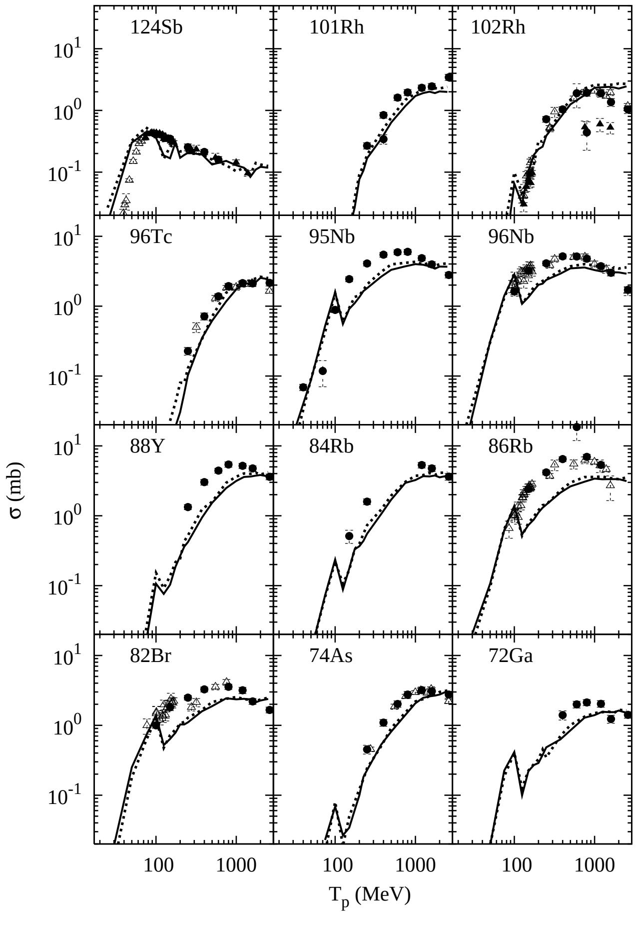


Fig. 4.42: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 4.35. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

trop éloigné de celui de la cible. L'introduction de la dépendance linéaire en énergie amplifie les tendances remarquées pour les éléments $Z \geq Z_T$. L'amélioration des sections efficaces de production de ^{210}Po est remarquable. La seule voie de production de ^{210}Po à cette énergie, est la voie (p, π^0). L'importante réduction de cette réaction, provient de la diminution de l'émission de pions aux énergies proches du seuil de production du Δ. Certaines détériorations (production d'éléments de numéro atomique légèrement inférieur et de produits de fission) apparues avec la dépendance en isospin sont limitées par l'ajout de la dépendance en énergie. Notons que l'apparition du pic autour de 100 MeV, observé sur toutes les fonctions d'excitation des résidus plus légers, résulte de l'utilisation d'une absorption forcée pour tenter de reproduire la section efficace de réaction à basse énergie. De récents développements du modèle INCL ont permis de bien reproduire les sections efficaces de réaction sans requérir à l'absorption forcée pour des énergies incidentes inférieures à 100 MeV (voir référence [101] et chapitre 6).

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons amélioré la description du champ moyen des baryons en introduisant dans le modèle INCL4.2, un potentiel moyen dépendant de l'isospin et de l'énergie (cette dernière dépendance n'étant appliquée qu'aux nucléons). Ces nouveaux aspects sont motivés par la phénoménologie du potentiel du modèle optique. Il était impératif d'étudier la prise en compte de ces aspects, sachant qu'il était difficile, sinon impossible de prévoir l'effet de l'introduction de ces ingrédients. Cette modification implique de redéfinir le calcul de l'énergie d'excitation due au réarrangement à l'intérieur de la mer de Fermi (CDPP) et de l'énergie d'excitation à la fin de l'étape de cascade intranucléaire. La dépendance en énergie du potentiel nécessite l'utilisation d'un processus itératif pour assurer la conservation de l'énergie lors des collisions baryon-baryon et lors des décroissances des résonances Δ. Notons que ce processus itératif complique la simulation des collisions individuelles, mais ne dégrade pas les bilans énergétiques à la fin de chaque cascade. Nous avons également profité de cette étude pour introduire une valeur de l'énergie de séparation dépendant du noyau cible et éventuellement moyenné sur le nombre moyen de nucléons émis.

L'introduction d'un potentiel dépendant de l'isospin et de l'énergie n'entraînent pas de modifications importantes des résultats obtenus qui restent globalement corrects. Néanmoins certains effets "ponctuels" sensibles ont permis d'améliorer le modèle. Parmi ceux-ci :

- L'introduction de la dépendance en isospin réduit la multiplicité des neutrons émis par la cascade et augmente celle de protons. La modification de l'énergie de liaison moyenne des protons et des neutrons permet d'expliquer cette observation. A la fin de cette étape l'énergie d'excitation du noyau résiduel est augmentée, ce qui entraîne une augmentation des émissions de nucléons et d'ions légers durant l'étape d'évaporation. Globalement le taux de nucléons émis est augmenté (plus faiblement dans le cas des neutrons). La dépendance en énergie, tant linéaire qu'exponentielle, diminue l'émission de nucléons par cascade. Cet effet est également lié à la modification de l'énergie de liaison moyenne des nucléons. La dépendance en énergie réduit également l'émission de pions (fortement pour des protons d'énergie proche du seuil des collisions inélastiques nucléon-nucléon). Cette observation résulte de la modification de l'énergie cinétique, par rapport au modèle ne dépendant que de l'isospin, du nucléon incident en pénétrant dans le noyau.
- Les spectres doublement différentiels montrent une amélioration de la position du pic quasi-élastique lors des réactions (p, n). Pour les émissions de protons, le pic quasi-élastique s'éloigne des résultats expérimentaux. Aux énergies intermédiaires (entre 10 MeV et 40 MeV), le nombre de neutrons émis est réduit. Finalement la production de protons est généralement augmentée aux angles arrière.
- En ce qui concerne la production de résidus on observe globalement peu d'effets. Néanmoins il faut souligner une nette amélioration des sections efficaces de production d'isotopes de $Z = Z_T + 1$ et $A \sim A_T$ (Z_T et A_T étant la charge et la masse du noyau cible). Cette correction est importante pour la conception de cible de spallation contenant du bismuth car la version modifiée produit incontestablement moins d'isotopes radiotoxiques de polonium.

Ces observations, obtenues à partir de la version INCL4.2, confirment ce que l'on avait obtenu avec la version INCL3 [102, 103].

Chapitre 5

Dynamique des pions

5.1 Introduction

Dans le modèle INCL4.2, les pions sont produits en deux étapes : $NN \to N\Delta$ et $\Delta \to N\pi$ (voir figure 5.1 et chapitre 3). L'absorption de pions se fait par les processus inverses. Ce scénario paraît raisonnable étant donné que la production de Δ domine la voie inélastique des collisions nucléon-nucléon en dessous de $T_{N,lab}$ =2 GeV et que l'interaction pion-nucléon est dominée par la résonance Δ en dessous de $T_{\pi,lab}$ =400 MeV. La figure 5.2 donne les spectres expérimentaux d'émission de pions par des protons de 730 MeV sur une cible de Pb. Bien qu'il s'agisse des pions émis (et non ceux produits dans le noyaux), nous constatons que la plupart ont une énergie cinétique dans le domaine de la résonance Δ. La section efficace $NN \to N\Delta$ est donc la seule voie inélastique dans le modèle INCL4. La masse et la durée de vie du Δ sont estimées de manière aléatoire respectivement selon une distribution de Breit-Wigner corrigée par des facteurs d'espace de phase, et selon une distribution exponentielle. La section efficace de recombinaison du Δ, $N\Delta \to NN$, est calculée par bilan détaillé à partir de la section efficace précédente et corrigée empiriquement par la durée de vie du Δ [6]. Les sections efficaces pion-nucléon

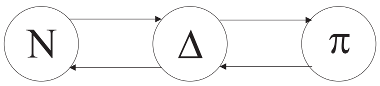


Fig. 5.1: Schéma de la production et de l'absorption de pions dans le modèle INCL4.2. Figure adaptée de la référence [51].

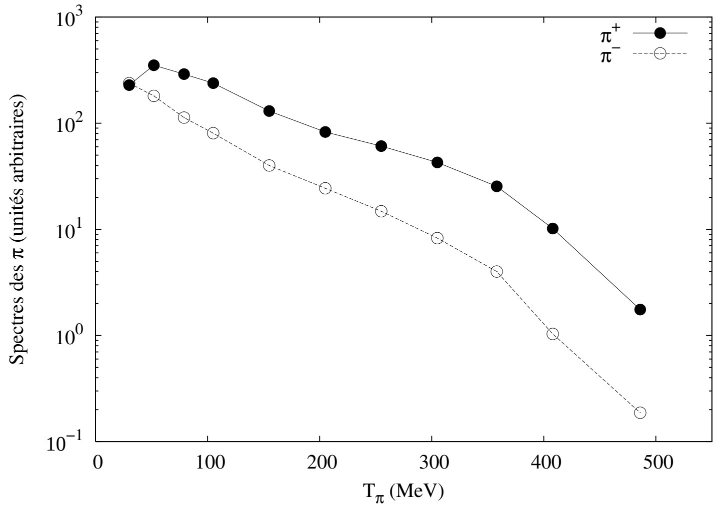


Fig. 5.2: Spectres des pions émis suite à l'interaction de protons de 730 MeV sur un noyau de Pb. Ces spectres sont obtenus en intégrant les données expérimentales de la référence [104].

paramétrées à partir des sections efficaces expérimentales sont données dans la section 3.2. La section efficace élastique $N\Delta$ est considérée égale à la section efficace élastique NN pour la même énergie dans le système du centre de masse. La symétrie isobare est utilisée pour déterminer les autres sections efficaces.

Bien que INCL4.2 fournisse des résultats satisfaisants en ce qui concerne la production de nucléons, ce modèle surestime de manière systématique, d'un facteur 1.3 à 1.8, la production de pions [6]. Cette lacune n'est peut-être pas surprenante étant donné que l'émission d'un pion est un processus complexe : l'émission de pions n'est pas un processus direct, mais résulte d'une succession de créations et d'absorptions de π et de Δ dans le noyau. Dès lors le mécanisme de production de pions est sensible aux caractéristiques de la dynamique des pions et des résonances Δ. Seuls les pions produits à proximité de la surface nucléaire ont une bonne chance d'être émis. Dans ce chapitre nous allons réexaminer le modèle de production de pions du modèle INCL4.2. Les points suivants seront revus :

- sections efficaces pion-nucléon,
- introduction d'un potentiel moyen pour les pions, et
- impact d' "effets de milieu" sur les sections efficaces et sur les paramètres de la résonance Δ.

Pour ces études nous nous efforcerons de rester autant que possible proches de l'état actuel des connaissances théoriques, voire phénoménologiques. Il faut souligner que la physique des pions, tant théorique qu'expérimentale, fait encore l'objet de nombreuses recherches [105,106]. C'est pourquoi nous avons parfois été obligés d'adopter une approche pragmatique face aux maigres informations publiées.

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans un premier temps nous soulignerons l'importance des pions pour la conception de cibles de spallation. La section suivante est dédiée aux améliorations apportées à la description de la dynamique des pions. A la section 5.4 nous comparerons le modèle amélioré (y compris des modifications faites au chapitre précédent) au modèle standard et aux données expérimentales. Avant de conclure (section 5.6), nous comparerons les versions d'INCL au modèle Δ-trou (section 5.5).

5.2 Importance des pions pour les cibles de spallation

Pour étudier l'importance de la production de pions pour les réactions de spallation, nous comparons les multiplicités (intégrales et différentielles) de nucléons et de photons produits en tenant compte ou non de la production de pions. Etant donné que dans le modèle INCL tous les pions sont produits par décroissance d'une résonance Δ, nous confrontons le modèle standard avec un modèle où la voie inélastique nucléon-nucléon est négligée ($\sigma_{NN\to N\Delta} = 0$ mb). Cette annulation conduit à une sous-estimation de la section efficace totale nucléon-nucléon. Dès lors, nous considérons également l'option où la section efficace totale est conservée mais en considérant qu'elle correspond à la diffusion élastique seulement. Dans ce cas la "réactivité" des nucléons est préservée et les collisions nucléon-nucléon sont purement élastiques.

Les résultats obtenus avec des cibles minces sont donnés aux figures 5.3 et 5.4. Pour cette analyse nous avons modifié les routines d'INCL4 implémentées dans le code MCNPX [107] que nous avons utilisé en mode sans transport [1]. Seule l'interaction entre la particule incidente et le noyau est simulée et les particules secondaires ne peuvent interagir. On constate que l'annulation de la production des pions peut avoir un effet dramatique sur les multiplicités de protons et de neutrons. La multiplicité des γ (incluant les rayons X durs) est moins affectée. Bien sûr, parallèlement à la dépendance en énergie des sections efficaces inélastiques (voir annexe B), l'effet observé augmente avec l'énergie de la particule incidente. Dans le cas où les collisions nucléon-nucléon sont purement élastiques, la réduction est approximativement diminuée de moitié. Notons encore que les neutrons d'évaporation sont les plus influencés : étant donné la masse des résonances Δ, la production de Δ par collision inélastique $NN \rightleftharpoons N\Delta$ est un processus efficace pour transformer l'énergie de la particule incidente en énergie d'excitation [48].

Les spectres doublement différentiels (figure 5.4) montrent que l'annulation des sections efficaces inélastiques conduit à une diminution "homogène" des distributions des neutrons produits, excepté pour les angles avant et pour les neutrons les plus énergétiques où une augmentation est observée. Cet effet est principalement dû aux distributions angulaires des sections efficaces élastiques et inélastiques [53]. Pour des protons incidents

[1] Option NOACT=-2 dans le code de transport MCNPX [107]

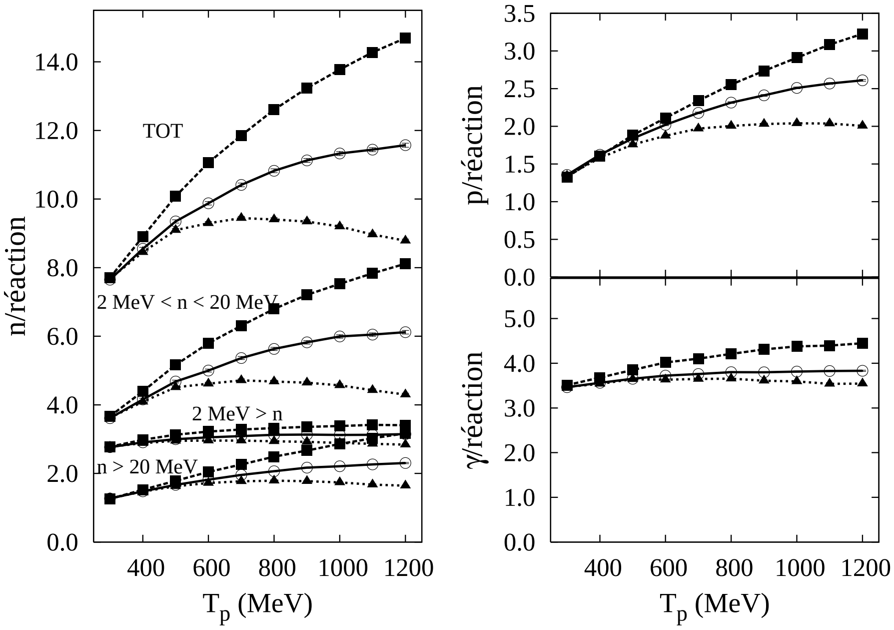


Fig. 5.3: Influence de la production de pions sur la multiplicité par réaction, de neutrons, de protons et de γ en fonction de l'énergie du proton incident (T_p) bombardant une cible mince de ^{208}Pb. Le modèle standard est donné par les lignes avec des carrés pleins. Les lignes avec des triangles pleins donnent les résultats obtenus en annulant la section efficace inélastique et les lignes avec des cercles vides correspondent aux résultats calculés en considérant des collisions nucléon-nucléon purement élastiques (voir texte). Pour les neutrons, les multiplicités sont données dans trois intervalles d'énergie.

de 800 MeV, les sections efficaces élastiques sont plus orientées vers l'avant que les sections efficaces inélastiques.

Les figures 5.5 et 5.6 présentent les effets des pions pour une cible épaisse de plomb. Pour cette analyse nous avons encore utilisé notre version modifiée de MCNPX mais cette fois-ci en "transportant" les particules. Les multiplicités données correspondent aux nombres de particules qui s'échappent de la cible. Les différences entre les résultats recueillis avec ou sans la voie inélastique sont réduites par rapport au cas des cibles minces. Ceci est dû aux réactions secondaires : nous avons constaté (figure 5.4) que le spectre des nucléons produits par la première collision est plus "dur" et donc la réduction des multiplicités est compensée par des particules plus énergétiques qui produiront plus de particules lors des collisions secondaires. Ce qui compte finalement pour la production de neutrons est l'énergie disponible. Annuler la production de pions diminue

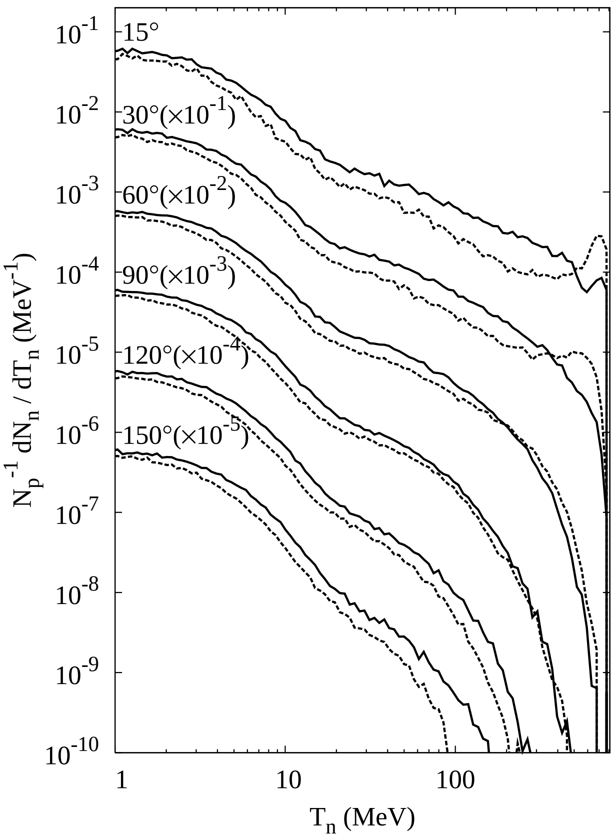


Fig. 5.4: Multiplicités doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur une cible mince de ^{208}Pb. Les lignes en continu correspondent au modèle standard et les lignes en pointillés au modèle pour lequel la section efficace inélastique est annulée, sans conservation de la section efficace totale.

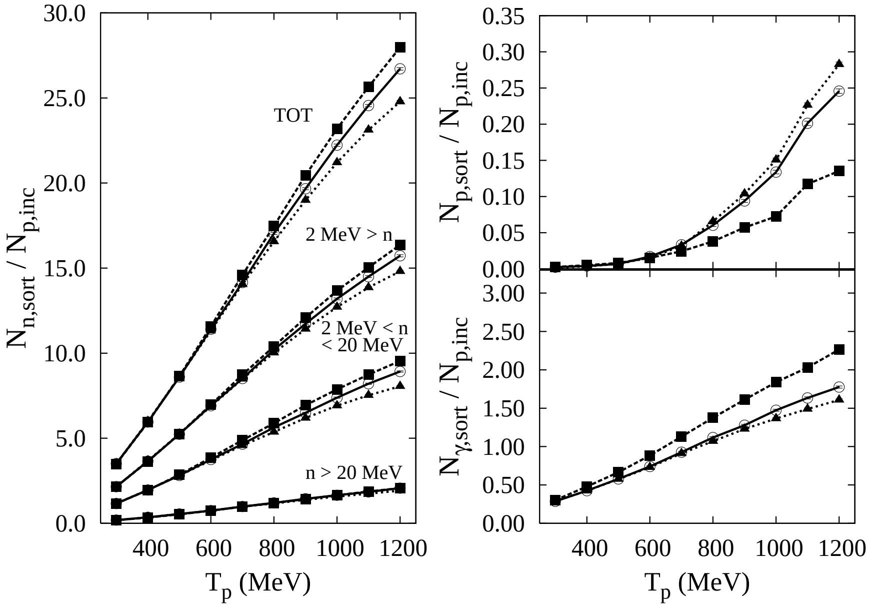


Fig. 5.5: Influence de la production de pions sur la multiplicité de neutrons, de protons et de γ (par proton incident) en fonction de l'énergie du proton incident (T_p) bombardant une cible épaisse de ^{208}Pb (rayon=10 cm, longueur=60 cm). Le modèle standard est donné par les lignes avec carrés pleins. Les lignes avec triangles pleins donnent les résultats obtenus en annulant la section efficace inélastique et les lignes avec cercles vides correspondent aux résultats calculés en assumant des collisions nucléon-nucléon purement élastiques. Pour les neutrons, les multiplicités dans trois intervalles d'énergie sont données.

approximativement la multiplicité des neutrons émis de 10 % au-delà de 900 MeV. On constate une augmentation de la multiplicité de protons en négligeant les collisions inélastiques. Ceci est imputable au fait que, tout comme pour les neutrons, le spectre des protons est plus "dur" et les protons énergétiques ont plus de chance de sortir de la cible. Dans le cas où la section efficace totale est conservée par l'augmentation de la section efficace élastique (collisions purement élastiques), on remarque encore une hausse de la production de protons par rapport au modèle standard, mais une légère baisse par rapport au cas où la section efficace inélastique est simplement annulée. L'effet sur la production de γ est de l'ordre de 25 % à 1 GeV. Ces particules proviennent de la désexcitation des résidus d'évaporation et de la décroissance des π^0 (les π^0 décroissent, avec un rapport de branchement de 98.8 % et une durée de vie de 8×10^{-16} s, en 2 γ). La réduction observée provient, grossièrement pour moitié, de la suppres-

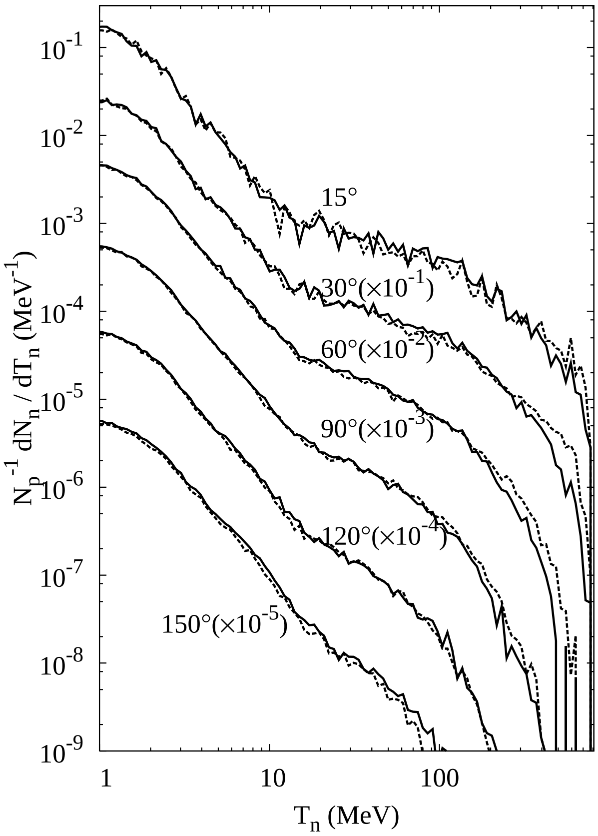


Fig. 5.6: Multiplicités doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 800 MeV sur une cible épaisse de ^{208}Pb (rayon=10 cm, longueur=45 cm). Les lignes en continu correspondent au modèle standard et les lignes en pointillés au modèle pour lequel la section efficace inélastique est annulée, et sans conservation de la section efficace totale.

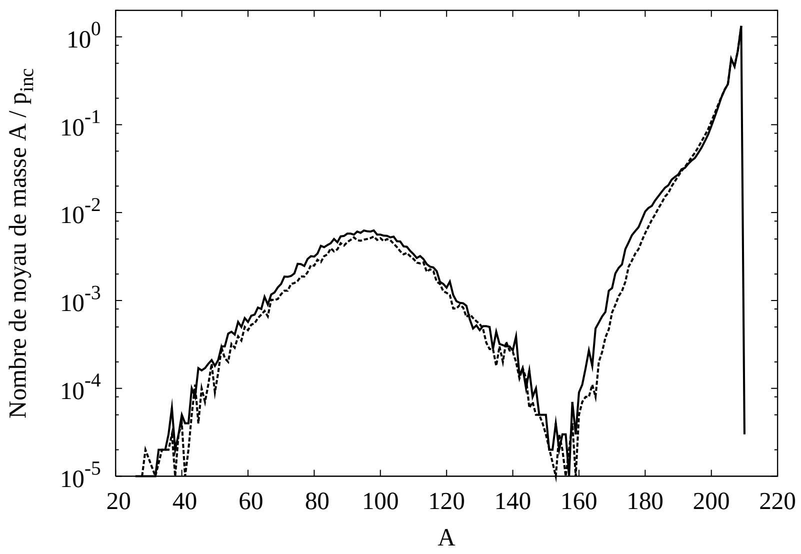


Fig. 5.7: Distribution en masse des résidus produits par toutes les particules d'énergie supérieure à 20 MeV dans une cible épaisse en ^{209}Bi, de 10 cm de rayon et 45 cm de longueur, bombardée par des protons de 800 MeV. Les lignes en continu correspondent au modèle standard et les lignes en pointillés au modèle pour lequel la section efficace inélastique est annulée, sans conservation de la section efficace totale.

sion de la production de π^0. Etant donné que ces γ sont "durs" (T_γ vaut $m_{\pi^0}/2$, soit 70 MeV, en moyenne), cette perte pourrait avoir un impact non négligeable sur la conception du blindage des cibles de spallation.

Finalement il faut encore souligner que la production de pions peut avoir un effet important sur la production de résidus. La figure 5.7 donne la distribution en masse des résidus produits par toutes les particules d'énergie supérieure à 20 MeV [2]. Comme prévu, négliger les sections efficaces inélastiques diminue sensiblement les résidus d'évaporation. La distribution des isotopes du polonium est donnée dans la figure 5.8. Dans ce cas, supprimer la voie inélastique augmente la production de la plupart des isotopes du polonium. La voie principale de production des isotopes du polonium à partir du bismuth bombardé par des protons est la voie[3] (p, xn). L'annulation de la production de pions, conduisant à une plus grande émission de neutrons quasi-élastiques (voir figure 5.4) et une énergie d'excitation résiduelle plus faible à la fin de l'étape de cascade, permettent d'expliquer cette observation. La production de l'isotope ^{210}Po

[2] utilisation de l'option HISTP et de l'outil HTAPE3X de MCNPX [107].

[3] excepté la production de ^{210}Po.

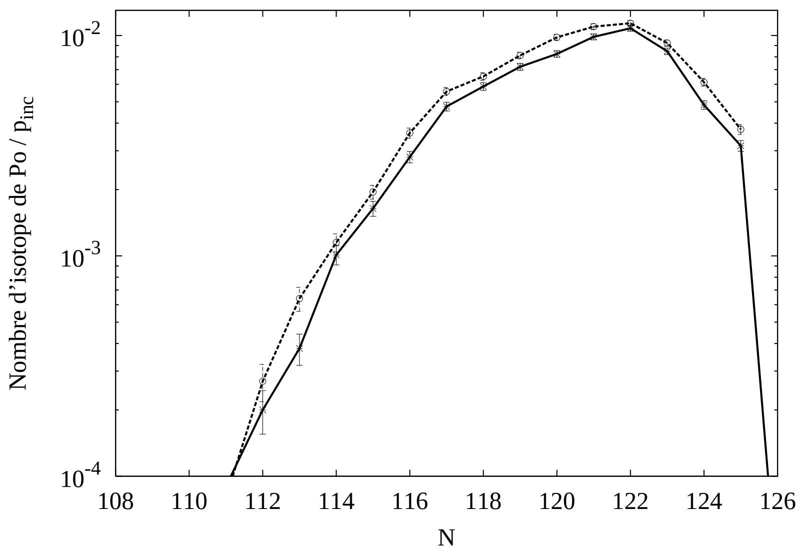


Fig. 5.8: Distribution des isotopes du polonium produits par toutes les particules d'énergie supérieure à 20 MeV dans une cible épaisse en ^{209}Bi, de 10 cm de rayon et 45 cm de longueur, bombardée par des protons de 800 MeV. Les lignes en continu correspondent au modèle standard et les lignes en pointillés au modèle pour lequel la section efficace inélastique est annulée, sans conservation de la section efficace totale.

est considérablement réduite : les traces observées avec la version standard ont complètement disparu en annulant l'inélasticité. La seule voie de production de ^{210}Po (hormis les voies de photons à basse énergie) est la voie $^{209}Bi(p, \pi^0)^{210}Po$.

5.3 Amélioration de la dynamique des pions

Dans cette section nous présentons les différents ingrédients que nous avons ajoutés au modèle INCL4 pour tenter d'améliorer la dynamique des pions. Au chapitre 3, nous avons vu que seules les sections efficaces dans le domaine de la résonance Δ sont considérées. Sur base des données expérimentales fournies par la référence [63], nous avons paramétré les sections efficaces pion-nucléon au-delà de la résonance Δ. Cette paramétrisation est donnée dans la section 5.3.1.

Dans le modèle INCL4, les pions ne ressentent pas de potentiel. C'est pourquoi dans la section 5.3.3, nous tenterons d'estimer la valeur du potentiel moyen des pions en nous inspirant des informations sur le potentiel optique des pions.

Finalement, bien que les modifications précédentes améliorent les observables, certains écarts demeurent. Des études de sensibilité sur les sections efficaces et sur la durée de vie du Δ ont été réalisées pour pressentir d'éventuels effets de milieu.

5.3.1 Sections efficaces pion-nucléon

Nous adoptons ici une paramétrisation différente de celle proposée dans la référence [108]. La paramétrisation introduite dans le modèle INCL [4] pour ajuster les sections efficaces expérimentales π^+p et π^-p jusqu'à quelques dizaines de GeV (en théorie de l'ordre de 50 GeV, bien qu' au-delà de quelques GeV on quitte le domaine d'utilisation du modèle INCL) est donnée par

$$\sigma_{\pi^+p} = \begin{cases} (\sigma_{0,\pi^+} + \sigma_\Delta) & \text{si } \sqrt{s} \leq 1500 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^+} + \sigma_\Delta) + \frac{14420.3}{(\sqrt{s}-1675.0)^2+4085.6} & \text{si } 1500 MeV < \sqrt{s} \leq 1790 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^+} + \sigma_\Delta) + \frac{54000.0}{(\sqrt{s}-1907.5)^2+4000.0} & \text{si } 1790 MeV < \sqrt{s} \leq 2370 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^+} + \sigma_\Delta) & \text{si } \sqrt{s} > 2370 MeV \end{cases} \tag{5.1}$$

et

$$\sigma_{\pi^-p} = \begin{cases} (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) & \text{si } \sqrt{s} \leq 1460 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) + \frac{8700.0}{(\sqrt{s}-1515.0)^2+600.0} & \text{si } 1460 MeV < \sqrt{s} \leq 1575 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) + \frac{22000.0}{(\sqrt{s}-1675.0)^2+950.0} & \text{si } 1575 MeV < \sqrt{s} \leq 1760 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) & \text{si } 1760 MeV < \sqrt{s} \leq 2050 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) + \frac{20054.1}{(\sqrt{s}-2222.6)^2+8292.3} & \text{si } 2050 MeV < \sqrt{s} \leq 2400 MeV \\ (\sigma_{0,\pi^-} + \sigma_\Delta/3) & \text{si } \sqrt{s} > 2400 MeV \end{cases} \tag{5.2}$$

Dans ces relations, σ_Δ est donnée par l'équation (3.10) et les sections efficaces σ_{0,π^+} et σ_{0,π^-} donnent les contributions non-résonantes

$$\sigma_{0,\pi^+} = \begin{cases} 0.0 & \text{si } \sqrt{s} \leq 1340 MeV \\ 1.0441 \times 10^{-4}s - 0.2679 s^{1/2} + 171.95 & \text{si } 1340 MeV < \sqrt{s} \leq 1750 MeV \\ -1.129 \times 10^{-5}s + 0.057 s^{1/2} - 42.125 & \text{si } 1750 MeV < \sqrt{s} \leq 2365 MeV \\ 23.335 + 55.0\, exp(-8.87 \times 10^{-4} s^{1/2}) & \text{si } 2365 MeV < \sqrt{s} \leq 7000 MeV \\ 23.4 & \text{si } \sqrt{s} > 7000 MeV \end{cases} \tag{5.3}$$

[4] sous-routine SPN

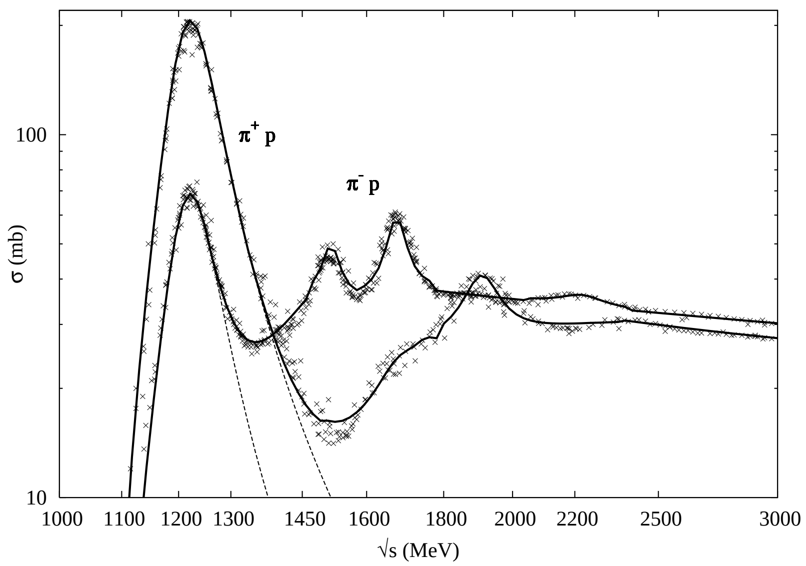


Fig. 5.9: Ajustement des sections efficaces totales $\pi^+ - p$ et $\pi^- - p$. Les données expérimentales, représentées par des croix, sont issues du Particle Data Group [63]. Les lignes en continu et les lignes en tirets correspondent respectivement à la paramétrisation étendue (équations (5.1) à (5.4)) et à la paramétrisation présente dans le modèle standard (équation (3.10)).

et

$$\sigma_{0,\pi^-} = \begin{cases} 0.0 & \text{si } \sqrt{s}{\leq}1264MeV \\ 1.55080 \times 10^{-1} s^{1/2} - 195.882 & \text{si } 1264MeV{<}\sqrt{s}{\leq}1463MeV \\ 1.62786 \times 10^{-2} s^{1/2} + 7.22129 & \text{si } 1463MeV{<}\sqrt{s}{\leq}1780MeV \\ 24.49 + 34.0\ exp(-6.0 \times 10^{-4} s^{1/2}) & \text{si } 1780MeV{<}\sqrt{s}{\leq}12000MeV \\ 24.5 & \text{si } \sqrt{s}{>}12000MeV \end{cases} \tag{5.4}$$

Les unités utilisées sont le mb pour les sections efficaces et le MeV pour les énergies. Il faut remarquer que les caractéristiques des résonances (position et largeur) sont proches de celles trouvées dans la littérature [109]. La figure 5.9 compare cette paramétrisation aux données expérimentales issues du Particle Data Group [63]. Les autres sections efficaces sont obtenues par symétrie isobare (voir annexe C). Comme précédemment, nous continuons à considérer que le pion et le nucléon forment un objet dont la masse est égale à l'énergie du centre de masse du pion et du nucléon, et la durée de vie est égale à la durée de vie du Δ dans le domaine de la résonance Δ et à la moitié de cette valeur en dehors de cette région, compte tenu que la diffusion est largement non-résonante. De cette façon, la diffusion élastique pion-nucléon procède encore en deux étapes ce qui est aisément implémentable dans le modèle INCL.

En deçà de la résonance Δ, une section efficace de 5 mb est considérée pour toutes les réactions pion-nucléon afin de tenir compte de l'effet de réactions du type $\pi^+ + d \to pp$ dont la section efficace est de l'ordre de quelques mb.

5.3.2 Transmission de pions à travers la surface nucléaire

Dans le modèle standard, au cours de l'étape de cascade les pions peuvent librement sortir du noyau sans aucun test de transmission. De plus, à la fin de cette étape pour simplifier, tous les pions sont considérés comme étant en dehors du noyau. Ils n'interviennent donc pas dans l'évaluation de l'énergie du noyau résiduel.

Parallèlement à l'introduction du potentiel moyen des pions (voir ci-dessous), nous avons introduit une probabilité P de transmission des pions. Cette probabilité est définie de la même manière que celle correspondant à l'émission de nucléons (voir chapitre 3) et dépend de son énergie et de la valeur du potentiel moyen : la probabilité de transmission est donnée par

$$P = \begin{cases} \frac{4pp'}{(p+p')^2}G & pour \quad T \geq V, \\ 0 & pour \quad T < V. \end{cases} \tag{5.5}$$

où T et V sont respectivement l'énergie cinétique et le potentiel moyen du pion dans le noyau et, p et p' sont les impulsions du pion à l'intérieur et à l'extérieur du noyau et G est le facteur de Gamow. Dans le modèle INCL, il n'est possible de tenir compte de G que pour les π^+. Pour les autres pions $G = 1$. Si le test de transmission n'est pas satisfait, le pion est alors réfléchi sur la surface sphérique du noyau. Le rayon du potentiel des pions est donné par $R_\pi = (R_0 + R_{max})/2$. Contrairement au modèle INCL standard, à la fin de l'étape de cascade les pions encore présents dans le noyau sont transformés en énergie d'excitation et leurs charges sont prises en compte pour déterminer la charge du noyau résiduel. Les pions situés en dehors de R_π ne peuvent plus interagir avec les nucléons du noyau.

5.3.3 Potentiel moyen des pions

Afin d'introduire l'énergie potentielle moyenne ressentie par les pions à l'intérieur du noyau, la première piste que nous avons suivie consiste à essayer d'extraire de la phénoménologie du modèle optique pour les pions une valeur moyenne de potentiel, en identifiant, comme pour les nucléons, l'énergie potentielle à la partie réelle du potentiel du modèle optique. Nous faisons un rapide rappel de la théorie du modèle optique pour ce cas.

Les premières approches partent de l'hamiltonien suivant

$$H = T_\pi + H_{nuc} + \sum_{i \in A} v_{\pi N_i}, \tag{5.6}$$

dans lequel T_π est l'énergie cinétique du pion, H_{nuc} est l'hamiltonien du noyau cible de nombre de masse A et $v_{\pi N_i}$ est le potentiel entre un pion et un nucléon i. Ces approches ne tiennent pas compte explicitement des degrés de liberté de la résonance Δ bien que ces dernières sont implicitement présentes par l'intermédiaire du terme $v_{\pi N_i}$. (Notons qu'il existe des potentiels optiques de pions tenant compte explicitement de la dynamique des Δ, qui sont basés sur le formalisme du modèle Δ-trou [110] (voir section 5.5)).

Sur base de différentes hypothèses [111, 112], ces théories conduisent à un potentiel du premier ordre donné par[5]

$$\langle \mathbf{r'}|V|\mathbf{r}\rangle = (A-1) \int\int d^3k d^3k' e^{-i\mathbf{k'}\cdot\mathbf{r'}} \rho(\mathbf{k'}-\mathbf{k}) \langle \mathbf{k'}|t|\mathbf{k}\rangle e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \tag{5.7}$$

que l'on peut réécrire dans l'espace des impulsions,

$$\langle \mathbf{k'}|V|\mathbf{k}\rangle = (A-1)\rho(\mathbf{k'}-\mathbf{k})\langle \mathbf{k'}|t|\mathbf{k}\rangle. \tag{5.8}$$

Dans ces relations, t est la matrice de diffusion du pion sur un nucléon dans le noyau. Etant donné qu'il s'agit d'un opérateur à N corps, difficilement calculable, on fait souvent l'approximation consistant à supposer le nucléon comme libre. La matrice t est alors un opérateur à deux corps solution de l'équation de Lippmann-Schwinger suivante

$$t = v_{\pi N} + v_{\pi N} \frac{1}{E - T_\pi - T_N + i\epsilon} t. \tag{5.9}$$

Les premiers potentiels rencontrés dans la littérature se différentient par des approches différentes du terme d'interaction. Parmi ceux-ci, nous présentons brièvement les potentiels les plus populaires : celui de Kisslinger [113] et le potentiel Laplacien [114]. D'autres approches sont présentées dans la référence [111].

[5]Dans cette relation, nous avons négligé les dépendances en spin et en isospin afin de simplifier les notations.

Le potentiel de Kisslinger postule que

$$\langle \mathbf{k'}|t|\mathbf{k}\rangle = a_0 + a_1 \mathbf{k'} \cdot \mathbf{k}. \tag{5.10}$$

Le premier terme décrit la diffusion en onde "s" et le second la diffusion en onde "p". Finalement, le potentiel obtenu par Kisslinger a la forme suivante

$$V_K(r) = A(a_0\rho(r) - a_1\nabla \cdot (\rho\nabla)). \tag{5.11}$$

Les paramètres a_0 et a_1 sont complexes et dépendent de l'énergie. Ils sont généralement déterminés phénoménologiquement. Le terme $\nabla \cdot \rho\nabla$ dû aux ondes "p" conduit à une forte sensibilité de la diffusion des pions au niveau de la surface nucléaire. Ce potentiel est non-local, il dépend non seulement de la position du pion mais également de toute la fonction d'onde. Etant donné la nature semi-classique de la cascade intranucléaire, ce potentiel non-local n'est pas utilisable dans le modèle INCL. Notons que par l'utilisation de la transformation de Krell-Ericson [115], il est possible de dériver un potentiel local équivalent au potentiel de Kisslinger [116]. Initialement le potentiel de Kisslinger fut développé pour étudier la diffusion de pions peu énergétiques ($T_\pi < 85\ MeV$) sur des noyaux légers (^{12}C). Quelques ajustements permettent néanmoins son utilisation jusque dans le domaine de la résonance Δ [117].

Dans le modèle du potentiel Laplacien, la matrice d'interaction est approchée par

$$\langle \mathbf{k'}|t|\mathbf{k}\rangle = a_0 + a_1(k^2 - \frac{1}{2}(\mathbf{k'} - \mathbf{k})^2), \tag{5.12}$$

et le potentiel Laplacien a la forme suivante

$$V_L(r) = A((a_0 + a_1k^2)\rho + \frac{1}{2}a_1\nabla^2\rho). \tag{5.13}$$

Ce potentiel présente un terme de surface non négligeable mais a l'avantage d'être local.

Les potentiels dérivés à partir de l'équation (5.7) sont du premier ordre. Les potentiels d'Ericson-Ericson [118] et du MSU [119] sont étendus, de manière semi-phénoménologique, au deuxième ordre pour tenir compte des interactions à trois corps qui peuvent être non-négligeables à basse énergie [112]. Signalons finalement le potentiel de Ginocchio qui a dérivé un potentiel du deuxième ordre à partir du potentiel de Kisslinger et de la transformation de Krell-Ericson [120].

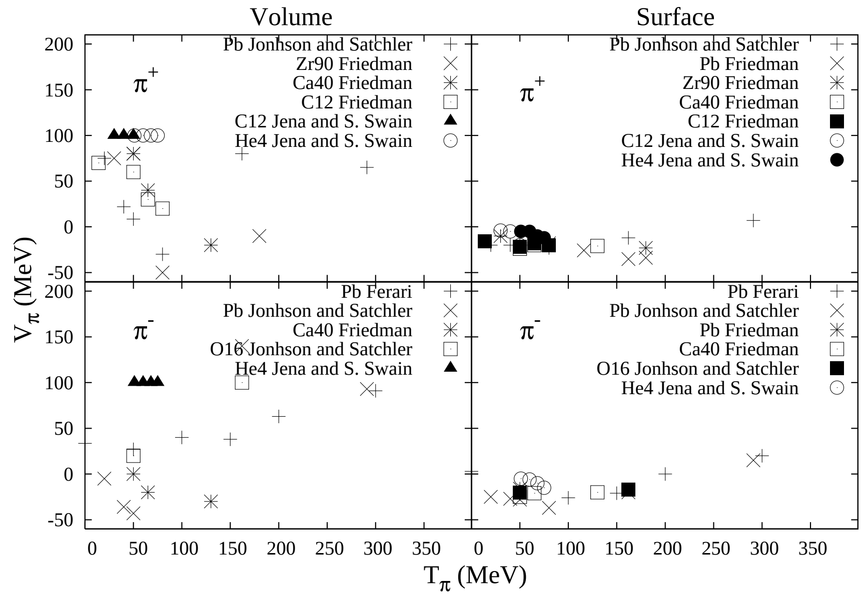


Fig. 5.10: Phénoménologie de la partie réelle du potentiel nucléaire des pions, décomposé schématiquement en une partie située dans le volume (à gauche) et une partie en surface (droite). La limite entre ces deux parties est donnée par le rayon R_0. La partie supérieure (inférieure) de la figure se rapporte aux pions positifs (négatifs). Les valeurs négatives correspondent à des potentiels attractifs. Ces valeurs expérimentales sont extraites des références [116, 122–124].

Tous ces modèles contiennent de nombreux paramètres ajustés à partir de résultats expérimentaux, ce qui rend impossible la détermination a priori des paramètres du modèle. Les géométries utilisées sont généralement compliquées et, contrairement aux potentiels des nucléons, parfois non standard. La détermination des paramètres est équivoque [121] : ils sont complexes et dépendent de l'énergie. C'est pourquoi on rencontre dans la littérature des potentiels élaborés à partir de géométries "sans-biais", en exprimant les potentiels par des séries de Fourier-Bessel [122]. Les paramètres de ces séries sont également déterminés par ajustement à partir de données expérimentales.

La figure 5.10 présente la phénoménologie de la partie réelle du potentiel nucléaire des pions. Ce potentiel est séparé de manière approximative, en un potentiel de volume et de surface, selon que le pion se situe en deçà ou au-delà du rayon R_0, correspondant à la demi-densité (voir chapitre 3). Cette figure montre qu'à la surface, la partie réelle du potentiel

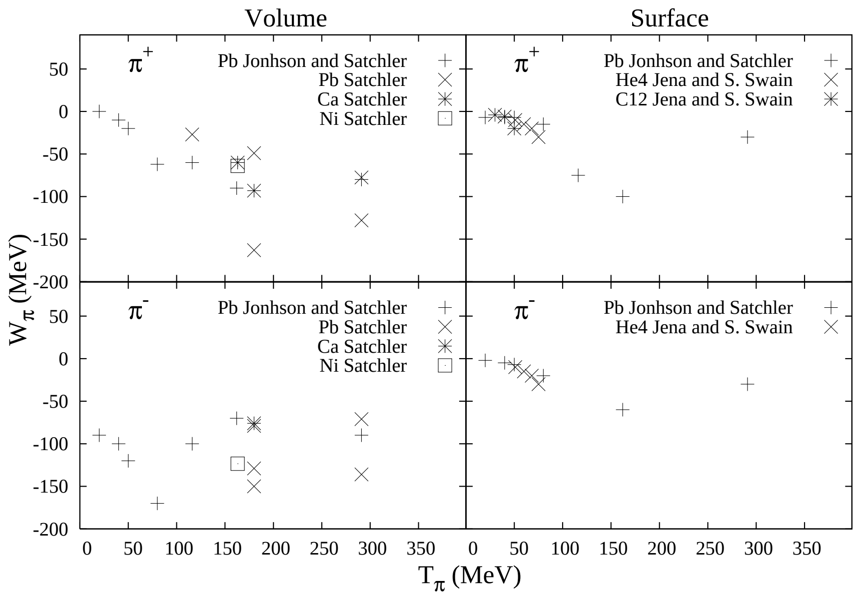


Fig. 5.11: Phénoménologie de la partie imaginaire du potentiel nucléaire des pions. Même convention qu'à la figure 5.10. Les valeurs expérimentales sont extraites des références [116, 121, 123].

nucléaire, tant pour les π^+ que pour les π^-, est négative et est peu sensible à l'énergie du pion incident pour des énergies inférieures à 150 MeV. Au-delà, le potentiel tend à augmenter. A l'intérieur du volume nucléaire, les valeurs trouvées sont très dispersées et il est difficile de déduire une tendance globale pour la partie réelle du potentiel, à l'exception des π^+ pour lesquels le potentiel est positif à basse énergie et diminue rapidement pour atteindre une valeur $\sim -35MeV$ autour de $T_\pi \sim 100MeV$. La figure 5.10 suggère également, pour le potentiel à la surface, une légère dépendance à l'asymétrie de la charge du noyau et à la charge du pion. Finalement signalons encore que tous ces potentiels optiques n'ont été que rarement utilisés, et donc ajustés, au delà de $T_\pi > 300MeV$.

La figure 5.11 donne la partie imaginaire du potentiel nucléaire des pions selon les mêmes conventions que précédemment. La partie imaginaire est négative et relativement importante à l'intérieur du noyau. La forte absorption induite par la résonance Δ conduit à une dépendance en énergie de la partie imaginaire, présentant une valeur absolue maximale autour de 175 MeV. En conséquence, la partie réelle du potentiel ne peut pas être déterminée précisément à l'intérieur du noyau, car étant donné la forte absorption, la partie élastique de la fonction d'onde pénètre à peine dans le noyau nucléaire. Johnson et Satchler [116] ont montré que l'utilisation d'autres paramètres, conduisant à des valeurs de potentiel en volume fort différent, peuvent aussi bien reproduire les résultats expérimentaux. Ces considérations nous laissent donc perplexes quant à l'enseignement que l'on peut tirer de ces potentiels optiques. Effectivement, leur objectif est de décrire les flux dans la voie élastique, et non l'énergie potentielle des pions créés dans le volume nucléaire, ce qui est finalement ce que l'on cherche.

C'est pourquoi nous avons décidé de ne pas trop nous attacher à la phénoménologie du potentiel optique des pions, mais uniquement de nous en inspirer. Dans un premier temps nous avons considéré le même potentiel en surface et en volume. Le potentiel envisagé a la forme suivante

$$V(r,\tau) = V(\tau) = V_N(\tau) + \overline{V_C} \qquad \textit{pour } r < R_c, \tag{5.14}$$

$$= V_C(r) = \frac{Z_{res}(t)\tau e^2}{r} \qquad \textit{pour } r > R_c. \tag{5.15}$$

Pour $r < R_c$, le potentiel a une valeur constante, égale à la somme du potentiel nucléaire V_N et du potentiel coulombien moyen $\overline{V_C}$. La première composante est choisie semblable à celle du modèle de Lane pour les interactions nucléon-noyau [125]

$$V_N(\tau) = V_N^0 + V_N^1 \tau \xi, \tag{5.16}$$

où τ est le double de la troisième composante de l'isospin et ξ est le paramètre d'asymétrie du noyau cible, $(N-Z)/A$. Le potentiel coulombien moyen est pris égal à

$$\overline{V_C} = \frac{1.25 Z_T \tau e^2}{R_0}, \tag{5.17}$$

où Z_T est la charge du noyau cible. Pour $r > R_c$, le potentiel se réduit au potentiel coulombien. Lors de l'émission d'un pion, la charge du noyau utilisée est la charge du noyau résiduel Z_{res} au moment t juste avant cette émission. Le rayon R_c est pris entre les rayons R_0 et R_{max}

$$R_c = \frac{R_{max} + R_0}{2}. \tag{5.18}$$

Les paramètres V_N^0 et V_N^1 sont ajustés en confrontant les résultats du modèle INCL avec des données expérimentales de réactions induites par des pions (comme dans le cas du potentiel optique), mais également avec des réactions de production de pions. La table 5.1 liste les données expérimentales utilisées pour notre ajustement. Les figures 5.12 à 5.17 comparent aux données expérimentales, les observables obtenues en fonction des valeurs du potentiel moyen des pions. Certaines observables

Tab. 5.1: Données expérimentales utilisées pour ajuster les paramètres V_N^0 et V_N^1 du potentiel des pions.

Réactions	Observables	Références
p(500, 730 MeV) + ^{208}Pb	$\sigma_{p,x\pi^+}$; $\sigma_{p,x\pi^-}$	[104, 126]
p(300, 400, 600, 730 MeV) + ^{12}C	$\sigma_{p,x\pi^+}$; $\sigma_{p,x\pi^-}$	[104, 126, 127]
π^+(100, 160, 220 MeV) + ^{nat}Ni	$p_{T>40MeV}$ (et spectre)	[128]
π^+(100, 160, 220 MeV) + ^{181}Ta	$p_{T>40MeV}$ (et spectre)	[128]
π^-(100, 160, 220 MeV) + ^{nat}Ni	$p_{T>40MeV}$ (et spectre)	[128]
π^-(100, 160, 220 MeV) + ^{181}Ta	$p_{T>40MeV}$ (et spectre)	[128]
π^+(85, 125, 165, 205, 245, 315) $+^{12}C$	σ_{abs}, σ_R	[129]
π^+(85, 125, 165, 205, 245, 315) $+^{56}Fe$	σ_{abs}, σ_R	[129]
π^+(85, 125, 165, 205, 245, 315) $+^{209}Bi$	σ_{abs}, σ_R	[129]
π^-(69.5 à 280 MeV) $+^{12}C$	σ_{abs}, σ_R	[129, 130]
π^-(125, 165) $+^{56}Fe$	σ_{abs}, σ_R	[129]
π^-(125, 165) $+^{209}Bi$	σ_{abs}, σ_R	[129]

sont plus sensibles aux valeurs du potentiel que d'autres. La production de π^+ (π^-) induite par des protons est quasiment indépendante de la valeur de V_{π^-} (V_{π^+}) (autre dénomination de $V_N(1)$ et $V_N(-1)$ respectivement). Une valeur de potentiel V_{π^+} ~ -30 MeV semble mieux reproduire les mesures expérimentales. Pour les π^-, une valeur du potentiel V_{π^-} ~ -50 MeV conduit à des résultats satisfaisants pour tous les noyaux cibles. Les sections efficaces totales de réaction pour des pions positifs sont fortement sensibles aux valeurs du potentiel V_{π^+}. Le potentiel optimal est ici aussi, proche de -20 MeV. Les résultats sont relativement bons pour les noyaux légers, mais moins satisfaisants pour les noyaux lourds. Les quelques rares données expérimentales de mesure de sections efficaces de réaction de π^- conduisent aux mêmes conclusions que pour les sections efficaces de production de π^-. Les sections efficaces d'absorption de pions sont également des grandeurs sensibles aux valeurs du potentiel. Ces confrontations confirment les tendances déjà observées. Finalement la production de protons induite par des π^+ (π^-) est insensible à la valeur de V_{π^-} (V_{π^+}). Pour les réactions induites par des π^+, un potentiel V_{π^+} ~ -25 MeV est le

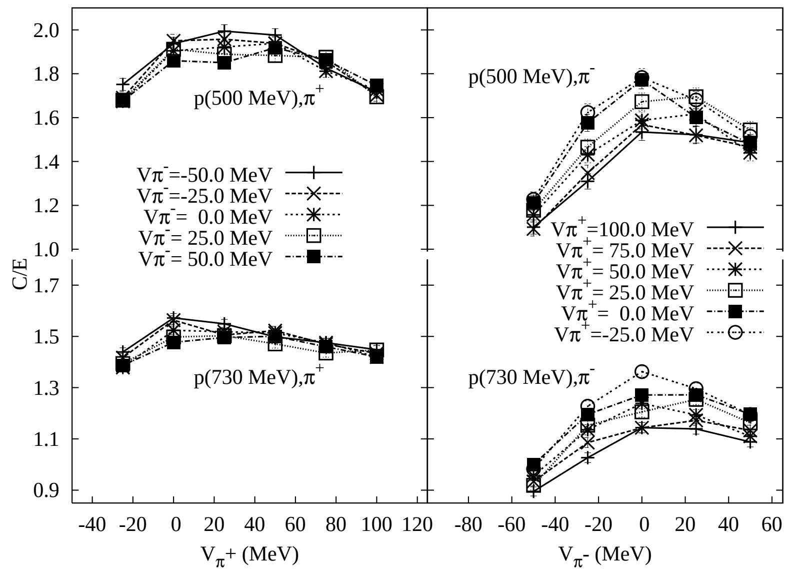


Fig. 5.12: Rapports de la production calculée à la production mesurée de π^+ (à gauche) et de π^- (à droite), induite par des protons de 500 MeV et de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb en fonction de V_π. Les données expérimentales proviennent des références [104, 126].

meilleur choix et fournit de bons résultats à l'exception des noyaux lourds. Pour les réactions induites par des π^-, un potentiel V_{π^-} $\sim$ -50 à -60 MeV est un bon choix pour toutes les énergies incidentes. Notons que pour de faibles énergies incidentes, un potentiel V_{π^-} répulsif de 20 à 30 MeV peut également fournir des résultats intéressants. Néanmoins les écarts entre les résultats calculés et mesurés restent importants. Toutes les valeurs acceptables sont rassemblées dans la figure 5.18. L'ensemble des valeurs (V_N^0, V_N^1) retenu pour chaque noyau correspond approximativement à une augmentation de un χ^2. Les valeurs des paramètres de l'équation (5.16) retenues sont

$$V_N^0 = -30.6\ MeV\ et\ V_N^1 = -71.1\ MeV. \tag{5.19}$$

Ces paramètres donnent un potentiel moyen (nucléaire plus coulombien) de -30.6 MeV pour les pions dans le noyau ^{12}C et de -22 MeV, -30 MeV et -38 MeV, respectivement pour les π^+, π^0 et π^-, dans le noyau ^{208}Pb.

On constate que le potentiel optimal est proche du potentiel en surface fourni par les modèles optiques (voir figure 5.10). Les distributions des densités de production ou de destruction de pions sont données à la figure 5.19. Ce graphique montre qu'une part non négligeable des productions et

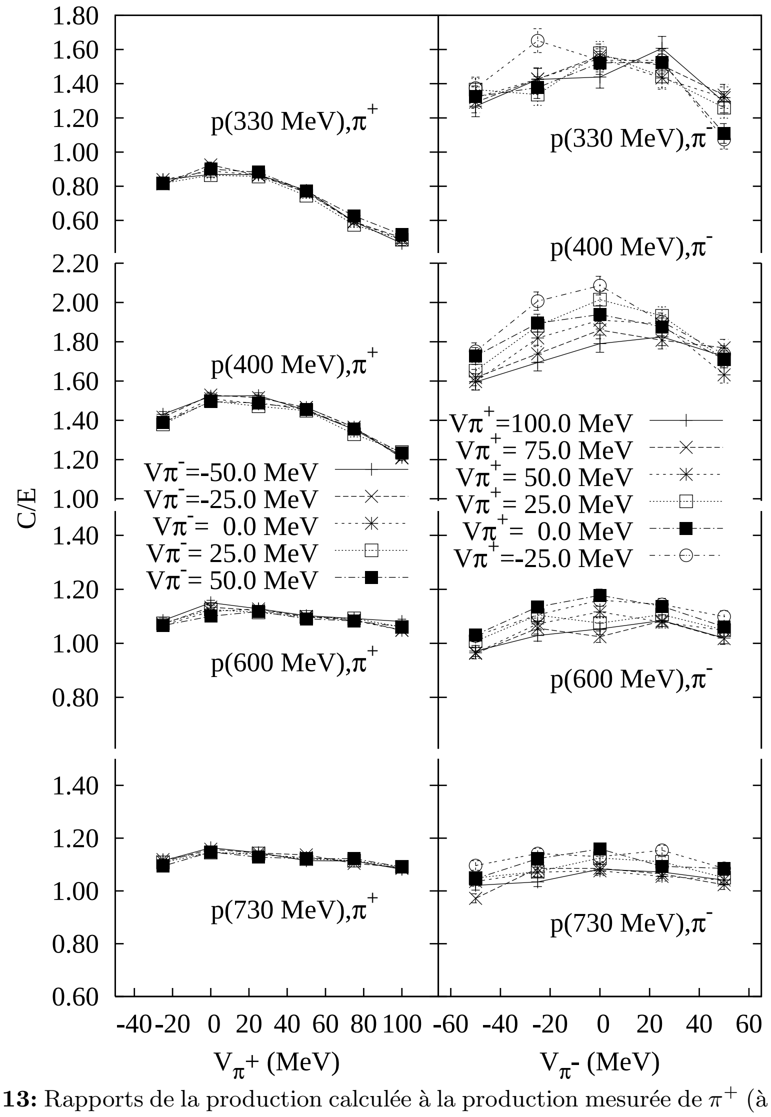


Fig. 5.13: Rapports de la production calculée à la production mesurée de π^+ (à gauche) et de π^- (à droite), induite par des protons de 330 MeV, 400 MeV, 600 MeV et de 730 MeV sur le noyau de ^{12}C en fonction de V_π. Les données expérimentales proviennent des références [104, 126, 127].

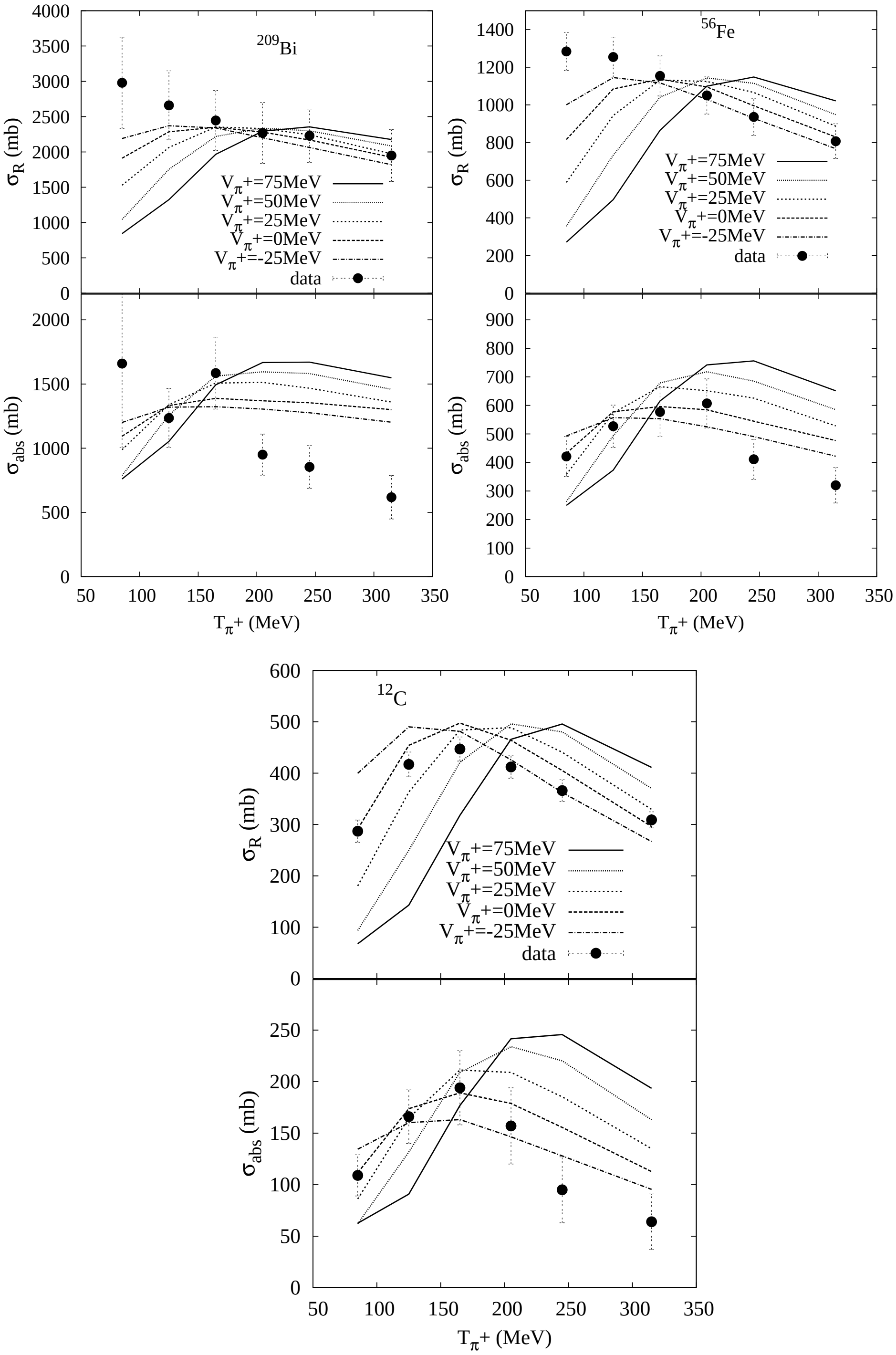


Fig. 5.14: Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^+ sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{56}Fe et ^{12}C en fonction de l'énergie cinétique du pion incident T_{π^+}, pour différentes valeurs de V_{π^+}. V_{π^-} est fixé à 0 MeV. Données expérimentales de la référence [129].

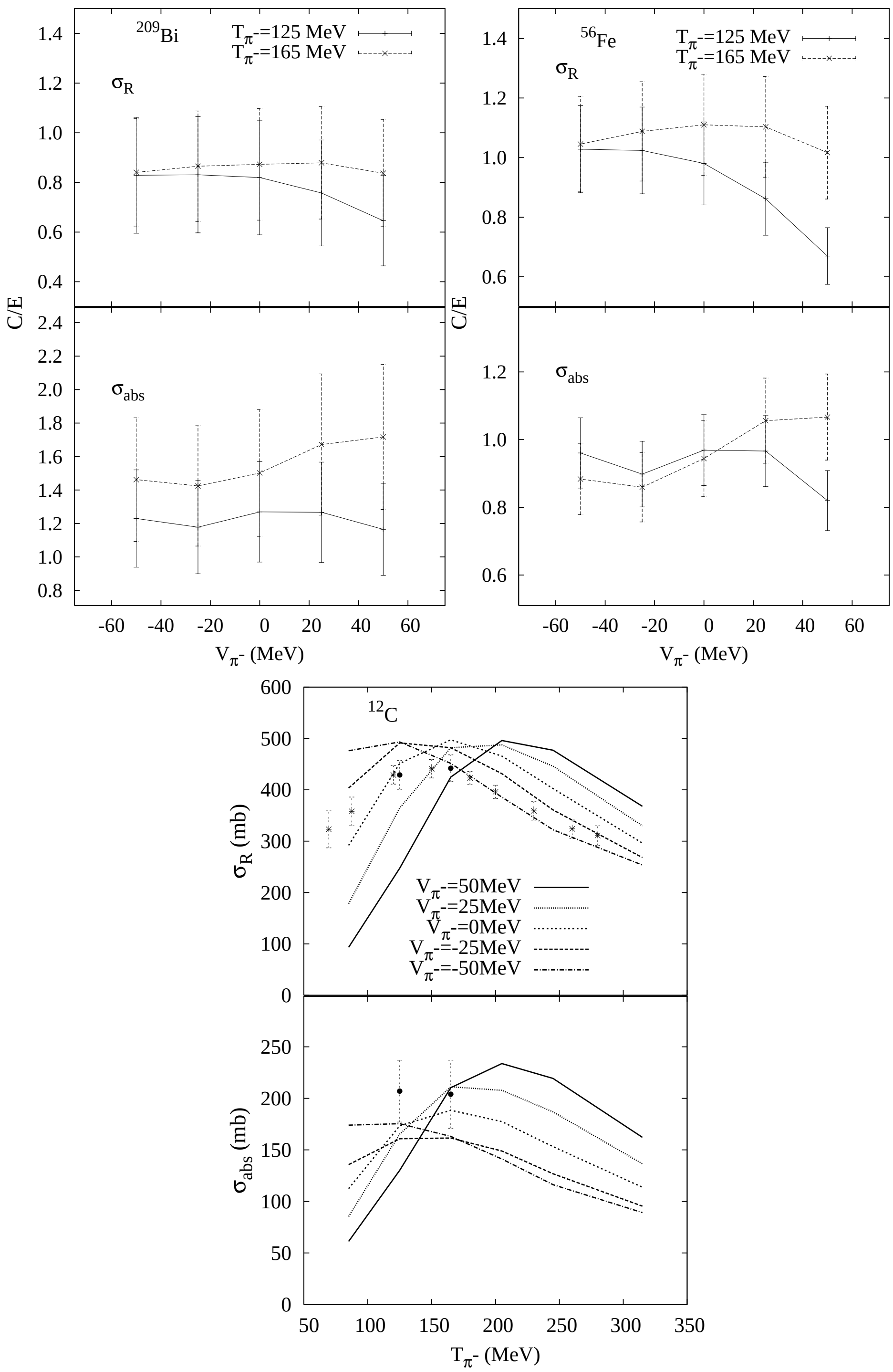


Fig. 5.15: Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^- sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{56}Fe et ^{12}C en fonction de l'énergie cinétique du pion incident T_{π^-}, pour différentes valeurs de V_{π^-}. V_{π^+} est fixé à 0 MeV. Pour les noyaux de ^{209}Bi et ^{56}Fe ce sont les rapports calcul/mesure qui sont présentés. Données expérimentales de la référence [129].

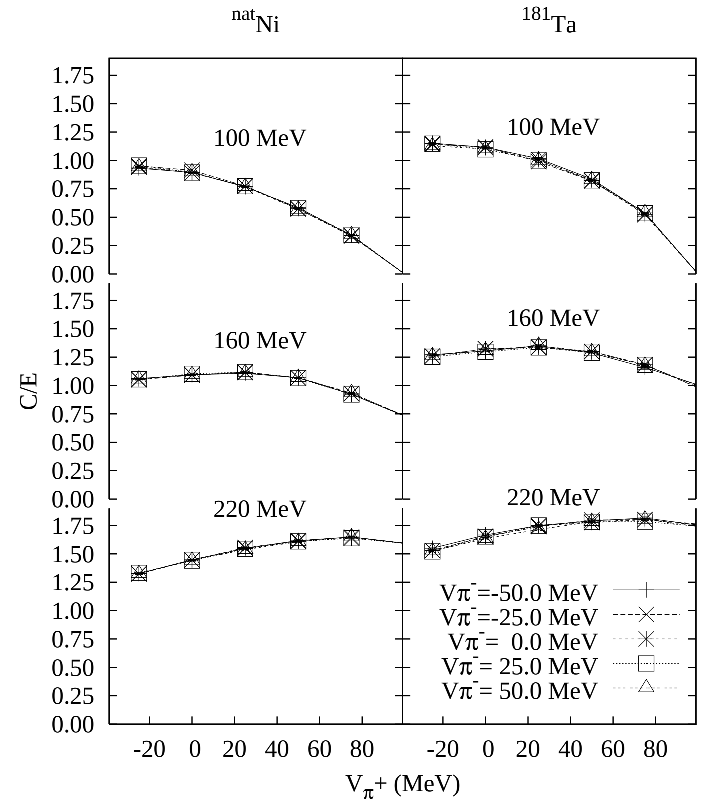


Fig. 5.16: Rapports de la production calculée à la production mesurée de protons, induite par des π^+ de 100 MeV, 160 MeV et 220 MeV les noyaux de ^{nat}Ni (gauche) et de ^{181}Ta (droite) en fonction de V_{π^+}, pour différentes valeures de V_{π^-}. Les données expérimentales proviennent de la référence [128].

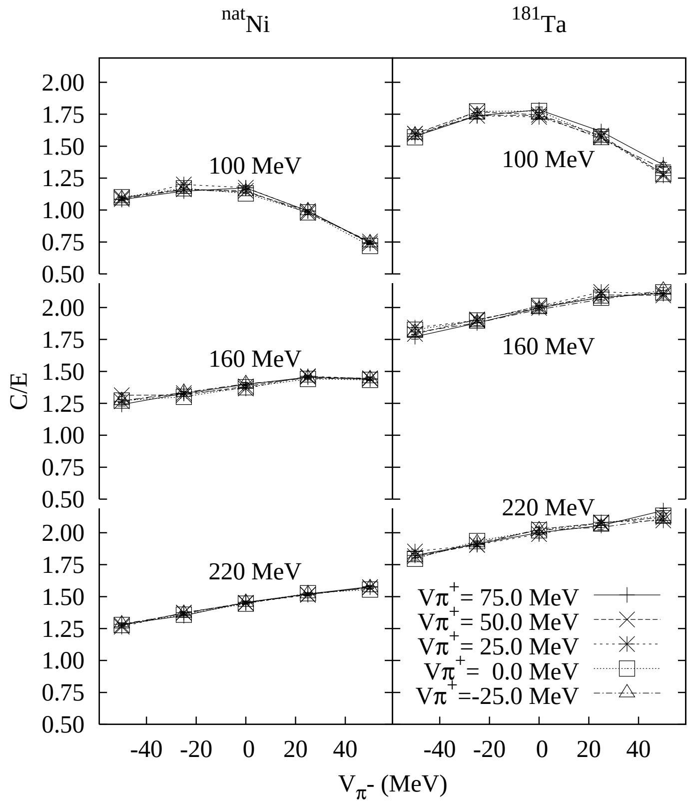


Fig. 5.17: Rapports de la production calculée à la production mesurée de protons, induite par des π^- de 100 MeV, 160 MeV et 220 MeV les noyaux de ^{nat}Ni (gauche) et de ^{181}Ta (droite) en fonction de V_{π^-}, pour différentes valeures de V_{π^+}. Les données expérimentales proviennent de la référence [128].

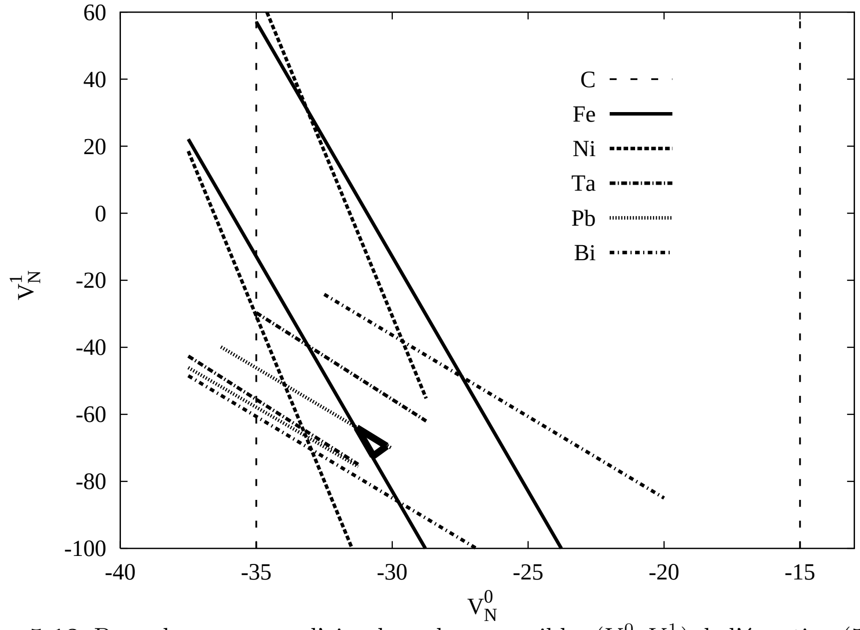


Fig. 5.18: Pour chaque noyau, l'aire des valeurs possibles (V_N^0, V_N^1) de l'équation (5.16) est délimité par des segments de droites identiques. Ces aires correspondent approximativement à une augmentation d'une unité pour le χ^2. Il n'y a pas de dépendance avec V_N^1 pour le noyau symétrique de ^{12}C. Le triangle formé par les trois lignes épaisses correspond à l'intersection des aires des valeurs possibles.

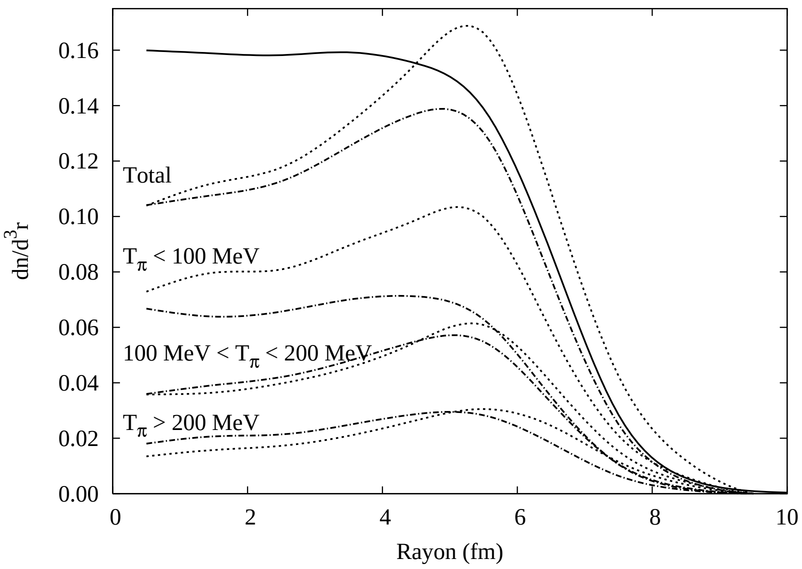


Fig. 5.19: Distributions des densités de production (lignes en pointillés) et de destruction (lignes en tirets) de pions. Les distributions totale et dans trois intervalles d'énergie sont présentées. Simulation de protons de 800 MeV sur du Pb. La ligne en continu donne la distribution de la densité de nucléons (donnée en fm^{-3}). Les distributions relatives aux pions sont normalisées par réaction et sont multipliées par 200, à l'exception des π d'énergie cinétique inférieure à 100 MeV où le facteur est de 300.

destructions de pions se passe à l'intérieur du noyau. Cependant on observe un peu plus de production que de destruction de pions à proximité de la surface nucléaire, ce qui suggère que les pions produits en surface ont plus de chance d'être émis et corrobore donc dans un sens le potentiel choisi.

5.4 Résultats

Dans un premier temps nous allons examiner l'effet de nos modifications sur des observables qui sont directement liées à la dynamique des pions : production de pions induite par des nucléons, et sections efficaces de réaction, d'absorption, de fission et de production de nucléons provoquées par des pions. Ensuite nous discuterons les observables indirectement liées aux pions, mais néanmoins relevantes pour les réactions de spallation : émission de nucléons et production de résidus créés par des nucléons incidents.

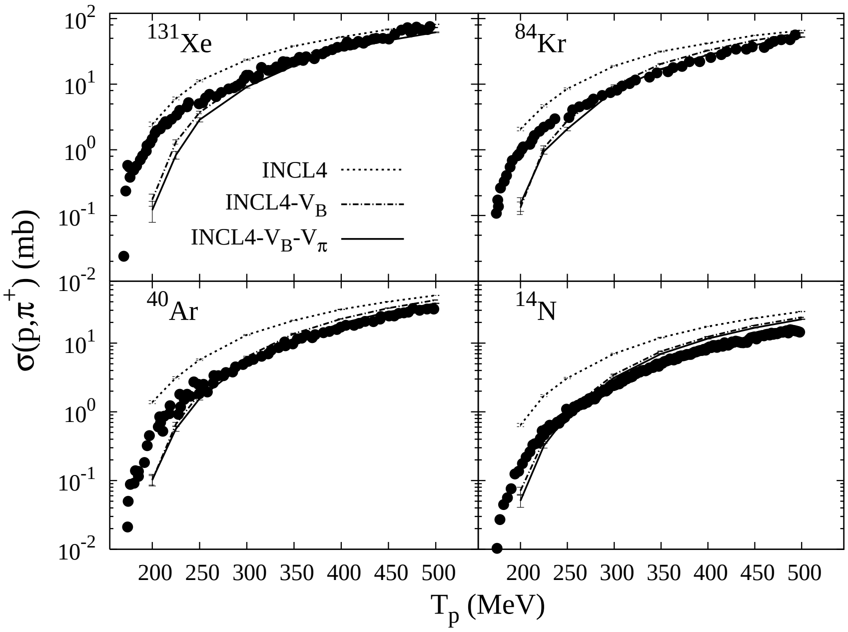


Fig. 5.20: Sections efficaces de production de π^+, pour différentes cibles, en fonction de l'énergie cinétique du proton incident T_p. Les résultats obtenus avec le modèle standard sont donnés par les lignes en pointillés. Les lignes en tirets-pointillés sont produites par le modèle amélioré par le potentiel des baryons ($V_B = V_B(\tau, \alpha T)$). Les prédictions fournies par le modèle dont la dynamique des pions est modifiée (V_B et V_π) sont représentées par les lignes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [131].

Nous comparerons presque systématiquement le modèle standard ($INCL4$), le modèle dont le potentiel moyen des baryons a été modifié au chapitre précédent ($INCL4 - V_B$) et le modèle enrichi, en plus, par les aspects de la dynamique des pions présentés ci-dessus ($INCL4 - V_B - V_\pi$). Pour les observables indirectement liées aux pions, seules les versions $INCL4 - V_B$ et $INCL4 - V_B - V_\pi$ seront comparées aux résultats expérimentaux. Les confrontations avec la version standard ayant été étudiées au chapitre précédent.

5.4.1 Production de pions induite par des nucléons

Les sections efficaces totales de production de pions sur différentes cibles sont données aux figures 5.20 et 5.21.

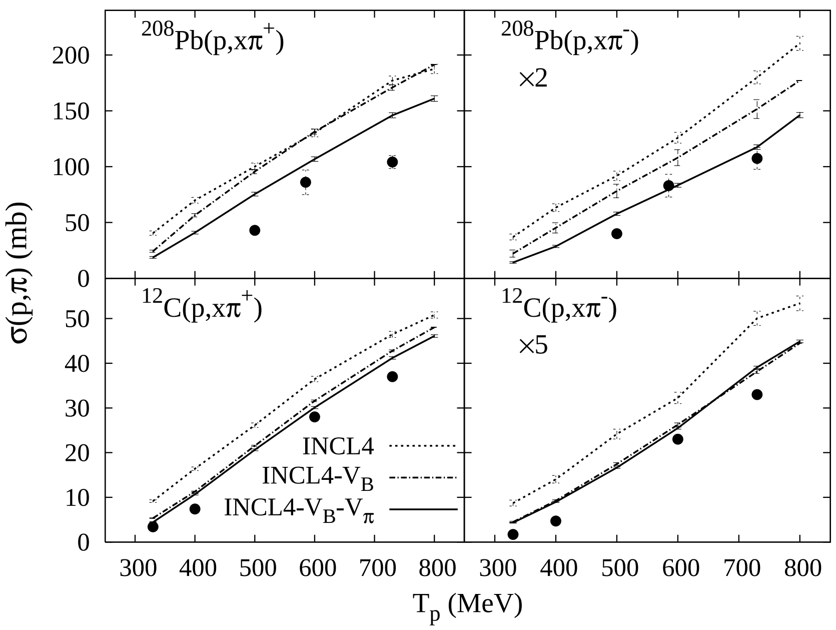


Fig. 5.21: Sections efficaces de production de π^+ (à gauche) et de π^- (à droite), pour les noyaux de ^{208}Pb (en haut) et de ^{12}C (en bas), en fonction de l'énergie cinétique du proton incident T_p. Même convention qu'à la figure 5.20. Les données expérimentales proviennent des références [104, 127, 132].

D'une manière générale, la version $INCL4-V_B-V_\pi$ corrige considérablement le modèle standard. Cependant la production de π^+ pour des protons incidents d'énergie $T_p < 225$ MeV est sous-estimée pour toutes les cibles de la figure 5.20. Pour le noyau de ^{208}Pb, la production de π^+ induite par des protons d'énergie $T_p > 400$ MeV reste surestimée. A l'exception de l'émission de π^+ par des protons d'énergie supérieure à 500 MeV sur le noyau de Pb, la contribution apportée par l'amélioration de la description du champ moyen des baryons $V_B(\tau, \alpha T)$ n'est pas négligeable. Au chapitre 4, nous avons vu que l'introduction de la dépendance en isospin réduit les émissions de π^+ induites par des protons de 256 MeV et augmente légèrement ces émissions pour des protons d'énergie supérieure. L'ajout de la dépendance en énergie du potentiel moyen des nucléons réduit toutes les productions de pions suite à une réduction, par rapport au modèle standard, de l'impulsion du proton incident lorsque ce dernier pénètre dans le noyau. Cette réduction correspond approximativement au décalage, observé pour la production de pions par le ^{12}C, entre les courbes obtenues avec le modèle standard et le modèle où le potentiel des baryons est amélioré.

Il faut remarquer une légère inconsistance entre les différentes mesures expérimentales : d'une part, pour des protons d'énergie incidente entre 400 MeV et 500 MeV, plus le noyau cible est lourd, plus le rapport calcul sur expérience diminue et devient inférieur à 1.0 à la figure 5.20 et d'autre part, plus le noyau est lourd, plus ce rapport augmente et reste nettement supérieur à 1.0 à la figure 5.21.

Les figures 5.22 à 5.27 donnent les sections efficaces doublement différentielles d'émission de pions produite par des protons de 730 MeV et de 585 MeV sur les noyaux de ^{208}Pb, ^{63}Cu et ^{12}C. L'émission de pions chargés induite par des neutrons de 542 MeV sur le noyau de ^{209}Bi est donnée à la figure 5.28. L'introduction de la dépendance en énergie du potentiel des baryons réduit sensiblement les émissions de pions énergétiques (T_π $>$ 125 MeV) et augmente la production de pions de basse énergie (T_π $<$ 30 MeV). On peut encore expliquer cette observation par l'effet de la dépendance en énergie du potentiel moyen des nucléons sur l'impulsion du nucléon incident en pénétrant dans le noyau. Les différentes améliorations de la physique des pions diminuent les émissions de pions aux énergies intermédiaires (30 MeV $< T_\pi <$ 125 MeV) et augmentent la production de pions de basse énergie. Les modifications apportées à la dynamique des pions influencent peu la création des pions les plus énergétiques. Confronté aux résultats de la référence [104] (proton incident de 730 MeV) et de la référence [133] (neutron incident de 542 MeV), ces effets conduisent à une nette amélioration du modèle INCL. Par contre les données de la référence [132] sont mieux reproduites par le modèle standard que par les versions modifiées. La remontée des pions de basse énergie semble corriger les émissions de π^-, mais dégrade les productions de π^+.

Production de pions induite par des pions

La figure 5.29 confronte les estimations des sections efficaces inélastiques de π^+ de 220 MeV sur une cible de ^{208}Pb, aux mesures expérimentales de la référence [134]. Le modèle modifié ne reproduit pas correctement les résultats expérimentaux. Les données expérimentales montrent la présence d'une large bosse dont la position est progressivement décalée vers les basses énergies lorsque l'angle d'émission augmente [134]. La position estimée de ce pic est sous-estimée pour tous les angles.

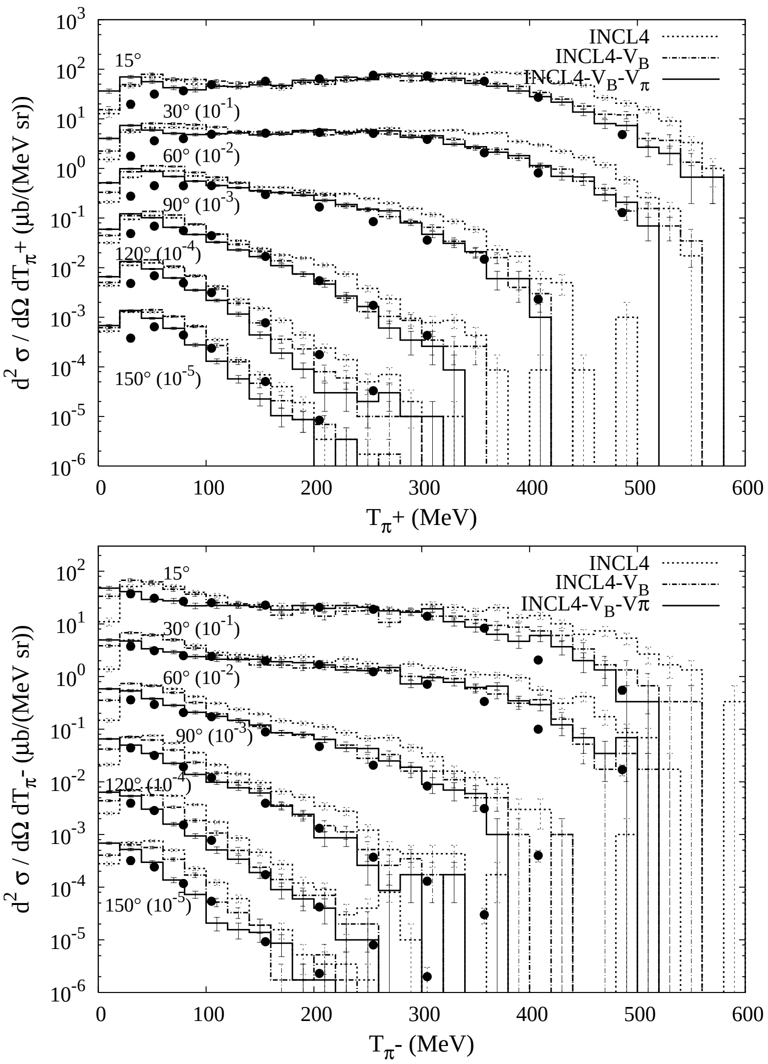
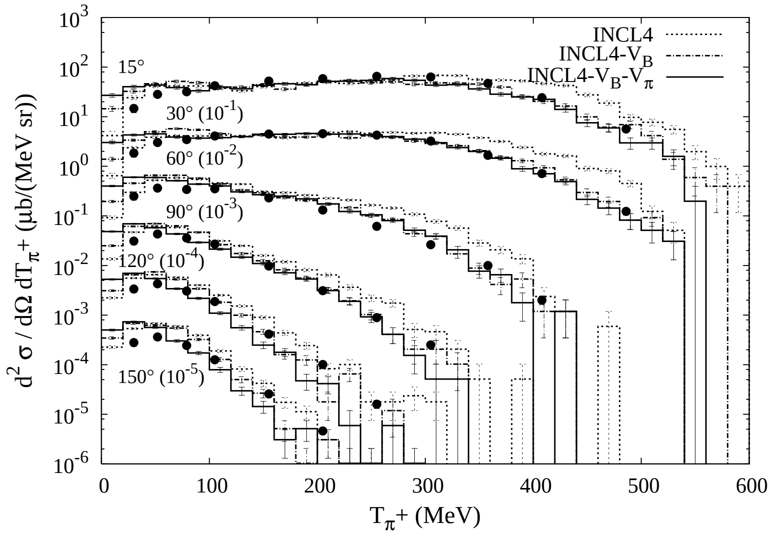


Fig. 5.22: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 730 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Les histogrammes en pointillés correspondent au modèle standard. L'introduction de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons conduit aux histogrammes en tirets et en pointillés. Les résultats obtenus suite à l'amélioration de la dynamique des pions sont représentés par les histogrammes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [104].



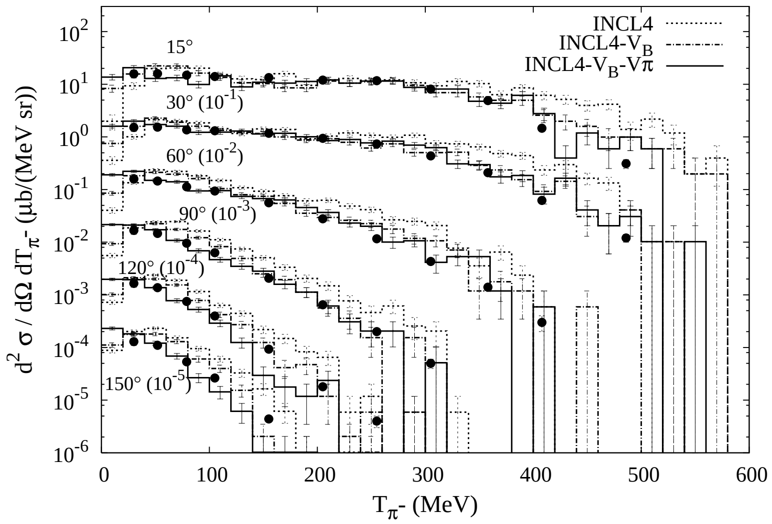


Fig. 5.23: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 730 MeV sur un noyau de ^{63}Cu. Même convention qu'à la figure 5.22. Les données expérimentales sont issues de la référence [104].

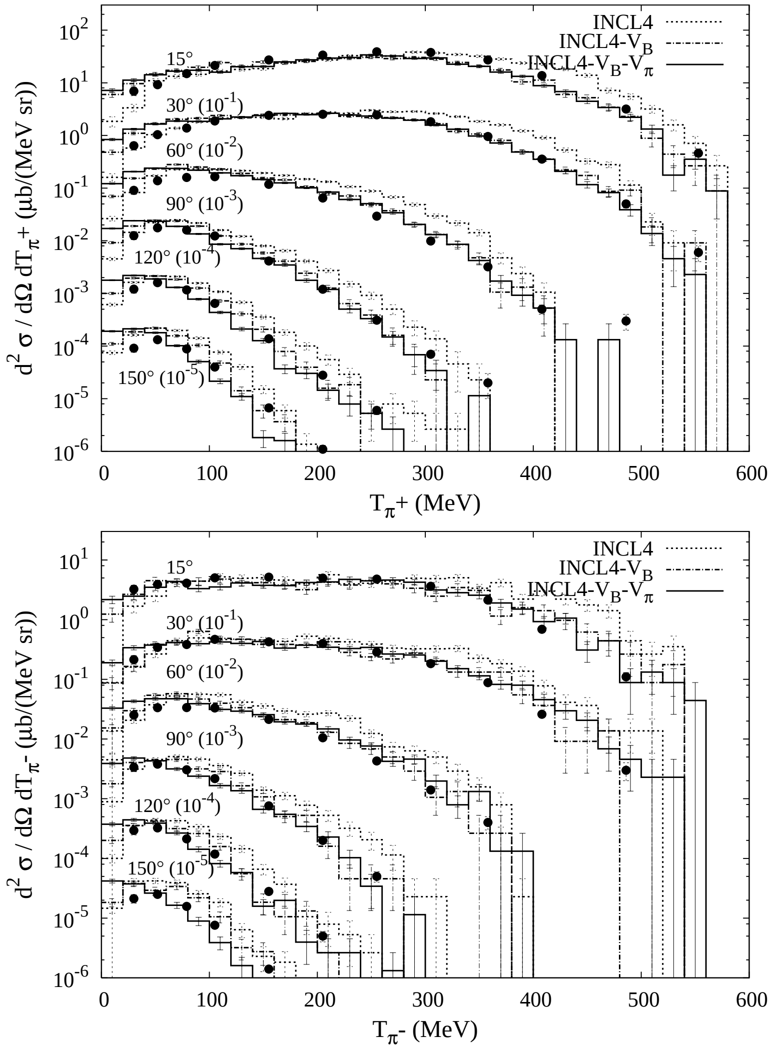


Fig. 5.24: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 730 MeV sur un noyau de ^{12}C. Même convention qu'à la figure 5.22. Les données expérimentales sont issues de la référence [104].

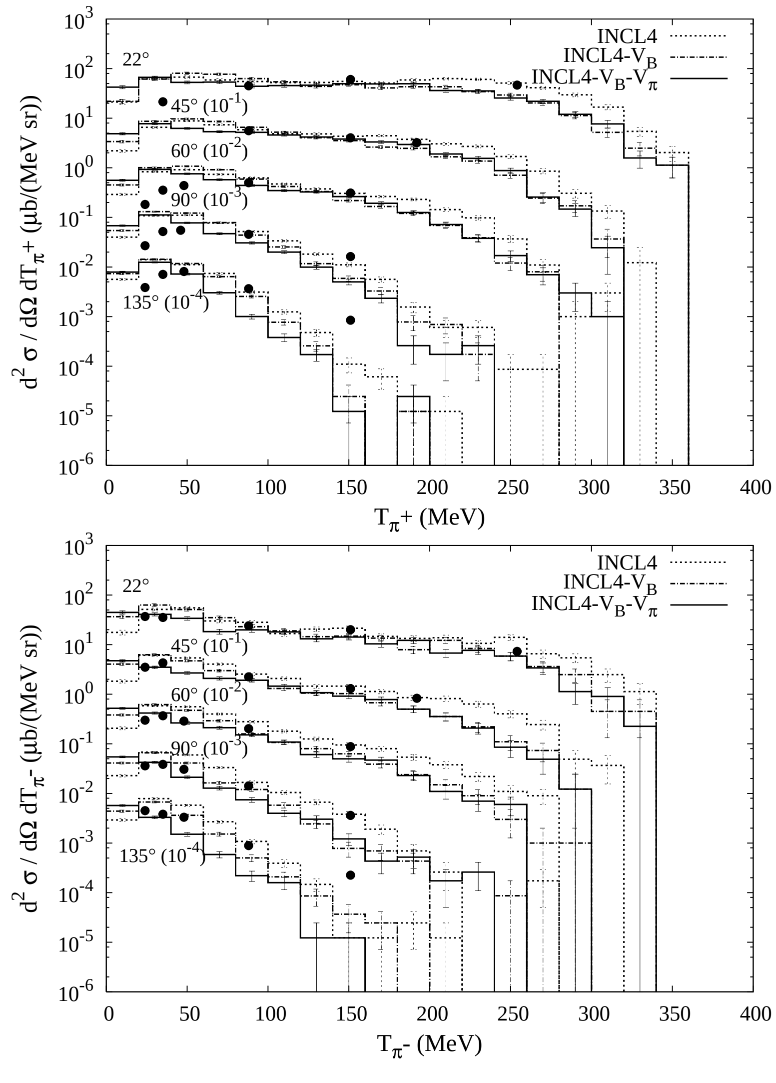
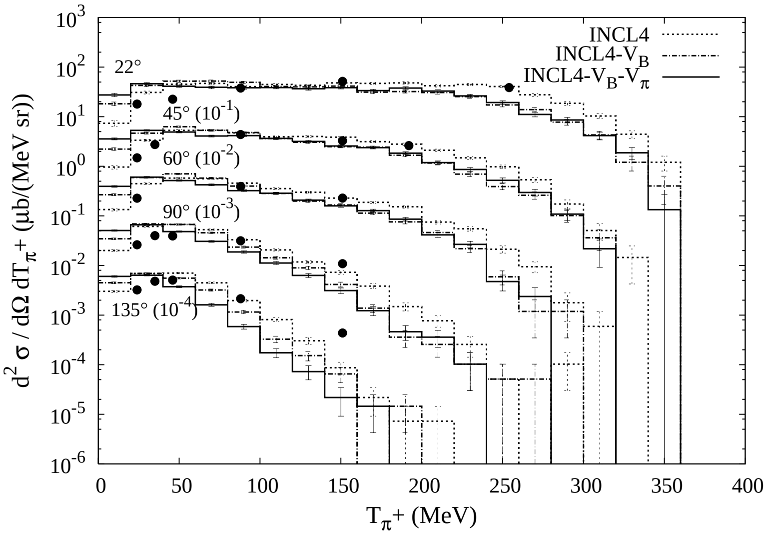


Fig. 5.25: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 585 MeV sur un noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 5.22. Les données expérimentales sont issues de la référence [132].



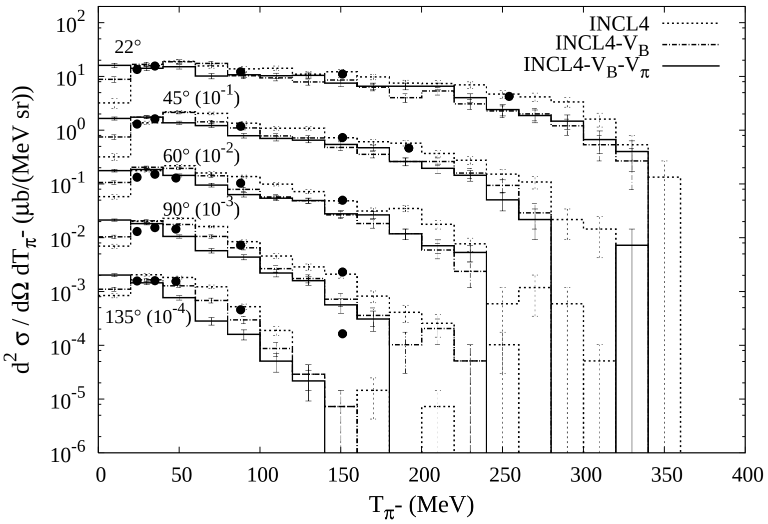
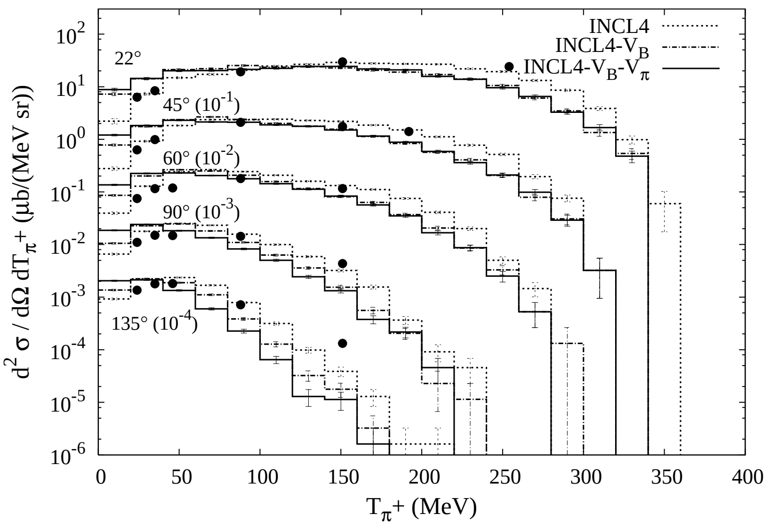


Fig. 5.26: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 585 MeV sur un noyau de ^{63}Cu. Même convention qu'à la figure 5.22. Les données expérimentales sont issues de la référence [132].



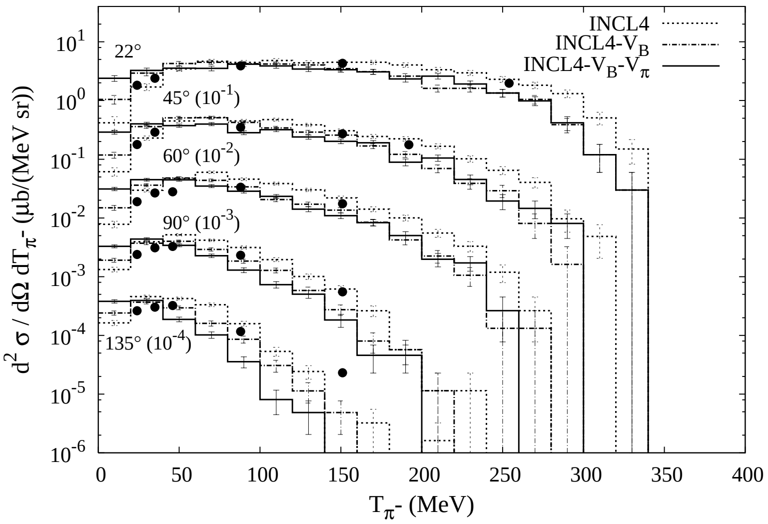


Fig. 5.27: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induite par des protons de 585 MeV sur un noyau de ^{12}C. Même convention qu'à la figure 5.22. Les données expérimentales sont issues de la référence [132].

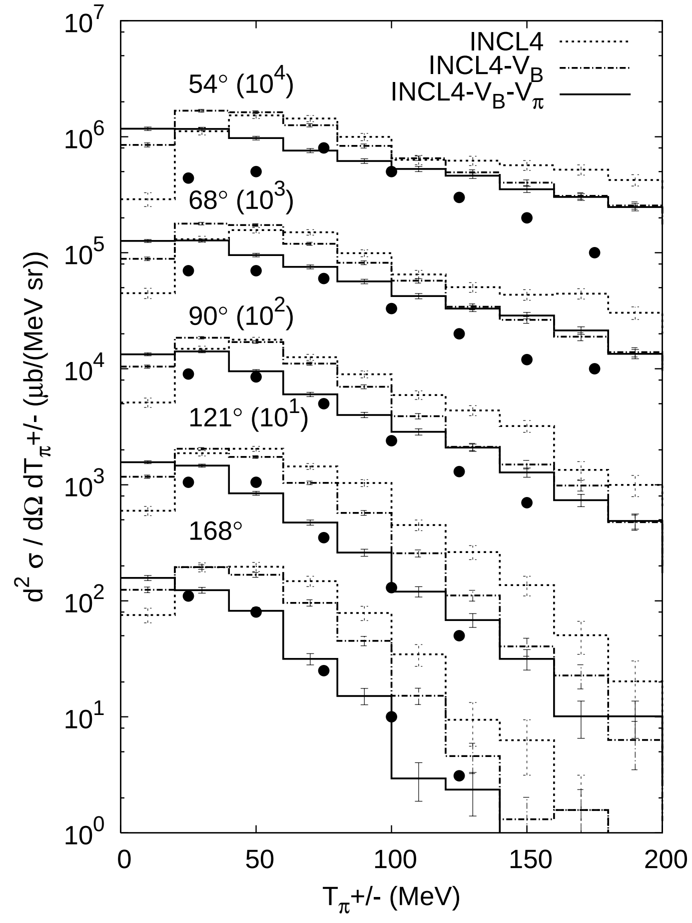


Fig. 5.28: Sections efficaces doublement différentielles de production de $\pi^+ + \pi^-$ induite par des neutrons de 542 MeV sur un noyau de ^{209}Bi. Les histogrammes en pointillés correspondent au modèle standard. L'introduction de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons conduit aux histogrammes en tirets et en pointillés. Les résultats obtenus suite à l'amélioration de la dynamique des pions sont représentés par les histogrammes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [133].

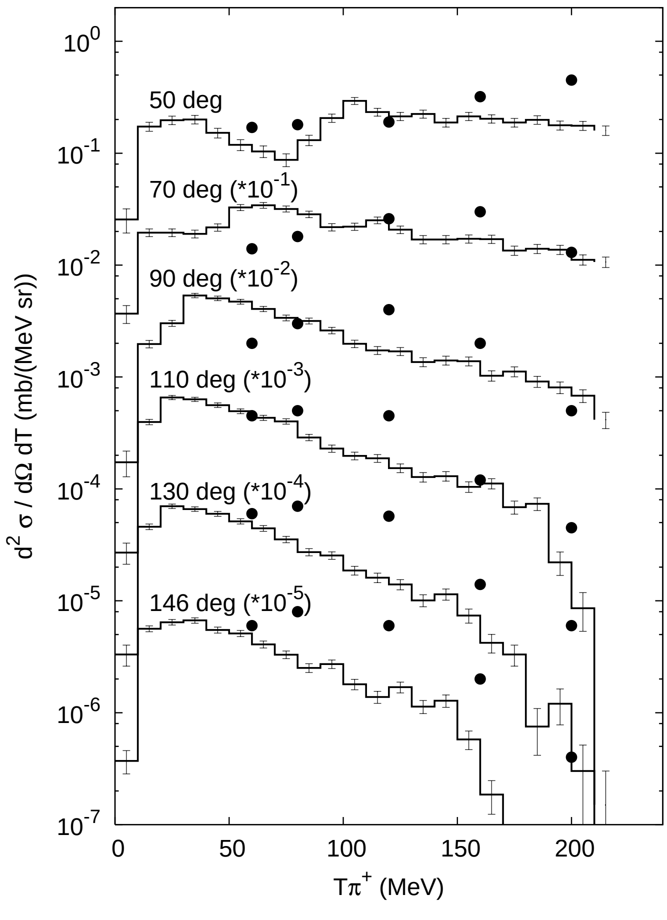


Fig. 5.29: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ induite par des π^+ de 220 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. L'introduction du potentiel des baryons dépendant de l'isospin et de l'énergie et des aspects de la dynamique des pions présentés dans ce chapitre, conduisent aux résultats représentés par les histogrammes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [134].

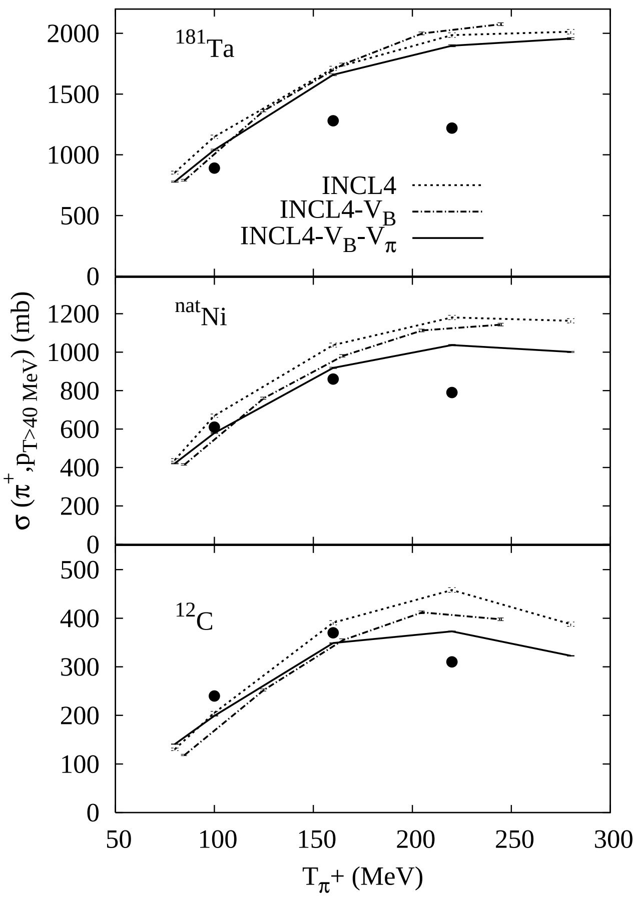


Fig. 5.30: Sections efficaces de production de protons d'énergie cinétique supérieure à 40 MeV induite par des π^+ sur les noyaux de ^{181}Ta, ^{nat}Ni et ^{12}C. Les résultats obtenus avec le modèle standard sont donnés par les lignes en pointillés. Les lignes en tirets et en pointillés sont produites par le modèle dont le potentiel des baryons est modifié ($V_B = V_B(\tau, \alpha T)$). Les prédictions fournies suite à l'amélioration de la dynamique des pions ($V_B - V_\pi$) sont représentées par les lignes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [128].

5.4.2 Production de nucléons induite par des pions

Les sections efficaces de production de protons d'énergie cinétique supérieure à 40 MeV, obtenues en bombardant des π^+ et des π^- sur différentes cibles, sont données respectivement aux figures 5.30 et 5.31. Au chapitre 4, nous avons observé que l'introduction de la dépendance en isospin du potentiel moyen des baryons entrainait une augmentation

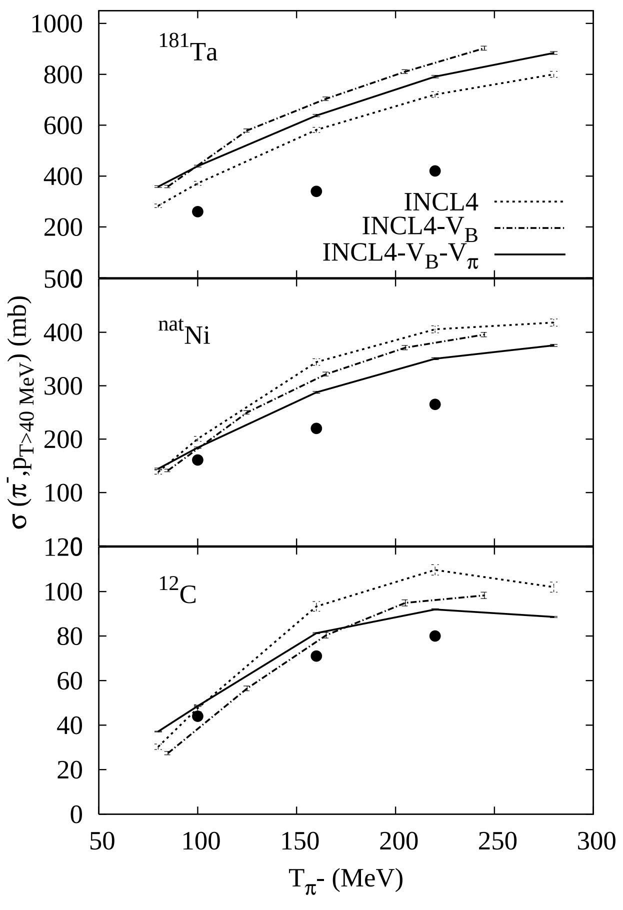


Fig. 5.31: Voir figure 5.30 mais pour des π^- incidents.

de la production de protons par réaction. Cet effet est légèrement réduit, mais subsiste, suite à l'ajout ultérieur de la dépendance en énergie du potentiel des nucléons. C'est pourquoi on observe une remontée de la production de protons, pour le noyau le plus asymétrique (^{181}Ta), entre le modèle standard et le modèle où la description du potentiel des baryons est améliorée. Les noyaux de Ni et de C étant plus symétriques, l'effet principal provient de la dépendance en énergie du potentiel des nucléons, ce qui réduit les sections efficaces estimées. L'effet de l'amélioration de la dynamique des pions est principalement lié à l'introduction du potentiel des pions. Les variations observées sont consistantes avec les analyses faites lors de la paramétrisation du potentiel des pions (voir figure 5.16 et 5.17 mais également les figures 5.14 et 5.15 qui présentent la modification de l'allure des sections efficaces d'absorption pour différentes valeurs du potentiel des pions). A l'exception des réactions induites par les π^- sur le Ta, les résultats finalement obtenus sont meilleurs. Cependant pour les π^+ incidents sur le noyau de Ta les résultats obtenus sont encore insuffisants.

On tente d'expliquer l'importante différence observée entre les sections efficaces induites par des π^+ et des π^- à partir des sections efficaces pion-nucléon et des rapports de branchement de décroissance des résonances Δ [108]. En se basant sur des processus à une collision, on obtient un rapport de 11 entre la production d'un proton à partir de π^+ et à partir d'un π^-. Selon les résultats de la référence [128], le rapport des absorptions sur deux nucléons est de l'ordre de 13 pour le ^{12}C et le ^{nat}Ni, et de 17 pour le ^{181}Ta. Le fait que, tant pour les résultats expérimentaux que pour les résultats numériques, ce rapport est nettement plus petit que celui prédit par ces processus, souligne l'importance des réactions secondaires pour l'émission de ces protons. La surestimation plus importante, de la production de protons pour le noyau lourd par rapport aux noyaux légers, conduit à croire que l'on surestime les réactions secondaires. Parmi les études de sensibilité, faites dans la section 5.4.7, nous analyserons l'influence de la section efficace de recombinaison du Δ.

La figure 5.32 compare, aux mesures expérimentales, les estimations des sections efficaces doublement différentielles d'émission de protons à 30 degrés, produites par des π^+ sur différentes cibles. Bien que nos résultats restent proches des données expérimentales, les différents ingrédients introduits dégradent les prévisions. La bosse observée à approximativement 90 MeV est dominée par la production de protons par réaction directe pion-nucléon, et celle observée autour de 250 MeV provient essentiellement de la réaction de recombinaison du Δ [108]. Le fait que la première bosse

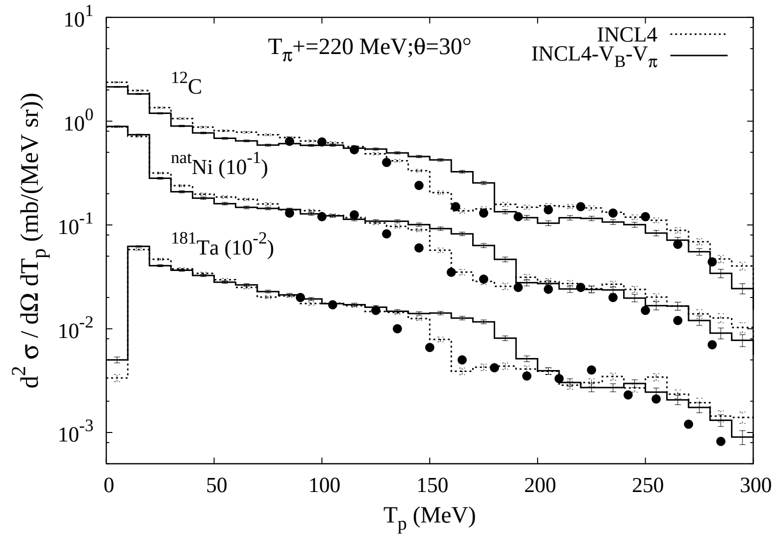


Fig. 5.32: Spectres des protons émis à l'angle $\theta = 30°$ induits par des π^+ de 220 MeV sur les noyaux de ^{181}Ta, ^{nat}Ni et ^{12}C. Les lignes en pointillés représentent les résultats obtenus avec le modèle standard. Les lignes en continu correspondent aux prédictions fournies par le modèle modifié ($V_B - V_\pi$). Les données expérimentales sont issues de la référence [128].

est décalée de 25 MeV vers des énergies supérieures semble indiquer que le potentiel des π^+ introduit est trop grand et qu'un potentiel nul serait un meilleur choix. Cependant, nous ne devons pas oublier que les protons sont également produits par des réactions secondaires qui dépendent de la dynamique des protons dans la mer de Fermi.

La figure 5.33 présente la même comparaison pour tous les angles dans le cas du noyau de ^{12}C. Si le même défaut que précédemment est encore observé pour les deux premiers angles, l'introduction du potentiel des pions améliore incontestablement nos estimations, et ce principalement pour les émissions vers l'arrière. Etant donné que la cible n'est pas infiniment mince, nous avons également estimé les émissions de protons à l'aide du code de transport MCNPX [107] où les dimensions de la cible sont prises en compte et le modèle INCL4 standard est utilisé. La taille de la cible a peu d'effet sur les spectres, excepté pour l'émission de protons de basse énergie. Pour les angles avant, la taille de la cible conduit à un léger décalage de la première bosse vers les basses énergies. Il faut encore signaler que la taille de la cible réduit de 10% la section efficace totale de production de protons d'énergie cinétique supérieure à 40 MeV induite

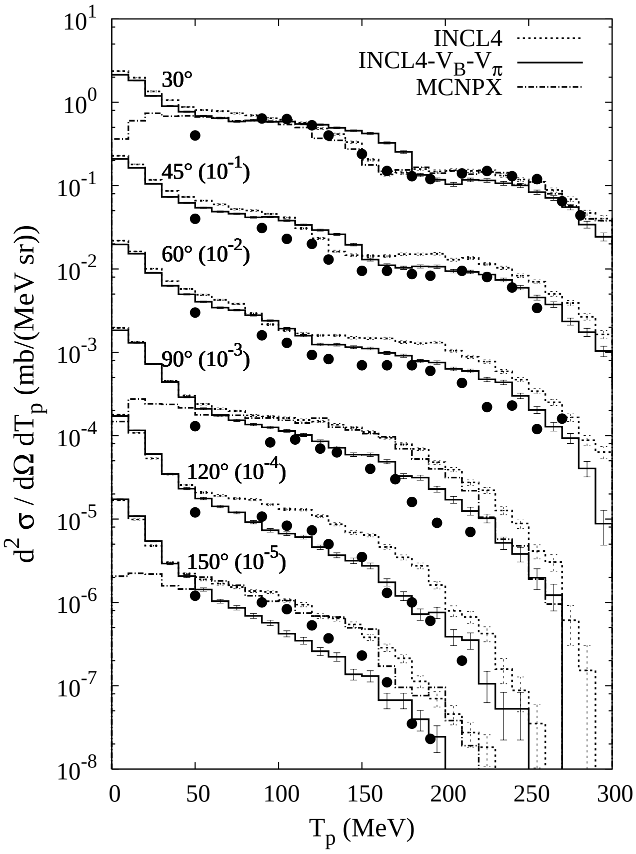


Fig. 5.33: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des π^+ de 220 MeV sur le noyau de ^{12}C. Les lignes en pointillés représentent les résultats obtenus avec le modèle standard. Les lignes en continu correspondent aux prédictions fournies par le modèle $V_B - V_\pi$. Les lignes en points et tirets (portées pour 30°, 90° et 150° seulement) correspondent aux résultats obtenus avec le code de transport MCNPX [107] où les dimensions de la cible sont prises en compte et le modèle INCL4 standard est utilisé. Données expérimentales de la référence [128].

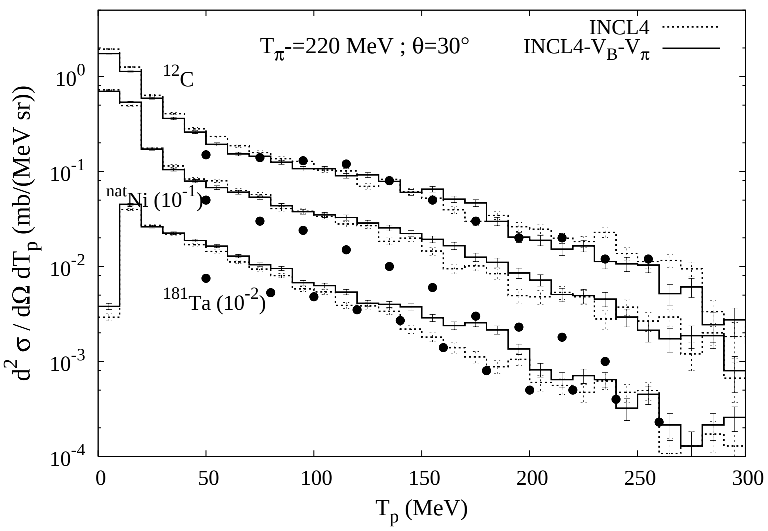


Fig. 5.34: Voir figure 5.32 mais pour des π^- incidents.

par des π^+ de 220 MeV sur le noyau de C.

La figure 5.34 donne les mêmes comparaisons que la figure 5.32 mais pour des π^- incidents. Dans ce cas, le défaut observé précédemment est plus faible et les résultats obtenus sont relativement satisfaisants pour le noyau léger et le noyau lourd, mais bizarrement la section efficace est surestimée dans le cas du noyau intermédiaire.

Etant donné les énergies utilisées dans les expériences précédentes, l'effet de la paramétrisation des sections efficaces pion-nucléon au-delà de la résonance Δ ne peut pas être observé. Afin de valider notre modèle pour des énergies incidentes supérieures, nous avons confronté les émissions calculées de neutrons produits par des π^+ de 870 MeV aux résultats expérimentaux de la référence [135] (voir figure 5.35). L'accord entre les calculs et les mesures est globalement satisfaisant et ce, sans normalisation sur une section efficace de réaction expérimentale. Des observations plus détaillées montrent que les spectres des neutrons émis sont surestimés à haute énergie ainsi que la composante d'évaporation. Notons encore que la simulation reproduit approximativement le pic observé à 15 degrés et à haute énergie. Nous n'avons pas présenté les résultats obtenus avec le modèle standard dont les sections efficaces pion-nucléon ne sont pas implémentées à ces énergies. L'absence de ces sections efficaces conduit à une sous-estimation (d'un ordre de grandeur) des émissions de neutrons,

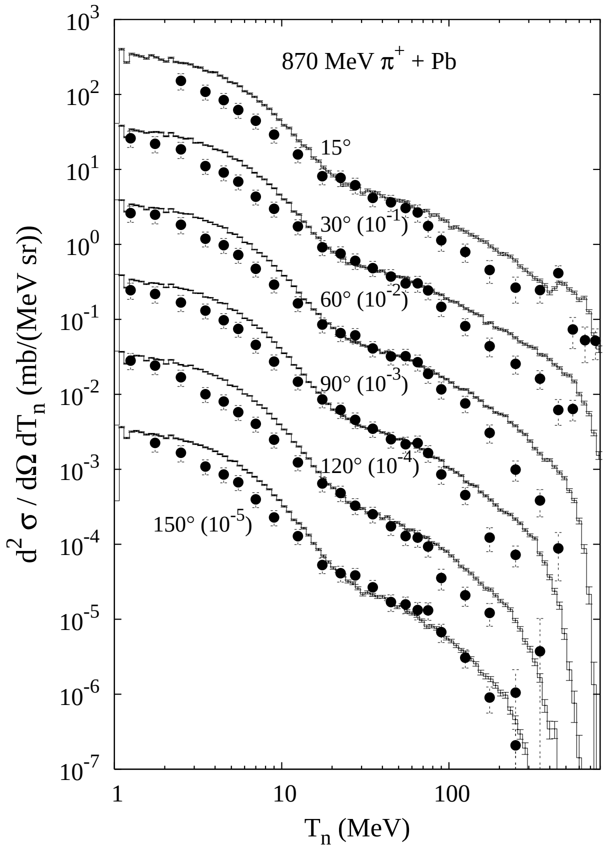


Fig. 5.35: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des π^+ de 870 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les données de la référence [135] (points) sont comparées aux résultats du modèle INCL modifié (histogrammes).

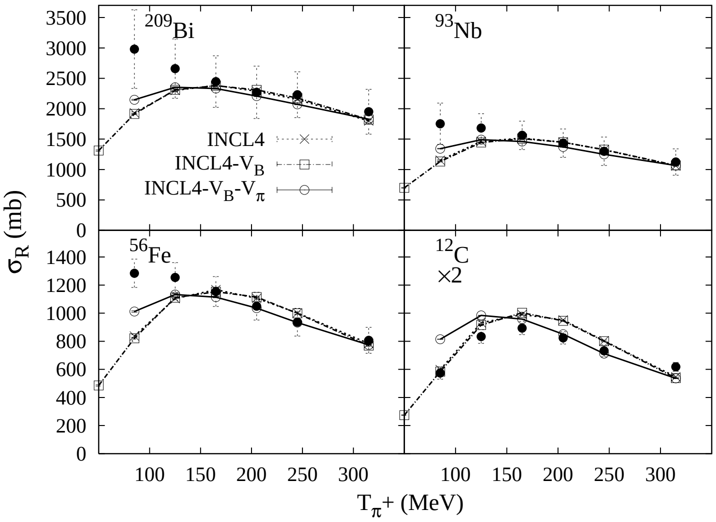


Fig. 5.36: Sections efficaces de réaction de π^+ sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{93}Nb, ^{56}Fe et ^{12}C. Le modèle standard (ligne : pointillés et symbole : croix), le modèle dont le potentiel moyen des baryons est modifié (ligne : tirets et symbole : carrés) et le modèle incluant en plus, les aspects de la dynamique des pions traités dans ce chapitre (ligne : continue et symbole : cercles vides) sont confrontés aux mesures expérimentales de la référence [129].

ainsi qu'on peut s'en douter au vu de la figure 5.9.

5.4.3 Sections efficaces pion-noyau

Nous avons également validé nos différentes adaptations à partir de mesures expérimentales pion-noyau. Les sections efficaces considérées sont les sections efficaces de réaction, d'absorption et de fission.

Sections efficaces de réaction

Les figures 5.36 et 5.37 présentent respectivement les sections efficaces de réaction en π^+ et en π^- sur différents noyaux. Le modèle standard fournit des résultats satisfaisants. Ces résultats ne sont pas influencés par la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons. La modification de la dynamique des pions améliore légèrement les sections efficaces de réaction. Seule la première collision effectuée par le pion incident est importante pour déterminer ces sections efficaces de réaction. Or les sections efficaces élémentaires pion-nucléon n'ont pas été modifiées dans ce do-

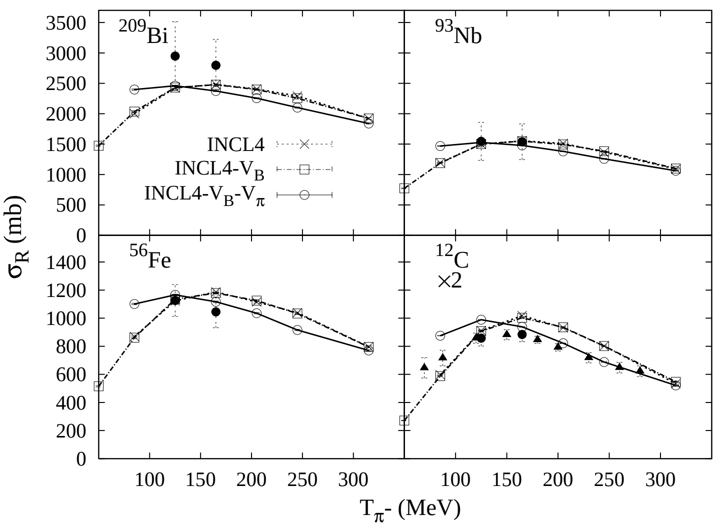


Fig. 5.37: Sections efficaces de réaction de π^- sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{93}Nb, ^{56}Fe et ^{12}C. Même convention qu'à la figure 5.36. Les mesures expérimentales sont extraites des références [129, 130]

maine d'énergie. L'effet observé provient de la modification de l'impulsion du pion incident en pénétrant à l'intérieur du noyau suite à l'introduction du potentiel.

La présence d'un maximum autour de 180 MeV sur le ^{12}C confirme la prédominance de la résonance Δ. Le manque de section efficace pour les pions incidents d'énergie inférieure à 100 MeV, principalement pour les cibles plus lourdes, peut résulter de l'omission, dans le modèle INCL, d'interactions directes sur deux nucléons à basse énergie.

Sections efficaces d'absorption

Les sections efficaces d'absorption vraie (pion, aucun pion) sont données aux figures 5.38 à 5.43. L'analyse de ces confrontations est importante car la surestimation de la production de pions observée précédemment (en p-noyau) peut être attribuée à une sous-estimation de l'absorption des pions. Or les figures 5.38 à 5.43 montrent que l'absorption des pions, calculée par le modèle standard, est surestimée pour des pions incidents d'énergie cinétique supérieure à 150 MeV et est parfois sous-estimée à basse énergie (fortement dans le cas des π^-, voir figures 5.41 à 5.43). L'introduction de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons réduit

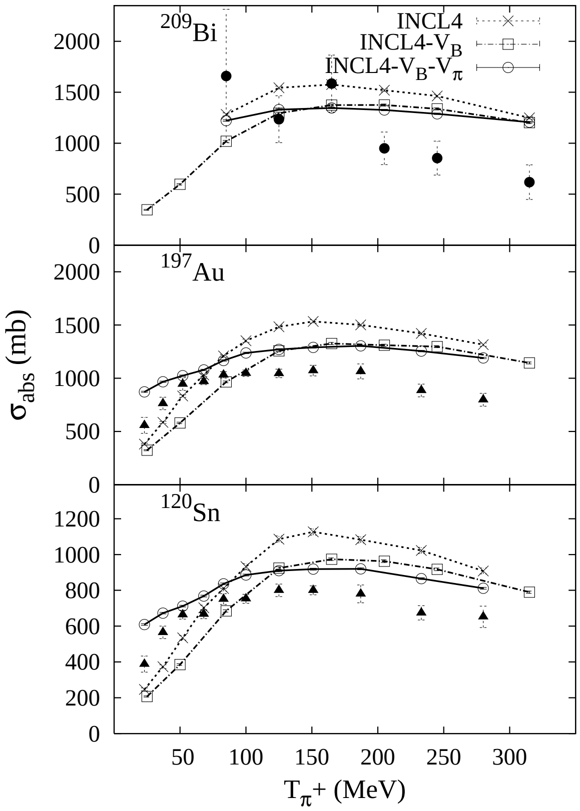


Fig. 5.38: Sections efficaces d'absorption de π^+ sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{197}Au et ^{120}Sn. Le modèle standard (ligne : pointillés et symbole : croix), le modèle dont le potentiel des baryons est amélioré (ligne : tirets et symbole : carrés) et le modèle incluant en plus, les aspects de la dynamique des pions traités dans ce chapitre (ligne : continue et symbole : cercles vides) sont confrontés aux mesures expérimentales de la référence [129] (cercles pleins) et de la référence [136] (triangles pleins).

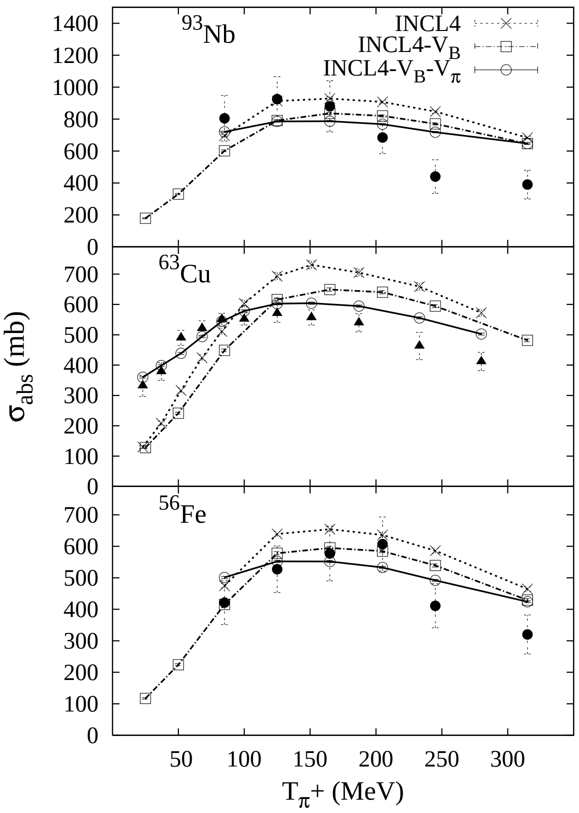


Fig. 5.39: Sections efficaces d'absorption de π^+ sur les noyaux de ^{93}Nb, ^{64}Cu et ^{56}Fe. Même convention qu'à la figure 5.38.

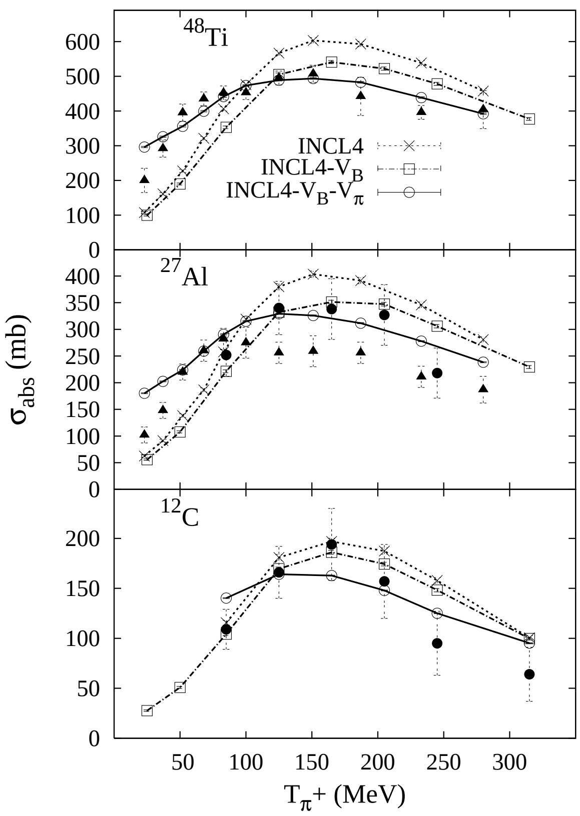


Fig. 5.40: Sections efficaces d'absorption de π^+ sur les noyaux de ^{48}Ti, ^{28}Al et ^{12}C. Même convention qu'à la figure 5.38.

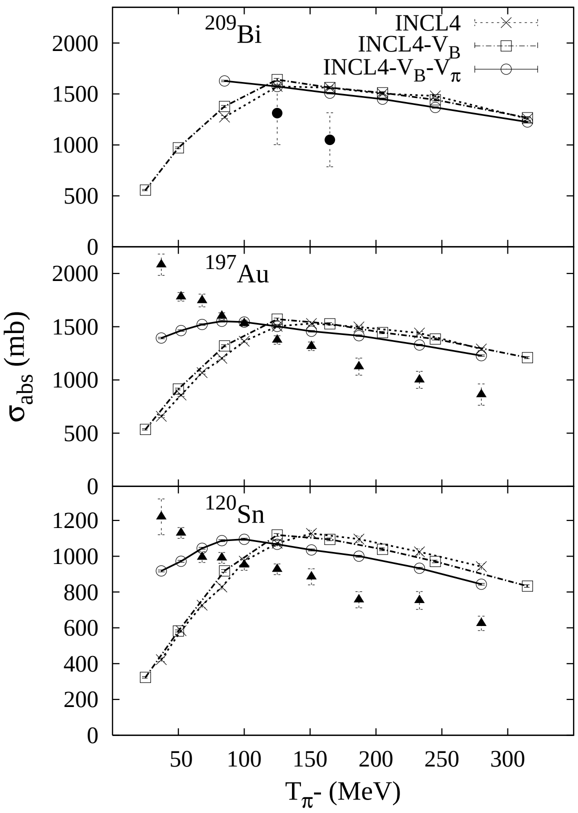


Fig. 5.41: Sections efficaces d'absorption de π^- sur les noyaux de ^{209}Bi, ^{197}Au et ^{120}Sn. Même convention qu'à la figure 5.38.

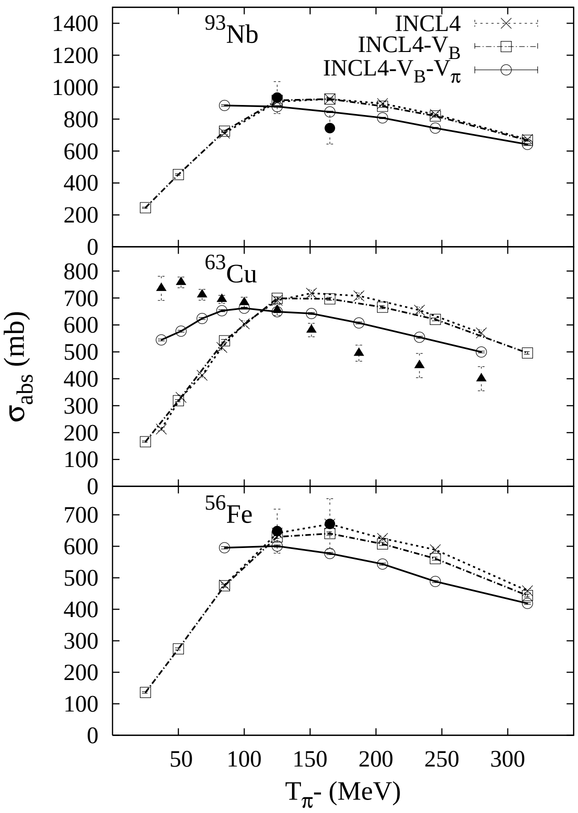


Fig. 5.42: Sections efficaces d'absorption de π^- sur les noyaux de ^{93}Nb, ^{64}Cu et ^{56}Fe. Même convention qu'à la figure 5.38.

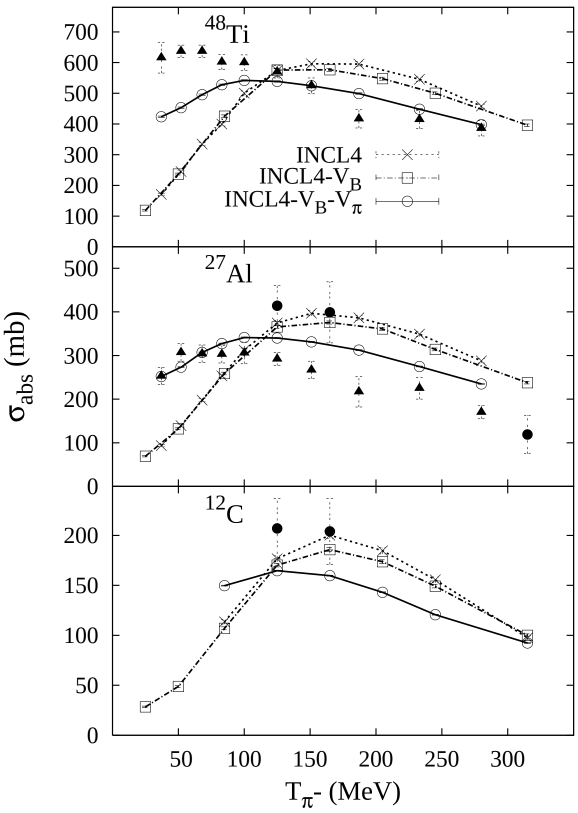


Fig. 5.43: Sections efficaces d'absorption de π^- sur les noyaux de ^{48}Ti, ^{28}Al et ^{12}C. Même convention qu'à la figure 5.38.

(d'une dizaine de pourcent au niveau de la résonance Δ) les absorptions de π^+ (voir figures 5.38 à 5.40) et a un effet relativement faible sur les absorptions de π^- (voir figures 5.41 à 5.43). Remarquons que la dépendance en isospin du potentiel des baryons semble déplacer légèrement la bosse observée des sections efficaces d'absorption des π^+ vers les hautes énergies pour les noyaux cibles les plus lourds (figure 5.38). Les extensions de la dynamique des pions permettent de réduire sensiblement les écarts avec les mesures expérimentales. Cette dernière amélioration lisse légèrement le pic d'absorption et le déplace vers les basses énergies. Ce résultat peut être compris comme un effet de liaison induit par le potentiel des pions. Cet argument est également souvent utilisé pour justifier le décalage de la position du pic observé sur les sections efficaces totales pion-noyau [111]. Pour les cibles lourdes, notre modèle surestime notablement les sections efficaces d'absorption de π^+ et de π^- à haute énergie. A basse énergie, les absorptions de π^+ semblent légèrement surestimées et les absorptions de π^- sont parfois fortement sous-estimées. Cette dernière lacune est liée à un défaut inhérent à notre modèle semi-classique. Pour des pions de basse énergie, l'importance de la longueur d'onde de de Broglie et le potentiel coulombien attractif peuvent être responsable de la focalisation des ondes incidentes et augmenter notablement l'absorption. Finalement, il faut souligner certaines inconsistances entre les données expérimentales d'absorption de pions sur l'Al (figures 5.40 et 5.43).

Sections efficaces de fission

Les sections efficaces de fission sont représentées à la figure 5.44. Ces quantités permettent de tester, non seulement le modèle de fission, mais également l'étape de cascade intranucléaire qui détermine l'énergie d'excitation du noyau qui fissionne. Globalement nous reproduisons les tendances mesurées, excepté pour le noyau d'U au-delà de 150 MeV. Toutefois ces dernières données expérimentales nous semblent peu fiables : comparées aux sections efficaces de réaction [6] elles conduisent à une probabilité de fission par réaction supérieure à 1. Nos modifications améliorent légèrement la version standard. L'influence de la résonance Δ est peu visible sur ces sections efficaces. Les rendements des produits de fission, donnés aux figures 5.45 et 5.46, sont faiblement influencés par nos modifications. Ces données semblent également inconsistantes étant donné que

[6] La section efficace de réaction expérimentale du ^{209}Bi, donnée dans le figure 5.36, pour des π^+ de 150 MeV est approximativement de 2500 mb

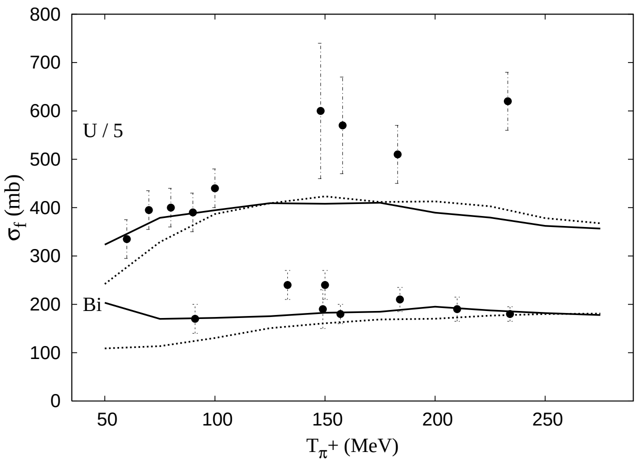


Fig. 5.44: Sections efficaces de fission induite par des π^+ sur les noyaux d' ^{235}U et de ^{209}Bi, en fonction de l'énergie du pion incident. Les données sont issues de la référence [137]. Les lignes en pointillés correspondent aux résultats obtenus avec le modèle standard et celles en continu au modèle modifié. Les sections efficaces, expérimentales et théoriques, de fission de l'U ont été divisées par 5.

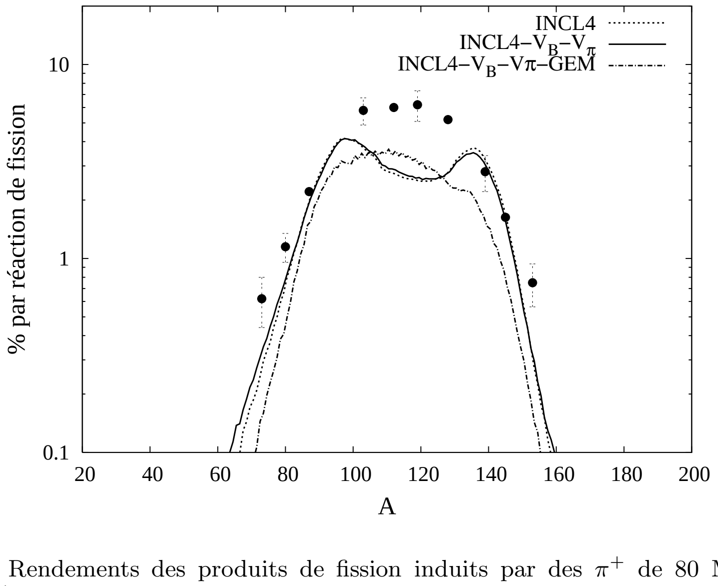


Fig. 5.45: Rendements des produits de fission induits par des π^+ de 80 MeV sur le noyau ^{nat}U. Les rendements sont donnés par les rapports des sections efficaces de production de produits de fission à la section efficace de fission. Les lignes en pointillés correspondent aux résultats obtenus avec le modèle standard et celles en continu au modèle modifié. Les résultats obtenus en utilisant le modèle d'évaporation GEM sont également présentés (ligne en tirets et pointillés). Les données expérimentales (points) sont extraites de la référence [138].

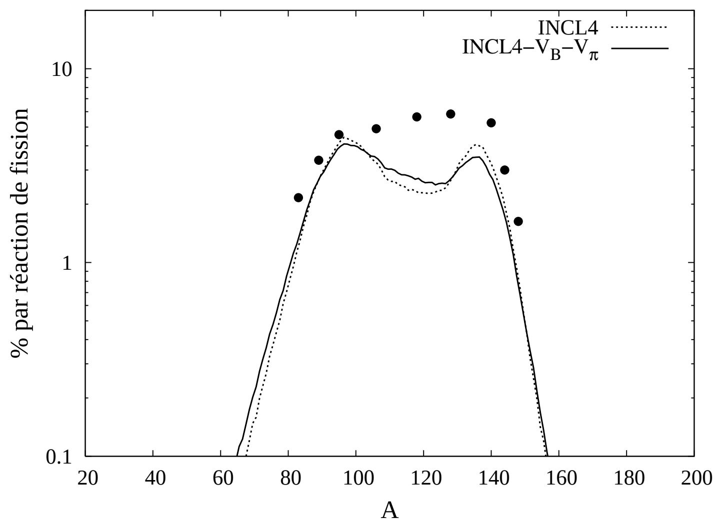


Fig. 5.46: Rendements des produits de fission induits par des π^- de 80 MeV sur le noyau ^{nat}U. Même convention qu'à la figure 5.45. Les données expérimentales (points) sont extraites de la référence [138].

l'intégration approximative de ces points conduit à $\sim$ 300 %, au lieu de 200 % pour des fissions binaires. Néanmoins le modèle de fission utilisé dans ABLA sous-estime les produits de fission de nombre de masse proche de 120. Les rendements de fission obtenus avec le modèle d'évaporation GEM, représentés dans la figure 5.45, conduisent à une meilleure distribution des produits de fission. Ces derniers résultats indiquent que la lacune doit se trouver dans ABLA et non dans l'estimation de l'énergie d'excitation par le modèle INCL.

5.4.4 Production de nucléons induite par des nucléons

Dans cette section, nous examinons les observables qui ne font pas intervenir les pions ni dans la voie d'entrée, ni dans la voie de sortie et qui sont donc indirectement influencées par les modifications de la dynamique des pions. Les premières analyses concernent l'émission de nucléons induite par des nucléons. Les tables 5.2 à 5.4 donnent pour différentes versions du modèle INCL, les multiplicités de particules par réaction, induites par des protons sur le noyau de ^{208}Pb. Pour des particules incidentes de 256 MeV et 800 MeV, 2000000 évènements ont été simulés et, 1000000 à 1.2 GeV. Ces nombres d'évènements conduisent à des erreurs statistiques inférieures à 0.1 % sur les multiplicités de nucléons. Afin d'analyser l'effet de la modi-

Tab. 5.2: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 256 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée. La colonne V_B correspond au modèle dont le potentiel moyen des baryons dépend de l'isospin et linéairement de l'énergie. La colonne $V_B - V_\pi$ inclut également les améliorations de la dynamique des pions.

		Standard	V_B	$V_B - V_\pi$
E^* (MeV)		58.5	62.7	63.1
n	2-20 MeV	3.32	3.44	3.47
	> 20 MeV	1.13	1.02	1.02
	cascade	1.66	1.40	1.40
	evap.	5.51	5.88	5.91
	total	**7.17**	**7.28**	**7.31**
p	cascade	1.17	1.23	1.23
	evap.	0.05	0.05	0.05
	total	**1.22**	**1.28**	**1.28**

fication de la dynamique des pions, nous comparons les résultats obtenus avec cette version (colonne $V_B - V_\pi$) à ceux fournit par la version où le potentiel moyen des baryons dépend de l'isospin et de l'énergie (colonne V_B). Les multiplicités de neutrons augmentent légèrement : 0.5 % pour des protons incidents de 256 MeV à 4 % pour des protons incidents de 1.2 GeV. Ce sont principalement les neutrons évaporés qui augmentent, et plus précisément ceux dont l'énergie est comprise entre 2 MeV et 20 MeV. D'un côté on conserve donc l'amélioration des multiplicités des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV obtenue avec la version INCL4 V_B mais d'un autre côté on dégrade encore un peu plus les multiplicités de neutrons d'énergie comprise entre 2 MeV et 20 MeV. Les multiplicités de protons suivent les mêmes tendances que celles des neutrons. L'augmentation des particules évaporées provient de la hausse de l'énergie d'excitation dont l'origine est simplement liée à la diminution des pions émis (voir figures 5.20 et 5.21).

Pour éviter toute confusion avec les analyses faites à la section 5.2, la diminution des multiplicités de neutrons émis suite à la suppression de la voie inélastique réduit le transfert d'énergie au noyau et donc l'énergie d'excitation du résidu issu de l'étape de cascade intranucléaire. Par contre dans la version incluant la modification de la dynamique des pions, la section efficace élémentaire inélastique est conservée, et donc l'énergie

Tab. 5.3: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 800 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée. Données expérimentales de la référence [78]. Même convention qu'à la table 5.2.

		Exp	Standard	V_B	$V_B - V_\pi$
E^* (MeV)			119.9	126.9	136.3
n	2-20 MeV	*6.5 ±0.7*	6.81	7.01	7.43
	> 20 MeV	*1.9 ±0.2*	2.49	2.22	2.22
	cascade		3.33	2.82	2.80
	evap.		9.30	9.85	10.33
	total		**12.63**	**12.67**	**13.13**
p	cascade		2.23	2.32	2.33
	evap.		0.33	0.34	0.39
	total		**2.56**	**2.65**	**2.72**

Tab. 5.4: Multiplicités par réaction, induites par des protons de 1200 MeV sur du ^{208}Pb. L'énergie d'excitation est également donnée. Données expérimentales de la référence [78]. Même convention qu'à la table 5.2.

		Exp	Standard	V_B	$V_B - V_\pi$
E^* (MeV)			147.9	160.5	175.0
n	2-20 MeV	*8.3±0.8*	8.10	8.54	9.12
	> 20 MeV	*2.7±0.3*	3.17	2.90	2.94
	cascade		4.12	3.55	3.56
	evap.		10.56	11.43	12.07
	total		**14.68**	**14.98**	**15.63**
p	cascade		2.70	2.83	2.85
	evap.		0.53	0.57	0.68
	total		**3.23**	**3.40**	**3.53**

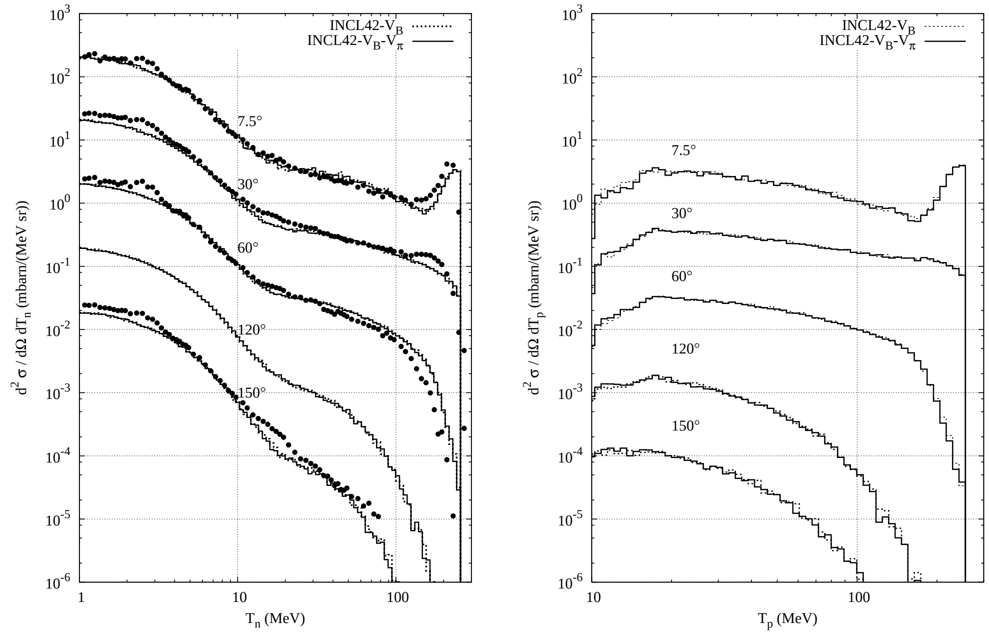


Fig. 5.47: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons (à gauche) et de protons (à droite) induite par des protons de 256 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les histogrammes en pointillés correspondent aux résultats obtenus avec le modèle amélioré du potentiel des baryons. La modification ultérieure de la dynamique des pions conduit aux histogrammes en continu. Les données expérimentales sont issues de la référence [80].

transférée. La modification de la dynamique des pions diminue l'émission de pions et augmente l'énergie d'excitation.

Les sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons induite par des protons d'énergie cinétique de 256 MeV, de 800 MeV et de 1200 MeV sur le noyau de ^{208}Pb sont données aux figures 5.47 à 5.49. Les spectres obtenus suite à l'introduction du potentiel des baryons dépendant de l'isospin et de l'énergie sont également représentés afin de déterminer l'influence de la modification de la dynamique des pions. On constate que l'effet de cette modification sur ces observables est négligeable. Conformément aux conclusions tirées des tables précédentes, seule la production de neutrons d'énergie comprise entre 2 MeV et 20 MeV est légèrement augmentée.

Fig. 5.48: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons (à gauche) et de protons (à droite) induite par des protons de 800 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 5.47. Les données expérimentales sont issues des références [78, 82–84].

Fig. 5.49: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 1200 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure 5.47. Les données expérimentales sont issues des références [78, 82].

5.4.5 Résidus induits par des protons

A la figure 5.50 nous comparons les distributions en masse et en charge des résidus prédits par la version où le potentiel moyen des baryons est modifié et le modèle incluant en plus, la modification de la dynamique des pions. On constate que cette dernière modification améliore très légèrement la production de résidus de nombre de masse compris entre 150 et 170 et de nombre de charge compris entre 60 et 70. Cette amélioration est obtenue au prix d'une légère réduction des sections efficaces de production de résidus de masse proche de celle de la cible. Ce changement résulte évidemment de l'augmentation de l'énergie d'excitation du noyau issu de l'étape de cascade intranucléaire. Néanmoins ces sections efficaces restent fortement sous-estimées. Les produits de fission ne sont pas affectés par cette modification.

Les distributions isotopiques de résidus sont données aux figures 5.51 à 5.53. A l'exception des sections efficaces de production de terres rares qui sont améliorées, on constate peu d'effets suite à la modification de la dynamique des pions. Les sections efficaces de production des isosopes du Tl, du Pb et du Bi semblent légèrement réduites.

Les fonctions d'excitation des sections efficaces de production de résidus sont présentées aux figures 5.54 à 5.57. La comparaison des résultats avec ou sans la modification de la dynamique des pions a peu d'influence sur ces résultats. La légère réduction des sections efficaces de production de noyaux de masse proche de celle du noyau cible ne semble se manifester que pour des protons incidents de haute énergie (supérieure à quelques centaines de MeV).

5.4.6 Etude de potentiels plus détaillés

A partir de l'allure de la partie réelle du potentiel optique (figure 5.10), nous allons tester dans cette section, des potentiels dépendant de la distance radiale r ou de l'énergie. Le premier potentiel, dessiné à la figure 5.58, présente un potentiel nucléaire répulsif à l'intérieur du noyau. Dans ce cas, la matrice des temps contient également les avatars correspondant au passage de cette marche de potentiel. Les mêmes probabilités de transmission ou de réflexion que précédemment sont utilisées. Le second potentiel comprend une dépendance en énergie du paramètre V_N^0. Cette dépendance, obtenue à partir des données de la figure 5.10, est représentée à la figure 5.59. Les figures 5.60 à 5.63 confrontent les résultats obtenus avec les différents potentiels. Dans les deux cas, les effets restent faibles et sont

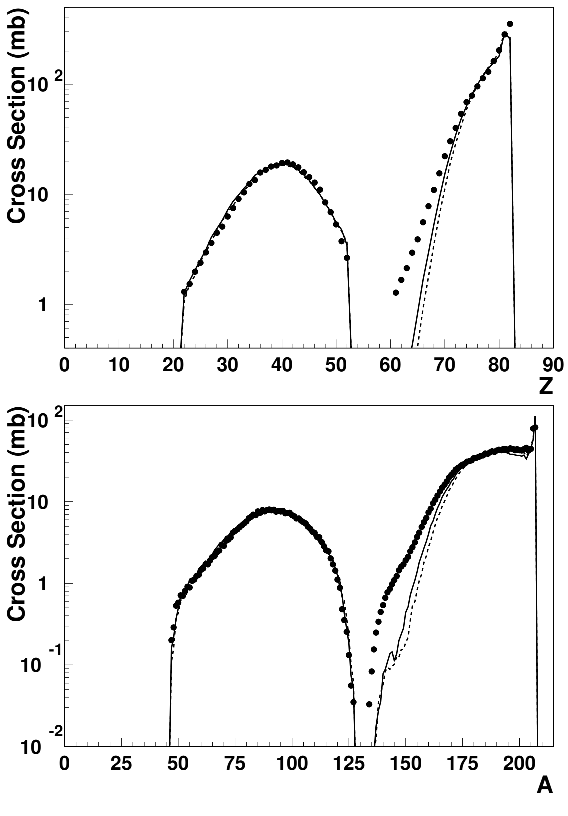


Fig. 5.50: Distributions en charge (au-dessus) et en masse (en dessous) des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Les prévisions obtenues avec le modèle où le potentiel moyen des baryons est modifié sont données par les lignes en tirets et celles fournies par le modèle modifié en plus d'aspects de la dynamique des pions sont données par les lignes en continu. Les données expérimentales proviennent de la référence [86].

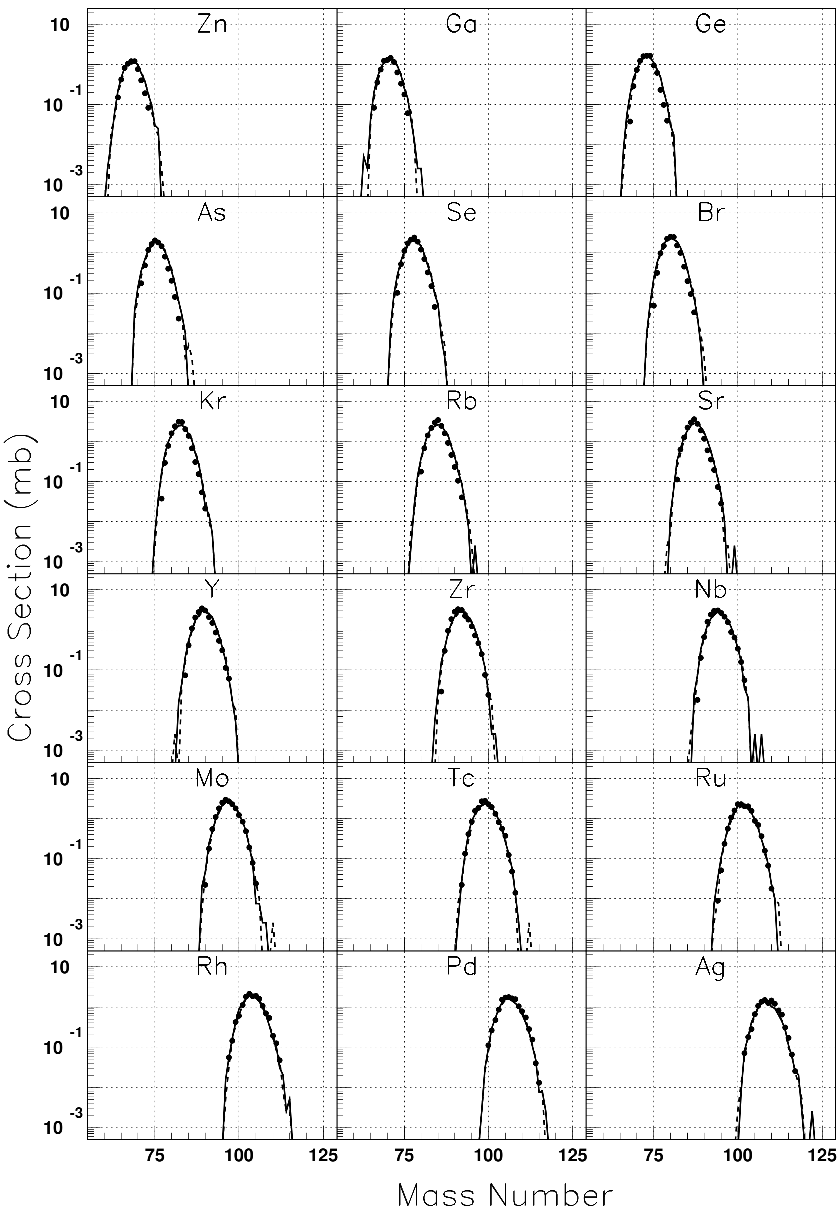


Fig. 5.51: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 5.50. Données expérimentales de la référence [86].

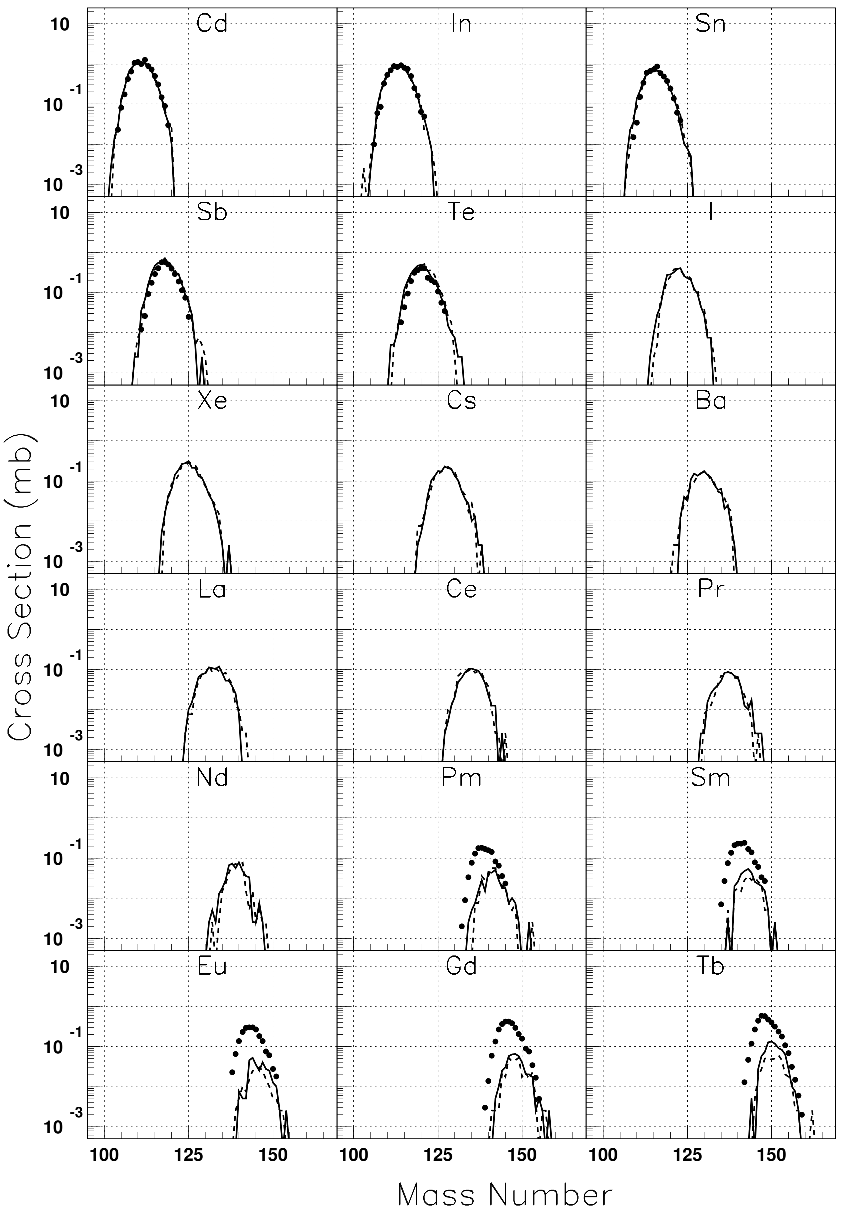


Fig. 5.52: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 5.50. Données expérimentales de la référence [86].

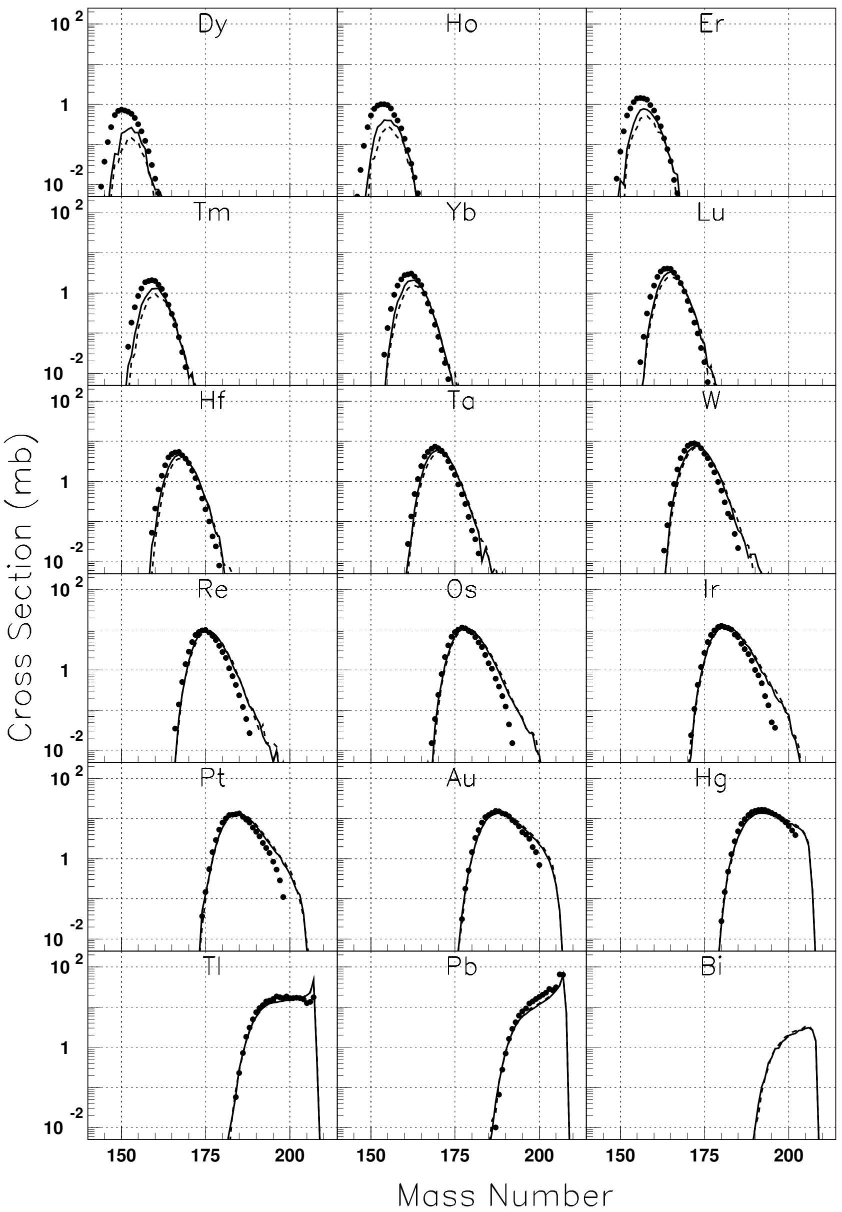


Fig. 5.53: Distributions isotopiques des sections efficaces de production de résidus induite par réaction de noyaux de ^{208}Pb de 1 GeV par nucléon sur une cible d'H. Même convention qu'à la figure 5.50. Données expérimentales de la référence [86].

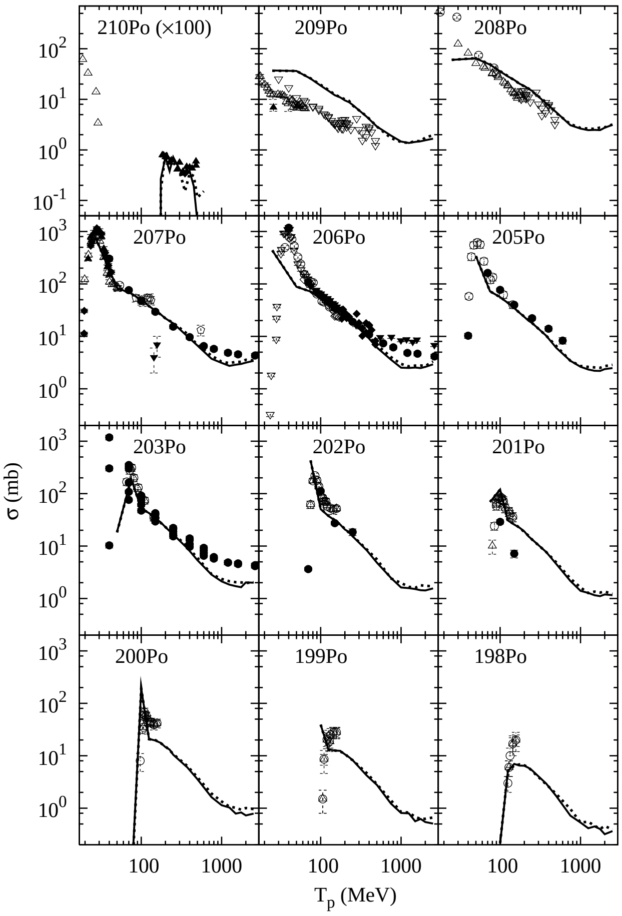


Fig. 5.54: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Les prévisions obtenues avec ou sans l'amélioration de la dynamique des pions sont données respectivement par les lignes en continu et les lignes en pointillés. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

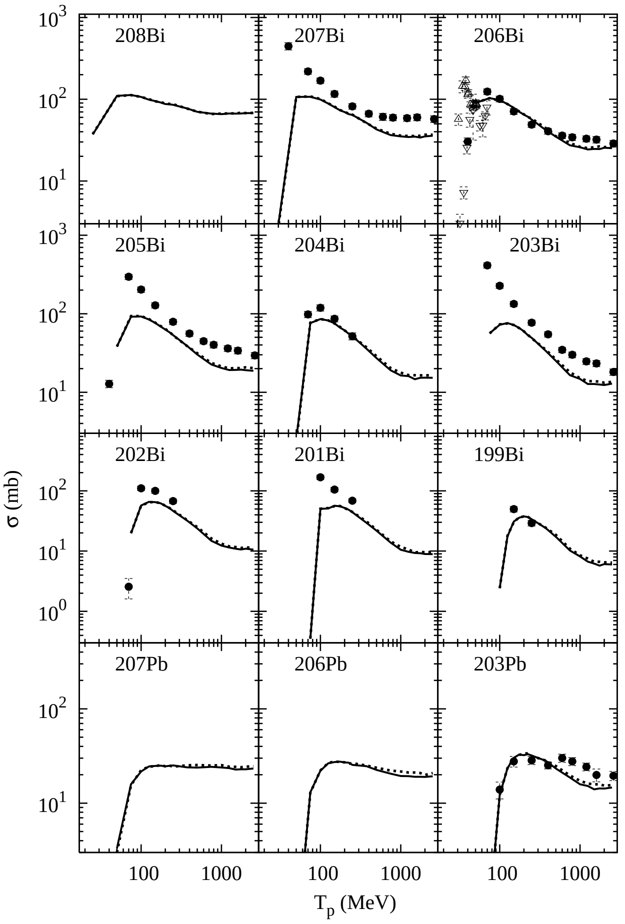


Fig. 5.55: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 5.54. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

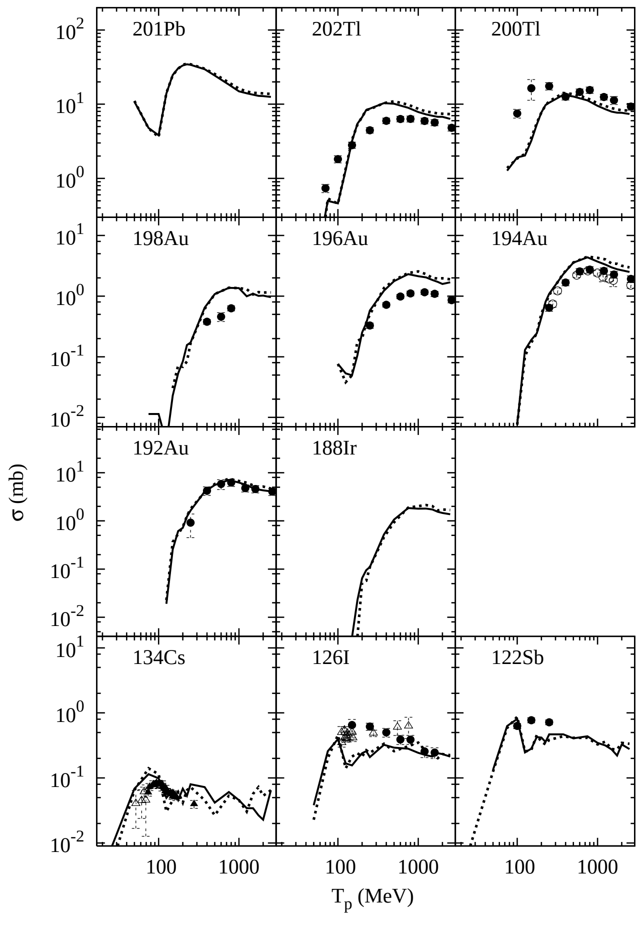


Fig. 5.56: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 5.54. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

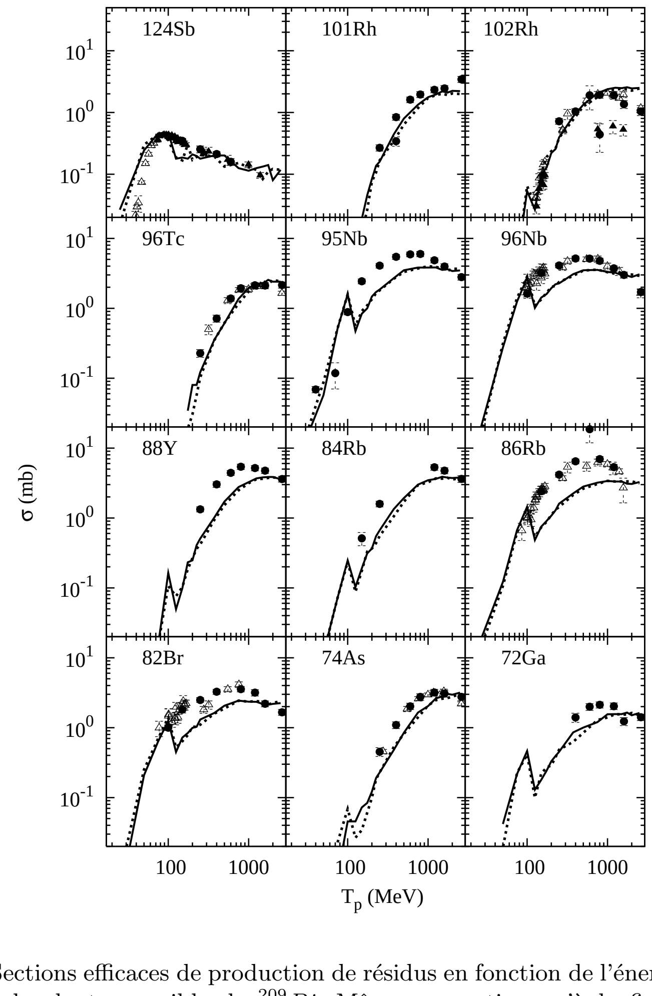


Fig. 5.57: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 5.54. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

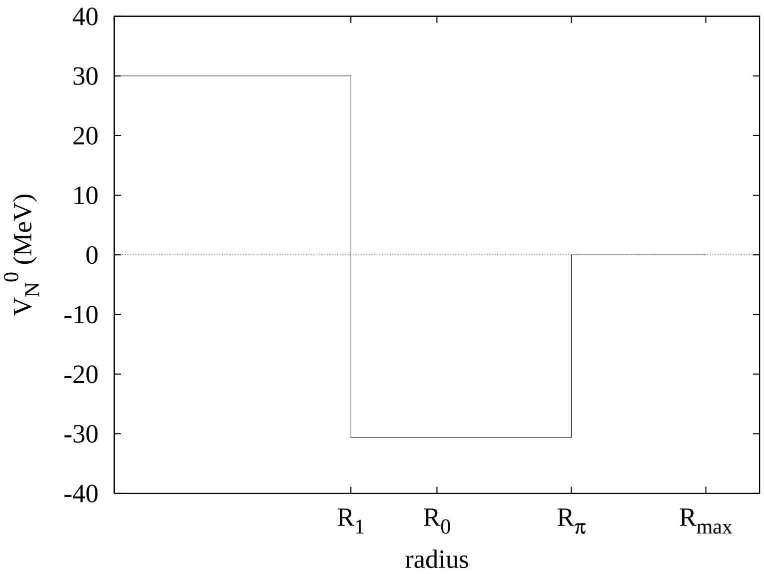


Fig. 5.58: Forme du potentiel utilisé dans la section 5.4.6. Le potentiel nucléaire moyen pour des rayons $R < R_1$, avec $R_1 \sim R_0 \ - 2\ fm$, est de signe opposé au potentiel en surface.

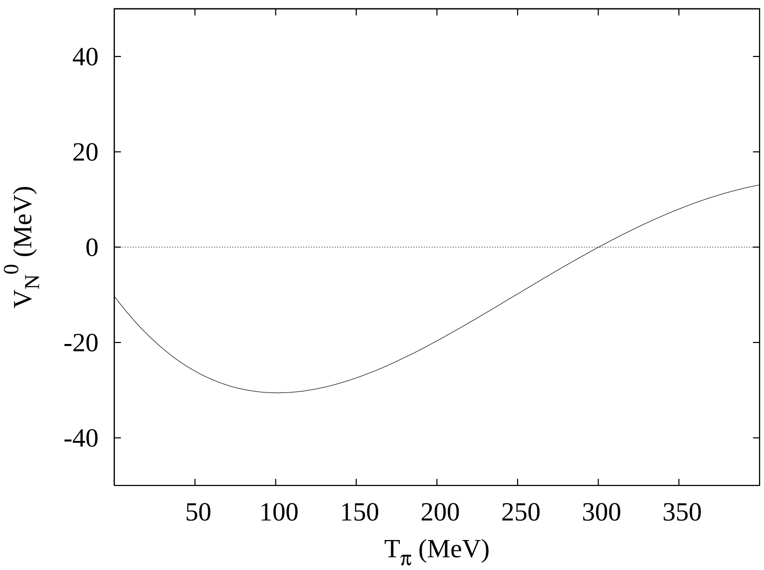


Fig. 5.59: Dépendance en énergie du paramètre V_N^0 utilisé dans la section 5.4.6. Au-delà de 400 MeV, le potentiel est considéré constant et égal à 13.5 MeV.

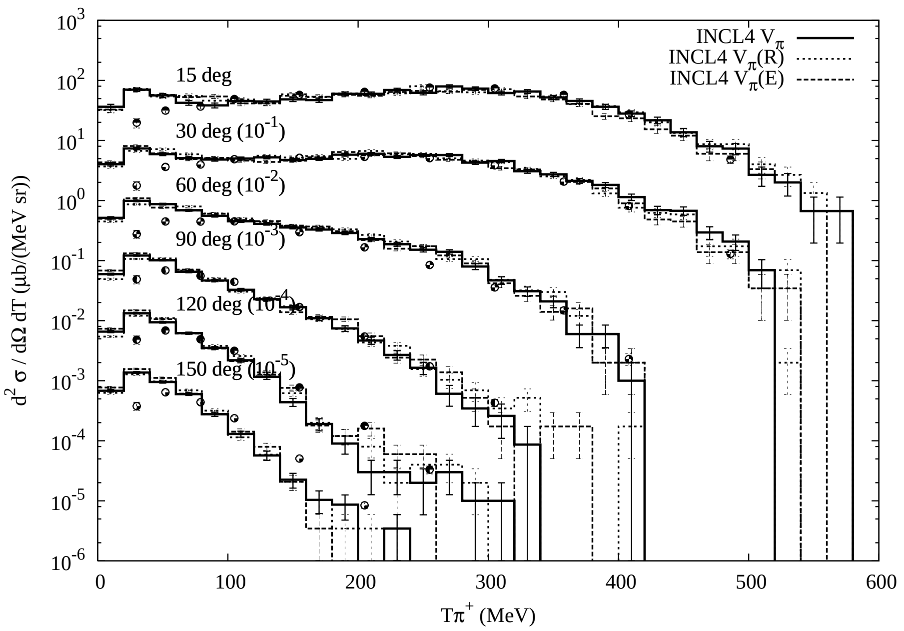


Fig. 5.60: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ induite par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb, obtenues avec les potentiels décrits dans la section 5.4.6. Les histogrammes en continu correspondent aux résultats de la version améliorée par le potentiel des baryons et par la dynamique des pions. Les résultats obtenus lorsqu'on utilise le potentiel des pions décrit dans la figure 5.58 ou dans la figure 5.59 sont représentés respectivement par les histogrammes en pointillés et les histogrammes en tirets. Les mesures expérimentales sont issues de la référence [104].

parfois de l'ordre de grandeur des erreurs statistiques. En ce qui concerne les sections efficaces de production de pions induite par des protons et les sections efficaces d'absorption de pions, la dépendance du potentiel avec la distance radiale semble très légèrement améliorer ces résultats. L'introduction de la dépendance en énergie parait réduire le décalage observé sur les sections efficaces de production de protons induite par des pions (surtout à 30 degrés) mais détériore un peu plus les sections efficaces d'absorption de pions de haute énergie.

5.4.7 Etudes de sensibilité

Des "effets de milieu" sont généralement utilisés pour justifier l'ajustement des propriétés des pions et des résonances Δ [111, 139]. Bien que le déroulement des collisions au sein de la matière nucléaire peut rendre légitime l'utilisation de cet argument, ces ajustements doivent rester li-

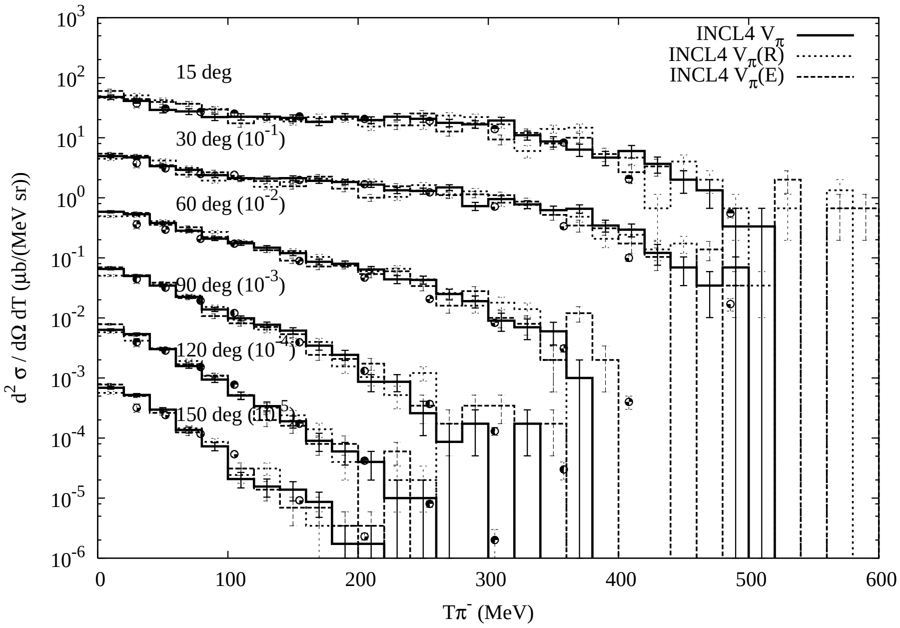


Fig. 5.61: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^- induite par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb, obtenues avec des potentiels décrits dans la section 5.4.6. Même convention qu'à la figure 5.60. Les mesures expérimentales sont issues de la référence [104].

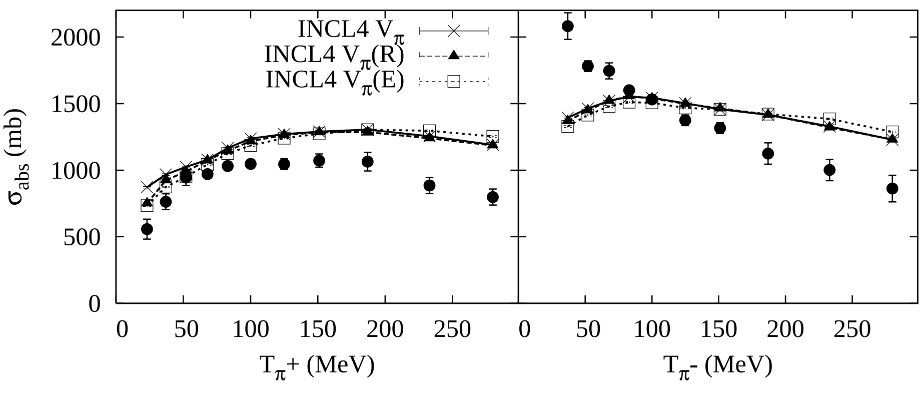


Fig. 5.62: Sections efficaces d'absorption de π^+ (à gauche) et de π^- (à droite) sur le noyau ^{197}Au obtenues avec des potentiels décrits dans la section 5.4.6. Les lignes en continu surmontées d'une croix correspondent aux résultats de la version améliorée par le potentiel des baryons et par la dynamique des pions. Les résultats obtenus avec le potentiel des pions décrit dans la figure 5.58 ou dans la figure 5.59 sont représentés respectivement par les lignes en tirets surmontées de triangles pleins et les lignes en pointillés surmontées de carrés vides. Les mesures expérimentales sont issues de la référence [136].

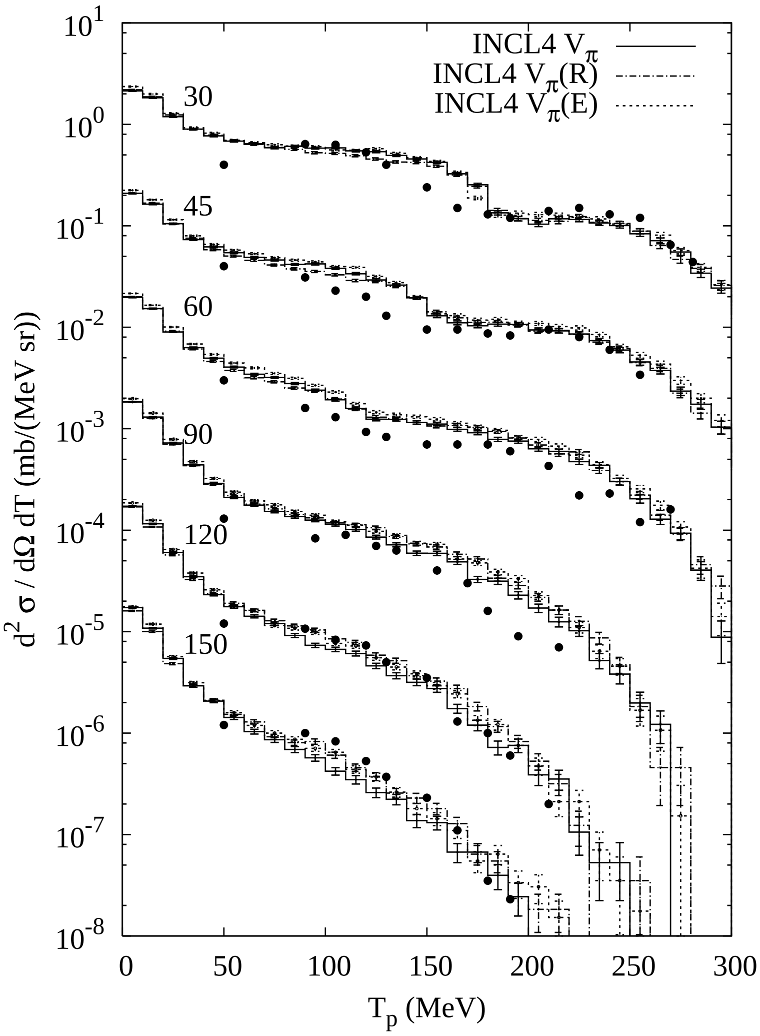


Fig. 5.63: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des π^+ de 220 MeV sur le noyau de ^{12}C, obtenues avec des potentiels décrits dans la section 5.4.6. Les histogrammes continus correspondent aux résultats de la version améliorée par le potentiel des baryons et par la dynamique des pions. Les résultats obtenus avec le potentiel des pions décrit dans la figure 5.58 ou dans la figure 5.59 sont représentés respectivement par les histogrammes en tirets-pointillés et les histogrammes en pointillés. Les mesures expérimentales sont issues de la référence [128].

mités, dans notre modèle, étant donné que certains de ces effets sont déjà pris en compte explicitement : principe d'exclusion de Pauli, diffusions multiples, etc. C'est pourquoi dans cette section nous étudions les sensibilités de certains paramètres qui pourraient améliorer les comparaisons entre les calculs et les expériences, uniquement afin d'orienter les développements futurs. Nous tenons à respecter la philosophie des développements du modèle INCL qui consiste à n'introduire que des modifications qui sont autant que possible physiquement justifiées. Nous ne présentons dans cette section que les conclusions de nos investigations. Tous les résultats de nos études de sensibilité sont donnés dans l'annexe D.

Etant donné que les sections efficaces de réaction induite tant par des nucléons que par des pions (excepté pour de faibles énergies incidentes) sont relativement bien reproduites par le modèle INCL modifié, aucune étude de sensibilité ne sera faite avec les sections efficaces nucléon-nucléon et pion-nucléon (excepté pour ces dernières à basse énergie).

Une des conclusions des études précédentes est que le modèle INCL modifié surestime l'émission de pions induite par des protons d'énergie incidente supérieure à 300 MeV. Les sections efficaces doublement différentielles ont montré que c'est principalement la production de pions d'énergie inférieure à 100 MeV qui est surestimée. Afin de réduire la production de pions peu énergétiques nous avons augmenté d'une part la section efficace pion-nucléon en deçà du domaine de formation de la résonance Δ et d'autre part, le temps de vie des "continuum" pion-nucléon[7] qui ont une masse inférieure à 1100 MeV. Ces deux modifications ont pour but d'imiter les absorptions de pions à basse énergie sur plusieurs nucléons. Les collisions à plus de deux corps n'étant pas considérées dans le modèle INCL. La première modification a un effet négligeable sur les observables (voir section D.1). Comme prévu, l'augmentation du temps de vie des "continuum" pion-nucléon améliore la production de pions, surtout de basse énergie, mais augmente encore les sections efficaces d'absorption de pions (voir section D.2).

Bien que la section efficace de réaction est assez bien reproduite, l'autre principale conclusion des analyses précédentes est que le modèle INCL amélioré surestime les sections efficaces d'absorption et de production de protons, induites par des pions d'énergie incidente supérieure à 175 MeV.

[7]En pratique dans le modèle actuel INCL, toutes les collisions pion-nucléon conduisent à la formation d'une résonance Δ dont le temps de vie est adapté pour tenir compte de la réalité physique de cet objet.

Pour tenter de pallier ces lacunes nous avons réduit d'une part le temps de vie du Δ et d'autre part la section efficace de recombinaison du Δ. Notons que lors de la genèse du modèle de cascade intranucléaire de Liège, des simulations ont été effectuées avec des réactions noyau-noyau, proton-noyau et pion-noyau pour étudier la production de pions [51]. Cette étude a conduit à une augmentation (d'un facteur 3) de la section efficace de recombinaison du Δ ($N\Delta \rightarrow NN$). Ce facteur a été justifié empiriquement dans la référence [6]. Il correspond au changement de la formulation du bilan détaillé dû au temps de vie de la résonance Δ qui est de l'ordre du temps de réaction. Ces deux modifications améliorent les sections efficaces d'absorption, mais détériorent les sections efficaces de production de pions, principalement d'énergie cinétique $T_\pi > 100$ MeV. Les résultats de ces études sont donnés dans les annexes D.3 et D.4.

Le décalage du maximum de la section efficace totale pion-noyau vers les basses énergies, comparé au maximum de la section efficace $\pi - N$, est parfois considéré comme la manifestation de la modification des propriétés du Δ dans la matière nucléaire [111, 112]. Bien que ce décalage est partiellement dû à des effets de liaison ou de diffusions multiples, qui sont explicitement implémentés dans le modèle INCL (les figures 5.36 à 5.43 semblent montrer un léger décalage du pic lorsque la masse du noyau cible augmente), notre dernière modification consiste à étudier l'effet de la réduction de la masse du Δ selon la formule

$$\langle m_\Delta \rangle = 1232 + 17.43 - 13.195\ ln(A_T + 2.745), \tag{5.20}$$

où A_T est le nombre de nucléon du noyau cible. Cette équation est obtenue par ajustement à partir de données expérimentales (voir figure 5.64). Les analyses de la référence [65] conduisent à une diminution de la masse moyenne du Δ dans la matière nucléaire de 25 MeV. Cette modification influence donc plus les noyaux lourds, que les noyaux légers présentant de plus faibles écarts par rapport aux mesures expérimentales. Les résultats, donnés dans l'annexe D.5, montrent que toutes les observables sont détériorées : la production des pions les plus énergétiques est réduite et les sections efficaces d'absorption sont fortement augmentées.

Tous ces résultats sont compréhensible a posteriori car nous avons d'un côté tenté de réduire la production de pions (induite par des protons), et d'un autre côté, augmenté cette production (diminution des absorptions). Cependant, il ne nous paraissait pas évident a priori, d'estimer si ces modifications agissaient avec la même intensité sur la production et la destruction des pions.

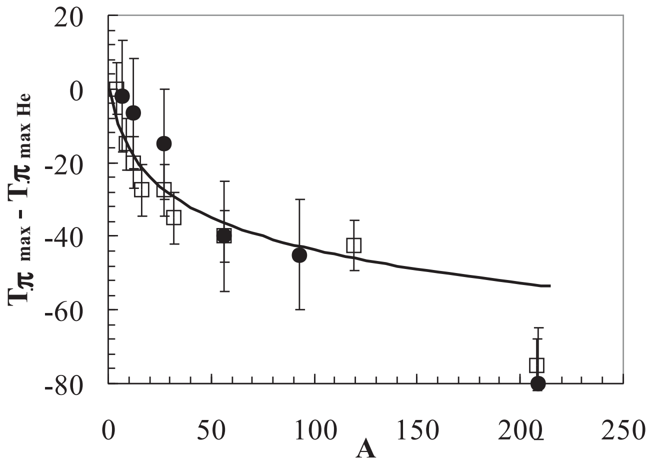


Fig. 5.64: Le décalage de la masse du Δ en fonction de la masse du noyau cible est exprimé par le décalage entre l'énergie cinétique du pion donnant le maximum de section efficace totale pour un noyau de masse A et l'énergie cinétique du pion donnant le maximum de section efficace totale pour l'He. Les données expérimentales sont déduites des références [129] (points pleins qui correspondent à des sections efficaces d'absorption) et [140] (carrés vides qui correspondent à des sections efficaces totales). La ligne continue correspond à l'équation (5.20). Les points correspondant au ^{208}Pb n'ont pas été utilisés lors de notre ajustement.

5.5 Comparaison avec le modèle Δ-trou

Dans cette section nous allons comparer brièvement notre modèle avec un modèle théorique quantique a priori mieux adapté à la description des réactions induites par des pions : le modèle Δ-trou [141–145]. Contrairement aux modèles basés sur les collisions multiples, utilisés précédemment pour dériver des potentiels optiques, ce modèle tient compte explicitement de la présence des Δ.

Dans ce modèle l'espace est divisé en trois sous-espaces : l'espace $\mathcal{P}$ contient l'espace du pion et l'espace du noyau cible (dans son état fondamental), l'espace $\mathcal{D}$ contient l'espace du Δ et l'espace du noyau résiduel où un nucléon a été enlevé pour créer ce Δ (trou), finalement l'espace $\mathcal{Q}$ est l'espace de tous les autres états de la cible. Les hamiltoniens agissant sur ces espaces sont respectivement

$$H_P = H_A + T_\pi + V_{\pi A}, \tag{5.21}$$

$$H_D = H_{A-1} + T_\Delta + V_\Delta, \tag{5.22}$$

et

$$H_Q = H_A. \tag{5.23}$$

Dans ces équations, H_A est l'hamiltonien du noyau de masse A, $V_{\pi A}$ correspond à l'interaction non-résonnante[8] entre le pion et les A nucléons et V_Δ correspond à l'interaction entre le Δ et les $A-1$ nucléons restants. Le modèle Δ-trou considère qu'il n'y a pas de connexion directe entre les sous-espaces $\mathcal{P}$ et $\mathcal{Q}$. Les transitions entre les sous-espaces $\mathcal{P}$ et $\mathcal{D}$ et entre les sous-espaces $\mathcal{D}$ et $\mathcal{Q}$ dépendent respectivement des interactions $\pi N \rightleftharpoons \Delta$ et $\Delta N \rightleftharpoons NN$. Cette dernière interaction permet l'absorption de pions. Seules les collisions à deux corps sont donc considérées.

Contrairement au modèle INCL, le modèle Δ-trou ne tient pas compte de toute la complexité de l'évolution des baryons dans l'espace et dans le temps et il ne permet pas de reproduire des processus plus complexes comme par exemple la création d'un résidu particulier suite à l'émission de certains nucléons. Avec quelques ajustements, ce modèle permet de déterminer de manière quasi-analytique les sections efficaces élastiques et les sections efficaces d'absorption entre un pion de 80 à 300 MeV et un noyau.

Une comparaison entre nos résultats et ceux obtenus avec le modèle Δ-trou de la référence [146] est présentée aux figures 5.65 et 5.66. Nos

[8] Cette interaction ne tient donc pas compte de l'excitation par formation d'une

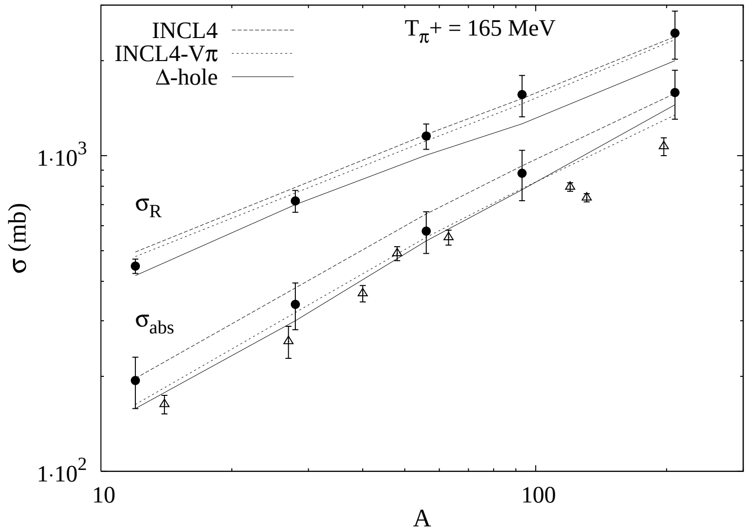


Fig. 5.65: Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^+ de 165 MeV sur différentes cibles. Les prédictions du modèle standard sont données par des lignes en tirets, celle du modèle amélioré par les lignes en pointillés et celles du modèle Δ-trou, issue de la référence [146], par les lignes en continu. Les données expérimentales (symboles) proviennent des références [129, 136].

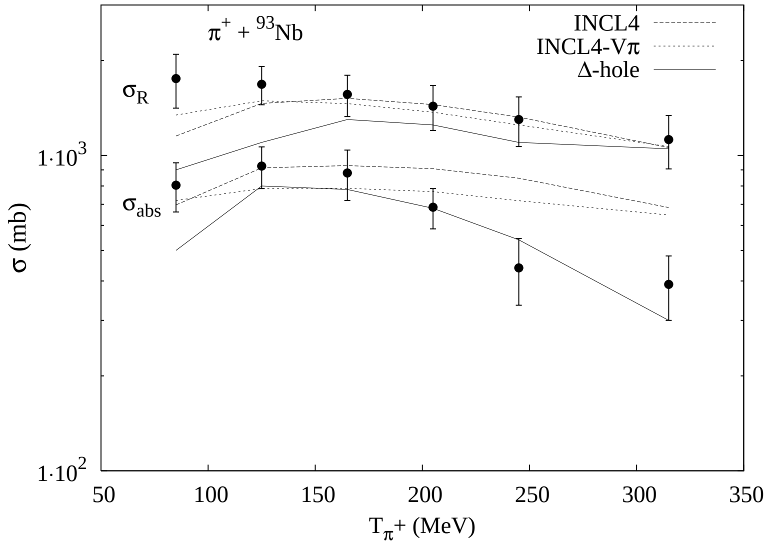


Fig. 5.66: Sections efficaces de réaction et d'absorption de π^+ sur une cible de ^{93}Nb, en fonction de l'énergie cinétique du pion incident. Les prédictions du modèle standard sont données par des lignes en tirets, celle du modèle amélioré par les lignes en pointillés et celles du modèle Δ-trou, issue de la référence [146], par les lignes en continu. Les données expérimentales (symboles) proviennent de la référence [129].

résultats sont comparables à ceux obtenus avec le modèle Δ-trou. Bien qu'ils sont parfois meilleurs, nous surestimons néanmoins la section efficace d'absorption au-delà de la résonance Δ.

5.6 Conclusion

Des études de sensibilité effectuées en supprimant les collisions inélastiques entre nucléons, tant avec des cibles minces que des cibles épaisses, ont montré que ces collisions ont un effet non négligeable sur les multiplicités intégrale (réduction) et différentielle (durcissement du spectre des nucléons émis).

Dans cette section, nous avons réexaminé la dynamique des pions implémentée dans le modèle INCL4. Dans ce modèle tous les avatars faisant intervenir des pions passent par une résonance Δ et les pions ne ressentent pas, par hypothèse, de potentiel. Ce modèle présente une surestimation des sections efficaces de production de pions par proton incident. Nous avons également profité de cette étude pour valider le modèle INCL4 pour les réactions induites par des pions, rarement étudiées jusqu'à présent.

Nos améliorations ont porté sur les sections efficaces élémentaires pion-nucléon et sur l'introduction d'un potentiel moyen pour les pions. Pour cette dernière, nous ne nous sommes pas trop préocuppé de la phénoménologie des potentiels optiques pion-noyau, car ceux-ci s'avèrent peu consistants avec l'énergie potentielle des pions dans la matière nucléaire, et nous avons adopté une approche pragmatique en introduisant un potentiel relativement simple, déterminé par ajustement à l'aide de nombreuses mesures expérimentales produites à partir de pions incidents et de production de pions induite par des nucléons. Notons cependant que les potentiels obtenus sont consistants avec les données phénoménologiques sur la partie réelle du potentiel optique des pions en surface. Parallèlement à l'introduction du potentiel moyen des pions, l'émission d'un pion au travers de la surface nucléaire est sujette à une probabilité de transmission identique à celle utilisée pour les nucléons. A la fin de la cascade, les pions présents dans le noyau sont transformés en énergie d'excitation.

La confrontation du modèle modifié aux données concernant la production de pions induite par des protons et les réactions induites par des pions a conduit à des résultats satisfaisants. Notre modèle semble donc

---

résonance Δ.

reproduire (en moyenne) les principales observables liées à la dynamique des pions :

- Il reproduit assez bien les sections efficaces de réaction, excepté pour des π^- de basse énergie sur des noyaux lourds[9]. On constate que l'on reproduit certains détails de ces sections efficaces, comme la dominance de la résonance Δ sur les noyaux légers et le décalage progressif vers les basses énergies lorsque la masse du noyau cible augmente. Cet effet reflète l'importance des collisions secondaires. Les sections efficaces d'absorption permettent une validation plus stricte car elles ne représentent que la moitié des sections efficaces de réaction. Les améliorations apportées suite à nos modifications valident globalement le choix du potentiel des pions. Cependant notre modèle modifié sous-estime les sections efficaces d'absorption à basse énergie et surestime quelque peu ces observables au-delà de la résonance Δ.
- Les sections efficaces de production de protons induite par des pions sont également améliorées. Cependant, pour les noyaux les plus lourds trop de protons sont émis. Les distributions doublement différentielles sont en générale mieux reproduites par le modèle modifié, excepté pour de petits angles d'émission.
- Dans la production de pions induite par des protons, l'amélioration du potentiel moyen des baryons apporte une correction (réduction) non négligeable. Cet effet est essentiellement dû à la dépendance en énergie du potentiel des nucléons. L'introduction du potentiel des pions, des sections efficaces pion-nucléon et de la transmission à travers la barrière coulombienne améliore encore la production de pions. Pour les noyaux lourds la production de pions reste un peu surestimée pour les protons d'énergie cinétique supérieure à 400 MeV et est sous-estimée, pour tous les noyaux, pour des protons d'énergie inférieure à 225 MeV. Les sections efficaces doublement différentielles ont montré que les émissions des pions les plus énergétiques sont améliorées principalement par le potentiel moyen des baryons, et que le potentiel moyen des pions corrige les émissions de pions d'énergie intermédiaire.

Les observables qui ne font pas intervenir directement les pions dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie sont peu influencées par les modifications de la dynamique des pions. Les productions de nucléons induites par des nucléons sont légèrement augmentées suite à la réduction des émissions

[9] Tout comme le modèle standard. Ceci est compréhensible car les sections efficaces pion-nucléon n'ont pas été modifiées dans le domaine d'énergie considéré ici.

de pions et donc suite à l'augmentation de l'énergie d'excitation du noyau résiduel. Cette augmentation permet d'améliorer légèrement les productions de terres rares. Les productions des isotopes proches du noyau cible sont sensiblement réduites. Toutes les autres productions de résidus ne sont pas affectées.

Enfin pour tenter d'encore améliorer les voies faisant intervenir les pions, nous avons d'une part considéré des potentiels plus détaillés (dépendant de la distance radiale ou de l'énergie). Ces potentiels ont peu d'effets sur les observables. D'autre part nous avons réalisé diverses études de sensibilité. La conclusion des ces études est qu'il n'est pas possible de réduire à la fois les sections efficaces de production de pions induite par des protons et les sections efficaces d'absorption de pions.

Finalement nous avons comparé les modèles INCL4 standard et modifié au modèle Δ-trou. Nos résultats sont comparables, voire parfois meilleurs que ceux du modèle Δ-trou, excepté au-delà de la résonance Δ où nous surestimons la section efficace d'absorption.

Décrire la dynamique des pions lors des réactions de spallation par des outils semi-classiques comme le nôtre est peut-être moins fondé que pour les nucléons : la condition de validité du régime de collisions binaires demande que la longueur d'onde de de Broglie soit nettement inférieure à la portée de l'interaction qui elle-même soit inférieure à la distance moyenne entre deux nucléons. Pour les nucléons d'énergie supérieure à 200 MeV, on considère que cette condition est remplie. Notons cependant que le modèle INCL donne encore des résultats satisfaisants en dessous de cette valeur (voir chapitre suivant). Par contre pour les pions la longueur d'onde de de Broglie est beaucoup plus grande : un pion d'énergie cinétique de 500 MeV a la même longueur d'onde qu'un proton de 200 MeV. Dès lors des effets quantiques doivent apparaître. Ainsi l'absorption de pions de basse énergie sur deux nucléons ne peut sans doute pas être simulée par la succession de deux interactions comme nous le faisons. Ces considérations peuvent expliquer la sous-estimation des sections efficaces d'absorption de π^- à basse énergie, ainsi que la surestimation de l'émission de π^+ induite par des protons, bien que les émissions de π^- sont prédites correctement. Malheureusement, la correction de ces lacunes n'est pas naturelle et peut-être pas possible dans le cadre de notre modèle semi-classique.

Chapitre 6

Modèle INCL et modèles de prééquilibre

6.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons vu que le modèle de cascade intranucléaire et le modèle de prééquilibre sont physiquement proches : à partir d'un état initial de "déséquilibre", le système évolue jusqu'à un état d'équilibre sur base de collisions multiples à deux corps. Le modèle de prééquilibre ne considère que l'évolution temporelle de la réaction alors que le modèle de cascade intranucléaire tient compte également de la dynamique spatiale. De par l'utilisation de paramètres ajustés aux énergies intermédiaires, et la limitation aux seuls nucléons, photons et ions légers, les modèles de prééquilibre ne sont applicables qu'en dessous de $\sim$ 200 MeV, au moins parce qu'ils ne peuvent pas traiter les pions. Il existe de nombreux modèles de prééquilibre mais, cependant il existe peu de critères clairs pour choisir un modèle de prééquilibre particulier sinon sa capacité à reproduire les observables. De plus, citons E. Gadioli et P. E. Hodgson [23] : "*A serious difficulty in this work is that many theories of pre-equilibrium reactions are still undergoing intensive study and criticism, and in many cases the full justification of theories that are already extensively used has not yet been provided*". Les modèles de cascade intranucléaire tiennent compte des degrés de liberté de pions et sont utilisables au-delà de 200 MeV. Par contre le régime de collisions bien séparées dans l'espace et dans le temps ne permet théoriquement pas leur utilisation pour des énergies inférieures. A ces énergies, les interactions nucléaires sont plus sensibles aux détails de la structure nucléaire et des effets quantiques sont sensés apparaître. Cependant de récentes études ont montré que le modèle INCL conduit encore à des résultats satisfaisants avec des nucléons incidents de quelques dizaines de MeV [8, 9]. Ceci entrouvre la possibilité d'utiliser le modèle INCL en dessous de 200 MeV, permettant ainsi l'emploi d'un modèle unique et cohérent dans une grande gamme d'énergie incidente. C'est pourquoi nous allons confronter, surtout au niveau des résultats, le modèle INCL à des modèles de prééquilibre.

A cette fin, nous avons utilisé les codes de réaction nucléaire TALYS [11] et GNASH-FKK [28]. Ces codes ont été choisis à cause de leur application intensive à l'évaluation des bibliothèques de sections efficaces JEFF3 (TALYS) et LA150 (GNASH-FKK), étendues jusqu'à 150 MeV et employées dans les codes de transport de particules (voir chapitre 7). Le modèle de prééquilibre "Multistage Preequilibrium Model" implémenté dans le code de transport MCNPX [107] pour simuler les interactions nucléaires aux énergies intermédiaires a également été considéré. Bien que les modèles de prééquilibre de ces trois codes soient basés sur le modèle d'excitons, leurs ingrédients sont différents : discrimination du type de particules, matrice d'interaction, densité d'états d'excitons, etc.

Dans les sections suivantes nous décrivons les modèles ou codes choisis, en commençant par présenter les quelques modifications apportées au modèle INCL4 pour améliorer les réactions induites par des particules d'énergie cinétique inférieure à 200 MeV. Pour chaque modèle de prééquilibre, nous présentons les quantités suivantes : le modèle de densité d'états du système pour un nombre d'excitons et une énergie d'excitation fixée, les éléments de matrice $|M|^2$ (voir chapitre 2 et annexe C) qui permettent d'estimer le taux de transition d'un nombre d'excitons à un autre et les caractéristiques des taux d'émission des différentes particules. Ensuite nous comparerons ces modèles aux mesures expérimentales d'émission de nucléons et d'ions légers induite par des nucléons incidents et aux mesures de sections efficaces de production de résidus. Notre conclusion sera présentée dans la section 6.7.

6.2 Modifications apportées à basse énergie au modèle INCL (version INCL443)

Récemment, les études à basse énergie de Henrotte [8] et de Boudard [101] du modèle de cascade intranucléaire de Liège, ont conduit à l'implémentation des ingrédients suivants :

- Utilisation de l'implémentation "stricte" du principe de Pauli pour la première collision entre le nucléon incident et un nucléon du noyau cible : la collision est rejetée si un des nucléons issu de l'interaction a une impulsion finale inférieure à l'impulsion de Fermi ($p_i < p_F(\tau_i)$). Pour les collisions suivantes, l'implémentation statistique du principe de Pauli reste d'application : la collision est acceptée selon une probabilité $P = (1-f_1)(1-f_2)$, où f_i est la probabilité d'occupation de l'espace des phases à proximité du nucléon i dans l'état final de la collision.
- Rétablissement des collisions entre nucléons de basse énergie, initialement négligées dans le modèle standard. Bien que ces omissions soient justifiées par le fait que ces collisions participent à la formation du champ nucléaire moyen qui est explicitement considéré, la référence [101] a montré que ces collisions améliorent sensiblement les sections efficaces de réaction induites par des nucléons de basse énergie et ont peu d'impact sur celles induites par des nucléons de haute énergie. Cette modification augmente considérablement les temps de calcul. C'est pourquoi dans la référence [101] deux modifications, qui ont peu d'effets sur les observables, sont considérées : la cascade est stoppée si toutes les particules ont une énergie inférieure à $T_F + 10$ MeV et toutes les collisions entre deux nucléons, dont au moins un participant, dans la mer de Fermi sont proscrites.

Ces modifications et celles présentées aux chapitres précédents constituent la version INCL443. La figure 6.1 donne la section efficace de production de protons à 90 degrés induite par des protons de 61.7 MeV sur du ^{209}Bi, en fonction des différentes modifications apportées au modèle INCL. Leur effet sur la section efficace de réaction est présentée à la table 6.1. Les caractéristiques des versions sont (chaque version comprenant la version précédente) :

- (a) : modèle standard INCL4.2 avec correction coulombienne pour les protons incidents[1], implémentation statistique du principe de Pauli pour toutes les collisions et pour la première collision on teste que la particule la moins énergétique gagne de l'énergie au lieu d'utiliser CDPP ;
- (b) : l'énergie de séparation est donnée par Wapstra et Audi [77] (pour le ^{209}Bi, $< S >= 5.7$ MeV), lors de l'émission de protons la

[1]Les routines du code LAHET ont été utilisées pour déterminer la correction coulombienne pour les protons incidents.

Tab. 6.1: Effet des différentes modifications apportées au modèle INCL sur la section efficace de réaction induite par des protons de 61.7 MeV sur le noyau de ^{209}Bi. Les différentes versions sont décrites dans le texte. Les sections efficaces de réaction, estimée par le code TALYS et expérimentale (p de 60.8 MeV sur du ^{208}Pb [148]), sont également données.

modification	σ_R (mb)
EXP	1993 $\pm$ 95
TALYS	2047.80
(a)	1159.44
(b)	1079.44
(c)	1081.01
(d)	975.47
(e)	1523.87

barrière coulombienne est calculée à $R_0 + 0.88\ fm$, et la première collision est sujette à l'implémentation stricte du principe de Pauli ;
- (c) : le champ moyen des baryons dépend de l'isospin ;
- (d) : le potentiel des nucléons varie linéairement avec l'énergie ;
- (e) : rétablissement des collisions nucléon-nucléon de basse énergie, la cascade est stoppée si toutes les particules ont une énergie inférieure à $T_F + 10$ MeV et les collisions entre deux nucléons dans la mer de Fermi sont proscrites (voir ci-dessus).

La réduction de la section efficace de réaction et d'émission des protons les plus énergétiques entre les versions (a) et (b) proviennent essentiellement de l'utilisation de l'implémentation stricte du principe de Pauli sur la première collision. L'introduction de la dépendance en isospin du potentiel des baryons (c) ne modifie pas la section efficace de réaction. Par contre la dépendance en énergie (d) réduit notablement cette section efficace. Pour cette version, deux phénomènes jouent suite à la réduction, dans le modèle modifié par rapport au modèle standard, de l'impulsion de la particule incidente en pénétrant dans le noyau : d'une part la section efficace élémentaire nucléon-nucléon (relevant pour le première collision) augmente, et d'autre part l'énergie moyenne du centre de masse (pour cette première collision) diminue. Si le premier effet augmente légèrement la section efficace de réaction, le deuxième, combiné à la coupure sur l'énergie du centre de masse pour les collisions ($\sqrt{s}\ \geq$1925 MeV), diminue la probabilité d'interaction entre le nucléon incident et le nucléon du noyau cible. La figure 6.2 présente l'effet de la dépendance en énergie du potentiel sur

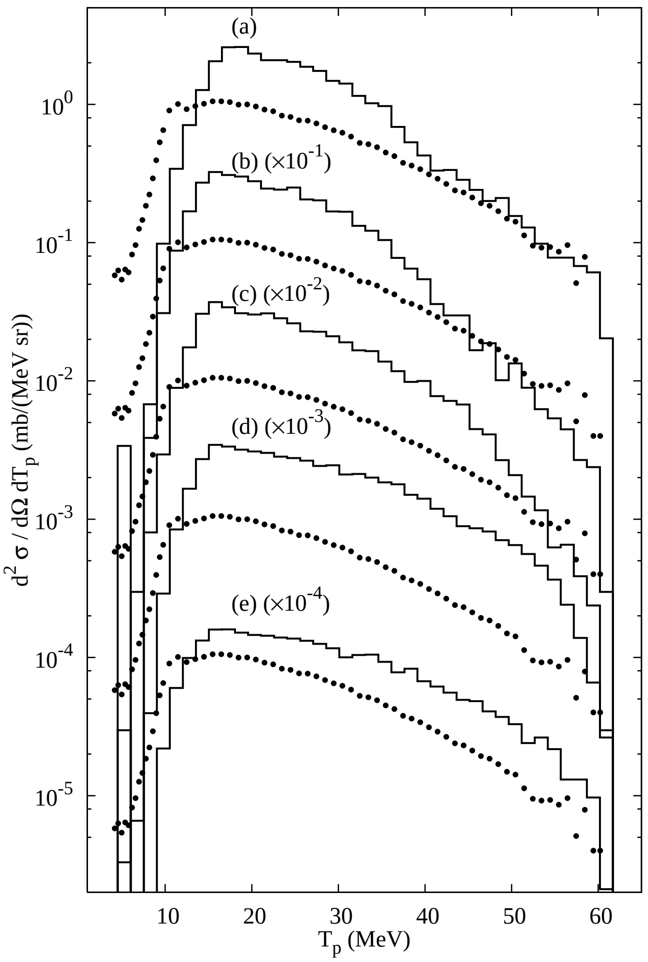


Fig. 6.1: Effet des différentes modifications apportées au modèle INCL sur la production de protons à 90 degrés induite par des protons de 61.7 MeV sur du ^{209}Bi. Les résultats expérimentaux (points) sont extraits de la référence [147]. Les différentes versions (a)-(e) sont décrites dans le texte. Afin de pouvoir comparer les spectres obtenus par réaction, ils sont tous renormalisés sur la section efficace de réaction obtenue avec le code TALYS.

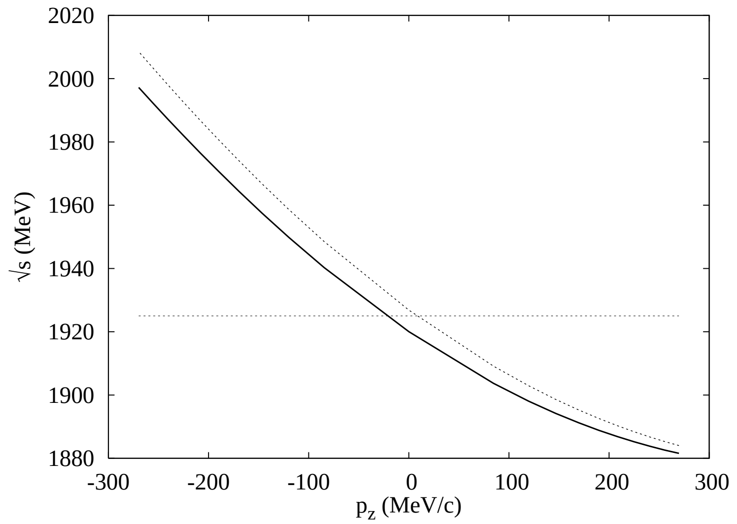


Fig. 6.2: Energie du centre de masse de la paire nucléon incident (de 61.7 MeV d'énergie cinétique) et nucléon cible, en fonction de l'impulsion du nucléon cible (projetée sur la direction du nucléon incident). La ligne en pointillés correspond au modèle standard et la ligne en continu au modèle (d) (voir texte). La coupure à 1925 MeV est également représentée par la ligne horizontale.

l'énergie du centre de masse de la paire nucléon incident - nucléon cible. Ce dernier effet semble donc prépondérant. L'augmentation de l'émission des protons, suite à l'introduction de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons, est consistante avec les observations faites au chapitre 4. Bien entendu la réduction de la coupure sur l'énergie du centre de masse (version (e)) entraîne une augmentation sensible de la section efficace de réaction. On observe également une réduction de l'émission des protons émis à 90 degrés.

Etant donné que nous allons étudier la capacité du modèle INCL à reproduire l'émission d'ions légers durant l'étape de cascade intranucléaire, le modèle utilisé comprend également un modèle de coalescence. Ce modèle est complètement décrit dans la référence [149]. Avant qu'un nucléon ne soit émis, le programme cherche si ce dernier peut emporter avec lui un ou plusieurs autres nucléons suffisamment proches et former un ion léger. Si l'ion est stable (par exemple : la formation d'un assemblage de deux neutrons est évidemment proscrite), s'il dispose de suffisamment d'énergie pour passer le seuil d'émission et s'il réussit le test de traversée de la barrière coulombienne, il sera émis dans la direction de l'impulsion de son centre de masse. L'ion est construit en ajoutant progressivement d'autres nucléons au nucléon sortant. La condition de formation d'un ion est donnée par

$$r_{i,[i-1]} p_{i,[i-1]} \leq h_0, \tag{6.1}$$

où $r_{i,[i-1]}$ et $p_{i,[i-1]}$ sont les coordonnées relatives du nucléon i (sujet à l'émission) et du groupe des $i-1$ premiers nucléons, et h_0 est un paramètre. Actuellement le programme autorise l'émission de deutons, tritons, ^3He et ^4He. La priorité est donnée aux ions les plus lourds. Si aucun ion ne peut être émis, seul le nucléon initial sort. Etant donné que le modèle ABLA ne permet pas l'émission de d, de t et de ^3He, pour l'émission d'ions légers, nous utiliserons le code d'évaporation GEM développé par Furihata [60].

6.3 Code de réaction nucléaire TALYS

TALYS [11, 150] est un programme de réaction nucléaire développé, depuis 1998, à NRG (Petten, Hollande) et au CEA (Bruyères-le-Châtel, France). Ce système de codes contient divers modèles de réaction nucléaire permettant de calculer des sections efficaces, multiplicités de particules, spectres en énergie et distributions angulaires pour des nucléons, des ions légers ($A \leq 4$) et des gamma incidents d'énergie cinétique de 1 keV à 250 MeV et des noyaux cibles de numéro de masse supérieur à 11. Ce programme utilise le modèle optique, des modèles de réaction directe, un modèle de prééquilibre et un modèle d'évaporation du noyau composé. Ces modèles sont combinés à des bases de données contenant diverses informations sur la structure nucléaire du noyau étudié.

Dans TALYS, le code ECIS-97 [151] est utilisé pour les calculs relatifs aux interactions directes. Ces calculs utilisent le modèle optique de Koning et Delaroche [22] dont les paramètres sont soit propres au noyau étudié, soit définis de manière globale. Raffiner les prédictions faites avec le modèle optique, nécessite de modifier près de 20 paramètres [150]. C'est pourquoi nous n'avons pas ajusté manuellement les potentiels utilisés dans cette comparaison. La description des voies inélastiques directes utilise les méthodes usuelles décrites au chapitre 2 (canaux couplés, etc.).

Le modèle de réaction par noyau composé utilise le modèle de Hauser-Feshbach (voir chapitre 2) corrigé pour des énergies incidentes inférieures à quelques MeV pour tenir compte de corrélations entre les ondes incidentes et sortantes qui augmentent la voie élastique [150].

Le modèle de densité de niveaux utilisé dans TALYS est basé sur celui développé par Gilbert et Cameron (voir chapitre 2). Le paramètre de densité de niveaux a dépend de l'énergie selon la relation d'Ignatyuk [47]. Les paramètres intervenant dans ces expressions sont déterminés à partir de la base de données RIPL2 [21] et peuvent éventuellement être ajustés par l'utilisateur. Nous avons conservé dans nos caluls les paramètres par défaut.

Le modèle de prééquilibre par défaut, implémenté dans TALYS est le modèle d'excitons à deux composantes [30]. Ce modèle amélioré, différentie les neutrons et les protons particule-trou. Posons p_π (p_ν) le nombre de particule-proton (-neutron) et h_π (h_ν) le nombre de trou-proton (-neutron). La section efficace doublement différentielle d'émission d'une particule de type k et d'énergie ϵ (équation (2.31)), devient

$$\frac{d^2\sigma_k}{d\epsilon d\Omega} = \sigma_R \sum_{p_\pi} \sum_{p_\nu} \int_0^{t_{eq}} \lambda_{esc}(p_\pi, p_\nu, h_\pi, h_\nu, Z_k, N_k, \epsilon) P(p_\pi, p_\nu, h_\pi, h_\nu, t) f_p(\epsilon, \theta) dt. \tag{6.2}$$

Dans cette équation Z_k et N_k sont les nombres de protons et de neutrons de la particule émise, λ_{esc} exprime la probabilité d'émission de la particule k d'énergie ϵ à partir de la configuration donnée par p_π, p_ν, h_π et h_ν, P est la probabilité de trouver le système au temps t, et la systématique de Kalbach est utilisée pour décrire la distribution angulaire des particules émises (fonction f_p) [35,36]. La distinction entre les protons et les neutrons étant explicite, il n'est pas nécessaire d'utiliser des facteurs correctifs ($Q(p)$, voir section 2.4.2) pour estimer les taux d'émission λ_{esc} selon le type de particule émise. Déterminer la fonction $P(p_\pi, p_\nu, h_\pi, h_\nu, t)$ (par le système d'équations (2.28) mais à deux composantes) nécessite de déterminer les éléments de matrice $|M|^2$ pour toutes les transitions possibles entre les configurations d'excitons proton-neutron. TALYS adopte les relations suivantes : $|M_{\pi\nu}|^2 = |M_{\nu\pi}|^2 = 1.5|M_{\pi\pi}|^2 = 1.5|M_{\nu\nu}|^2 = 1.5|M|^2$, où

$$|M|^2 = \frac{C_1}{A^3}\left(6.8C_2 + \frac{4.2\ 10^5}{(\frac{E}{n} + 10.3C_3)^3}\right). \tag{6.3}$$

C_1, C_2 et C_3 sont trois paramètres ajustables, A est la masse atomique du noyau composé et E/n est l'énergie d'excitation sur le nombre d'excitons. Le rapport de 1.5 entre les éléments de matrice est empirique et est partiellement justifié par les sections efficaces entre des nucléons identiques et différents [30]. La référence [152] a montré que la dépendance en énergie de $|M|^2$ était consistante avec la dépendance en énergie de la partie imaginaire du potentiel optique. Enfin la densité d'états d'excitons est donnée par les expressions de Běták et Doběs [32, 33] corrigées par Kalbach afin de tenir compte de manière effective d'effets de surface [153].

L'émission d'ions légers de prééquilibre est estimée automatiquement par le modèle décrit ci-dessus en joignant à une configuration d'excitons donnée une probabilité d'émission d'un ion [11,150]. Les réactions directes de "stripping", de "pick-up" ou de "knock-out" sont ajoutées de manière phénoménologique au modèle d'excitons selon le formalisme de Kalbach [154,155].

Selon le manuel d'utilisation du code TALYS, la plupart des options par défaut sont optimisées pour la réaction étudiée [11], dans notre étude, nous n'avons donc pas raffiné les paramètres des modèles nucléaires. Cependant le temps de calcul n'étant pas notre préoccupation ici, toutes les options relatives au nombre maximum de niveaux, aux seuils de certaines sections efficaces, aux coefficients de transmission ou au nombre maximum de particules dans une voie de sortie, ont été mises à leur valeur maximale.

6.4 Code de réaction nucléaire GNASH-FKK

Le code GNASH [28], développé à Los Alamos depuis 1974, comprend essentiellement un modèle d'évaporation (modèle de Hauser-Feshbach) et un modèle de prééquilibre (modèle d'excitons). Ce code, initialement développé pour des neutrons incidents d'énergie inférieure à 20 MeV, a été étendu dans les années 1990, pour permettre de calculer des sections efficaces pour des nucléons incidents d'énergie maximum de 250 MeV.

Pour calculer les sections efficaces de réactions nucléaires, distribuées dans les angles et les énergies, ce code doit être complété par un modèle de réaction directe. Toutes les interactions directes, élastiques ou inélastiques, sont pré-calculées par les codes ECIS [151] ou SCAT [156] et fournies avec les données d'entrée de GNASH. Dans ces codes, l'utilisateur peut introduire manuellement un potentiel optique dépendant du noyau étudié, trouvé dans la littérature ou ajusté à partir de données expérimentales. En l'absence de cette donnée, le code utilise un potentiel global : le potentiel de Madland [157]. Notons que pour l'élaboration d'une bibliothèque de sections efficaces, plusieurs potentiels sont parfois combinés afin de reproduire les données expérimentales. La référence [37] décrit un exemple de combinaison de potentiels pour déterminer les sections efficaces produites par des protons sur des noyaux de Zr et de Pb.

Le modèle de densité de niveaux utilisé provient du modèle de Gilbert et Cameron dont le paramètre de densité de niveaux a, dépend de l'énergie d'excitation selon la phénoménologie de Ignatyuk [47]. Les coefficients de transmission ($T^J_{\alpha lj}$ de l'équation (2.51)) sont fournis par le code d'interaction directe (ECIS ou SCAT).

Le modèle de prééquilibre introduit dans le code GNASH est le modèle d'excitons initialement implémenté par Kalbach dans le code PRECO-B [158]. Contrairement au modèle d'excitons présent dans TALYS, ce modèle est à une composante et nécessite donc de distinguer le type de particule émise par l'intermédiaire du facteur $Q(p)$ introduit dans l'expression du taux d'émission λ^n_{esc}. La distribution angulaire des particules émises durant cette étape s'appuie sur la systématique de Kalbach [35,36].

Depuis une dizaine d'années, le modèle quantique de Feshbach, Kerman et Koonin (FKK) est également utilisé pour évaluer les émissions de prééquilibre. Cependant ces calculs ne sont pas effectués directement par GNASH mais sont pré-estimés et fournit avec les données d'entrée [28]. Malgré cette option, l'évaluation de bibliothèques de sections efficaces utilise le modèle d'excitons afin de réduire les temps de calcul. Le modèle FKK n'est utilisé que pour quelques validations précises [159].

Les éléments de la matrice $|M|^2$ intervenant dans le modèle d'excitons sont ajustés, soit à partir de mesures expérimentales de spectres de particules émises, soit à partir des résultats obtenus avec le modèle FKK. La densité d'états d'excitons est donnée par Williams [31], et est également corrigée pour tenir compte d'effets de surface [153].

Durant la phase de prééquilibre, l'émission d'ions légers est évaluée de manière phénoménologique et les réactions directes de "stripping", de "pick-up" ou de "knock-out" sont ajoutées de manière phénoménologique au modèle d'excitons selon le formalisme de Kalbach [160].

Nous n'avons pas utilisé directement le code GNASH-FKK, mais la bibliothèque de sections efficaces étendue jusqu'à 150 MeV, générée par cet outil : la bibliothèque LA150 [159]. De ce fait, les paramètres des modèles nucléaires utilisés ont donc dû être ajustés lors de la préparation de cette bibliothèque. Cette dernière n'étant créée que dans le cadre des programmes APT et ATW [5], seuls certains isotopes ont été évalués. C'est pourquoi les résultats de GNASH-FKK n'apparaissent pas sur toutes nos confrontations. Notons encore que les simulations MCNPX réalisées pour obtenir ces résultats contiennent automatiquement les contributions élastiques.

6.5 Modèle de prééquilibre MPM

Le code de transport MCNPX contient parmi ses modèles de réactions nucléaires un modèle de prééquilibre, le modèle MPM (Multistage Preequilibrium Model) [107, 161]. Aux énergies intermédiaires, l'utilisateur a le choix entre l'utilisation de bibliothèques de sections efficaces étendues si celles-ci sont disponibles, l'utilisation d'une cascade intranucléaire ou l'utilisation du modèle MPM. C'est pourquoi il nous parait intéressant de tester ce modèle.

Tout comme le modèle de prééquilibre présent dans le code GNASH-FKK, le modèle MPM provient du modèle d'excitons implémenté dans code PRECO-B [158]. Ce modèle est à une composante et un facteur de discrimination des particules émises est introduit dans l'expression du taux d'émission. Les éléments de la matrice d'interaction $|M|^2$ sont ceux initialement considérés dans les premières versions du code GNASH et ne sont donc pas ajustés à partir de données expérimentales ou à partir de résultats fournis par les modèles quantiques,

$$\begin{aligned}
|M^2| &= \frac{kn}{A^3E}\left[\frac{E/n}{14}\right]^{1/2} && pour\ E/n < 2MeV \\
&= \frac{kn}{A^3E}\left[\frac{E/n}{7}\right]^{1/2} && pour\ 2MeV < E/n < 7MeV \\
&= \frac{kn}{A^3E} && pour\ 7MeV < E/n < 15MeV \\
&= \frac{kn}{A^3E}\left[\frac{15}{E/n}\right]^{1/2} && pour\ 15MeV < E/n.
\end{aligned}$$

La constante k vaut 135 MeV^3, E est l'énergie d'excitation, A est la masse atomique du noyau composé et n est le nombre d'excitons. Il faut noter que la version PRECO-B utilisée dans MPM n'est pas prévue pour des énergies d'excitation élevées. Des développements plus récents suggèrent d'améliorer cette paramétrisation de $|M|^2$ par l'ajout d'un cinquième domaine d'énergie [30]. Ces améliorations ne sont pas implémentées dans cette version du modèle MPM. Comme pour les précédents modèles d'excitons, la systématique de Kalbach est utilisée pour déterminer les distributions angulaires. Les densités d'états d'excitons sont les mêmes que celles utilisées par GNASH-FKK, excepté qu'aucun effet de surface n'est pris en compte.

L'émission d'ions légers de prééquilibre est également évaluée de manière phénoménologique et le formalisme de Kalbach [160] est utilisé pour ajouter les contributions directes de "stripping", de "pick-up" ou de "knock-out".

Etant donné que nous n'avons pas utilisé de modèle de cascade intranucléaire préalable, l'état initial du modèle MPM est alors défini par une particule et zéro trou. Pour l'étude de l'émission des nucléons, le code MPM est couplé au code d'évaporation ABLA. Etant donné que le modèle ABLA n'évapore que les nucléons et les α, nous utiliserons le code d'évaporation EVAP développé par Dresner [58] pour estimer l'émission d'ions légers. Les résultats du code MPM, étant obtenus à partir du code MCNPX, contiennent automatiquement les contributions élastiques.

6.6 Résultats et discussions

Dans cette section nous allons comparer les prédictions du modèle INCL aux trois différentes versions du modèle d'excitons. Les confrontations se feront sur des sections efficaces doublement différentielles d'émission de nucléons et d'ions légers induites par des nucléons et sur des fonctions d'excitation de production de résidus. Les sections efficaces doublement différentielles expérimentales d'émission de nucléons sont choisies parmi celles sélectionnées dans la référence [8] et de manière à avoir un échantillon représentatif. Les mesures de production de résidus sont les mêmes que celles utilisées dans les chapitres précédents, mais en nous limitant à des énergies incidentes inférieures à 250 MeV.

6.6.1 Spectre de particules

Les sections efficaces doublement différentielles calculées, sont comparées dans les figures 6.3 à 6.14, aux données expérimentales produites par des nucléons incidents de 61 MeV à 256 MeV. Les résultats des codes GNASH-FKK et MPM sont renormalisés sur la section efficace de réaction de TALYS. Malgré une amélioration "partielle" des sections efficaces de réaction suite aux modifications apportées au modèle INCL, les prévisions de ce dernier sont également renormalisées sur la section efficace de réaction de TALYS.

Globalement les codes TALYS et GNASH-FKK fournissent des résultats relativement bons en dessous de 200 MeV. Malgré son incapacité théorique (régime de collisions binaires bien séparées dans l'espace et dans le temps) à simuler des réactions nucléon-noyau en deçà de 200 MeV, le modèle INCL donne des comparaisons remarquables. Finalement le modèle MPM présente quelques lacunes et conduit aux plus mauvaises confrontations.

De par l'utilisation de modèle direct et de données sur les niveaux d'états discrets, les sections efficaces doublement différentielles (p, xp) calculées par le code TALYS reproduisent bien les pics observés à hautes énergies, excepté pour de grands angles où ces pics sont surestimés. Une réduction de la probabilité d'émission d'un proton à partir d'un état à un

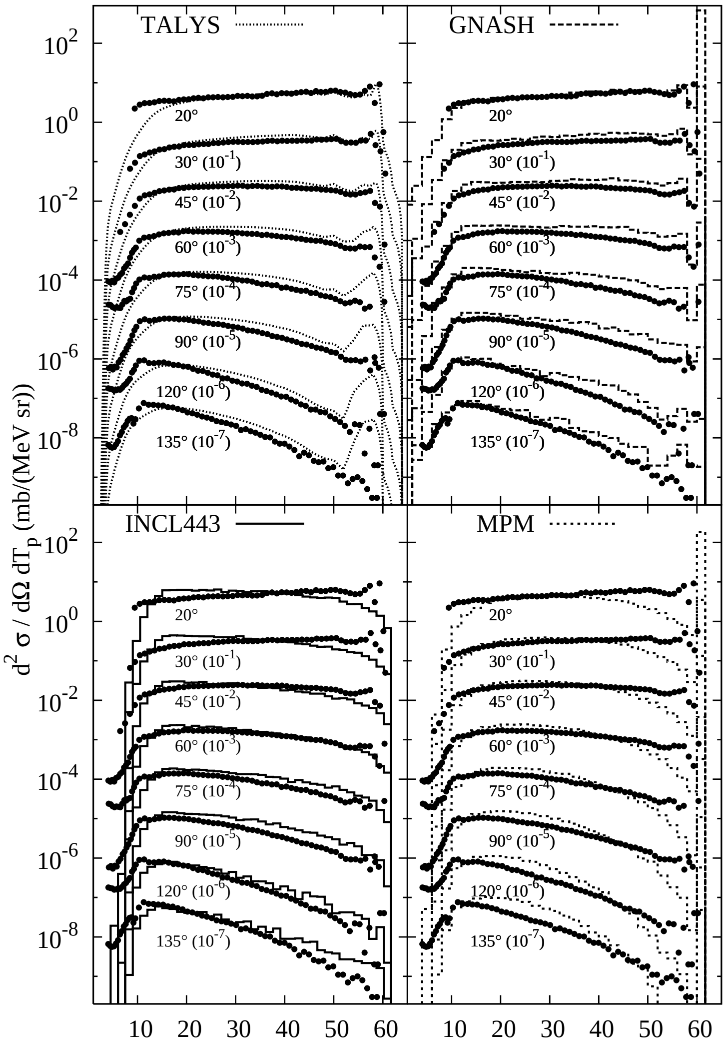


Fig. 6.3: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 61.7 MeV sur le noyau de ^{209}Bi. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [147].

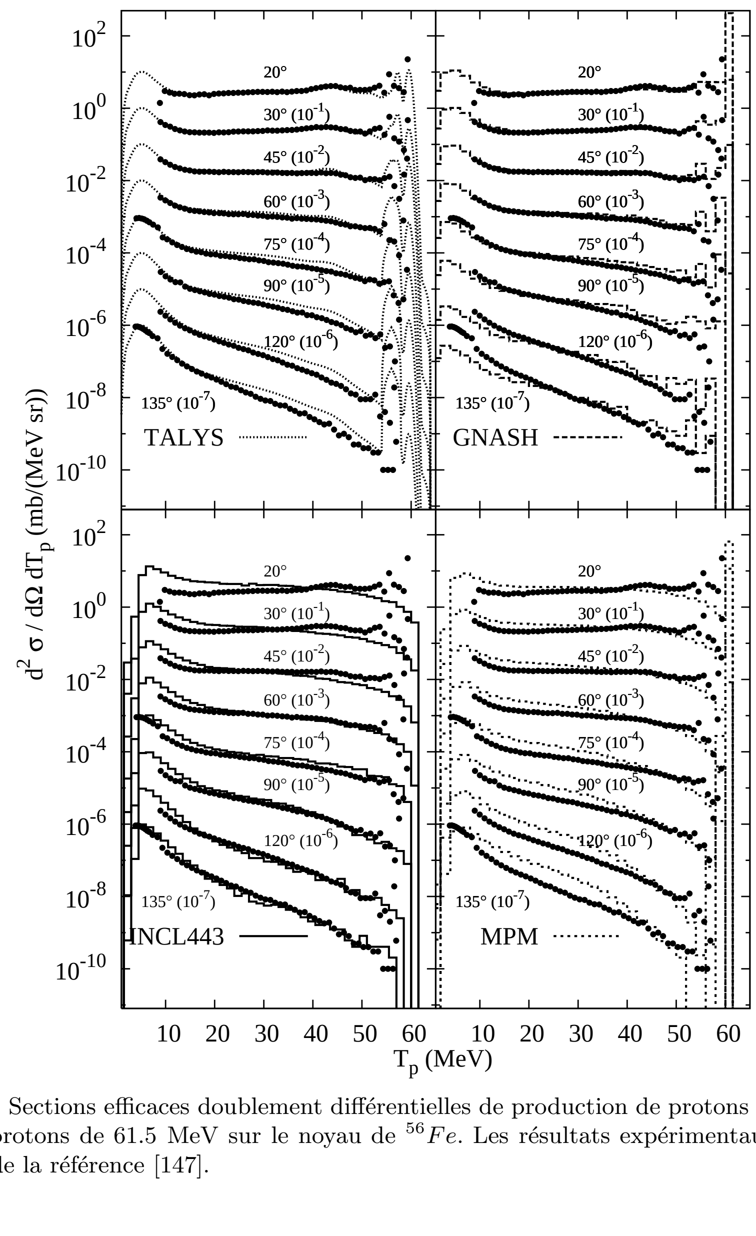


Fig. 6.4: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 61.5 MeV sur le noyau de ^{56}Fe. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [147].

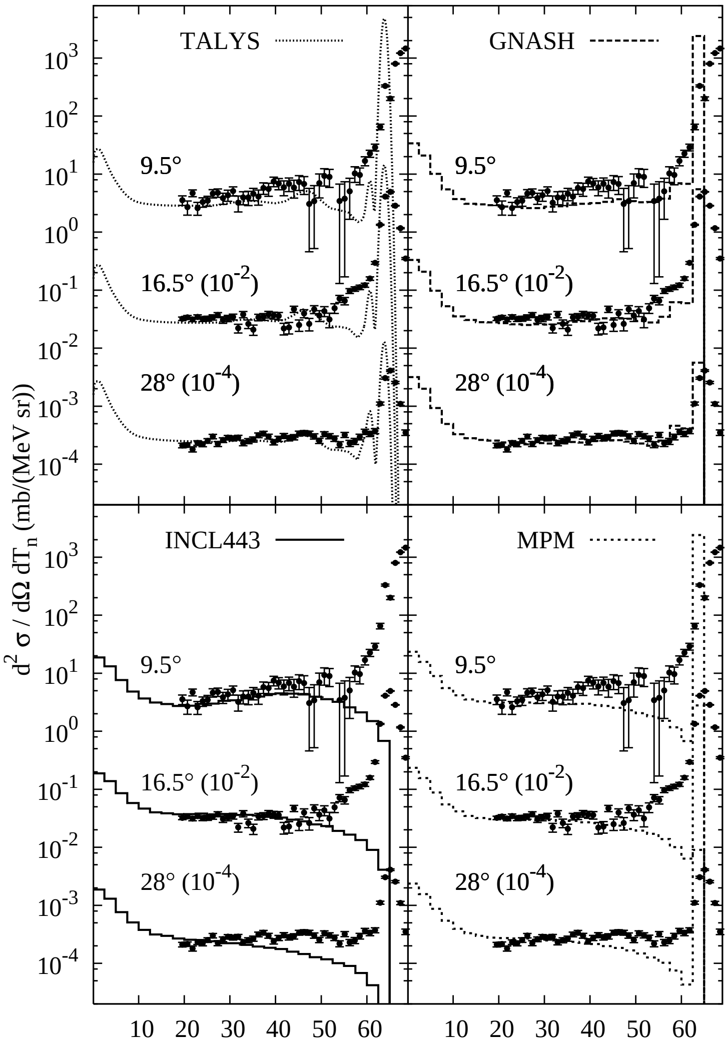


Fig. 6.5: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des neutrons de 65 MeV sur le noyau de ^{56}Fe. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [162].

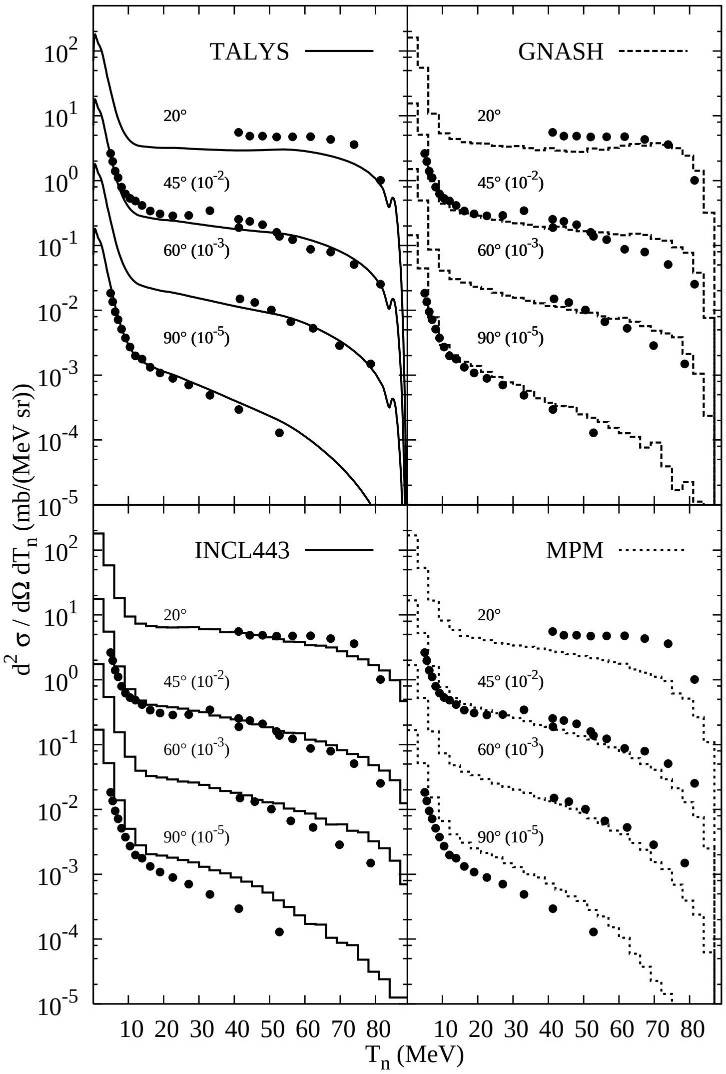


Fig. 6.6: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 90 MeV sur le noyau de ^{209}Bi. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [163].

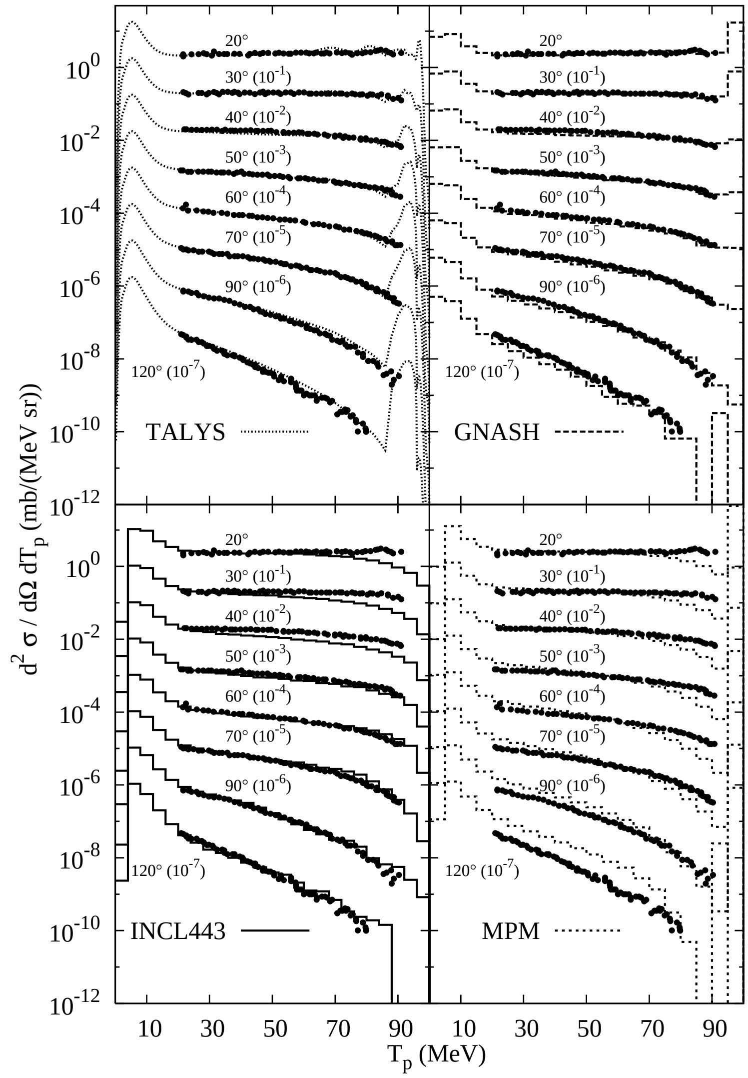


Fig. 6.7: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 100 MeV sur le noyau de *Ni*. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [164].

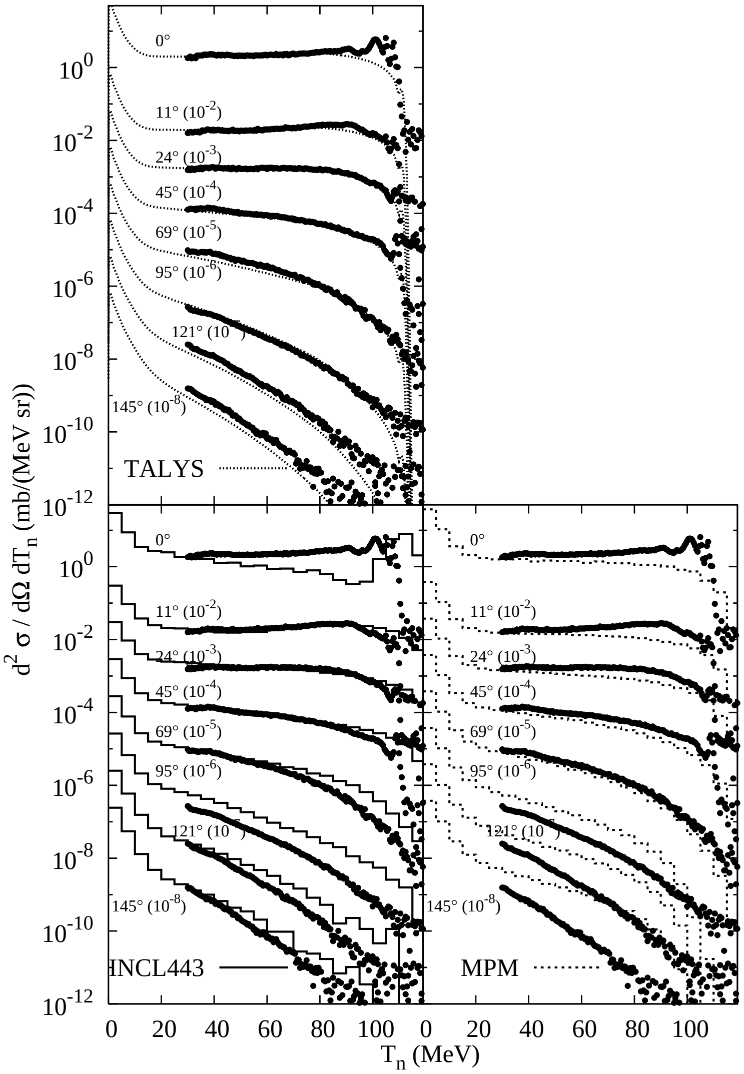


Fig. 6.8: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 120 MeV sur le noyau de ^{90}Zr. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [165].

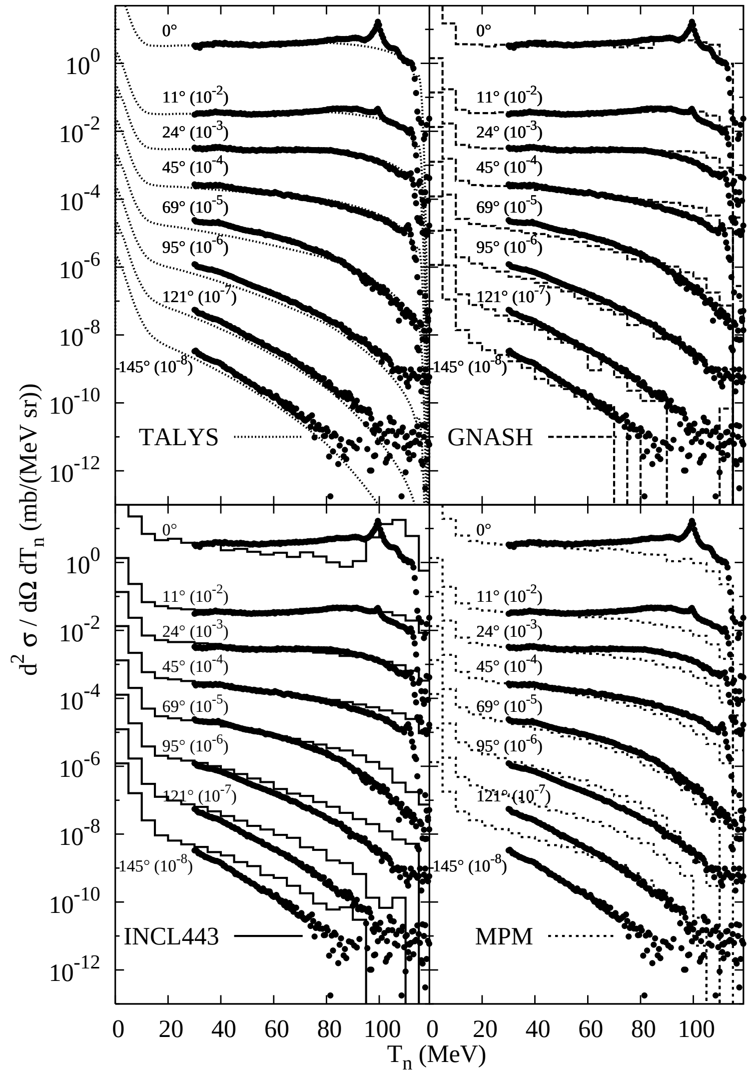


Fig. 6.9: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 120 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [165].

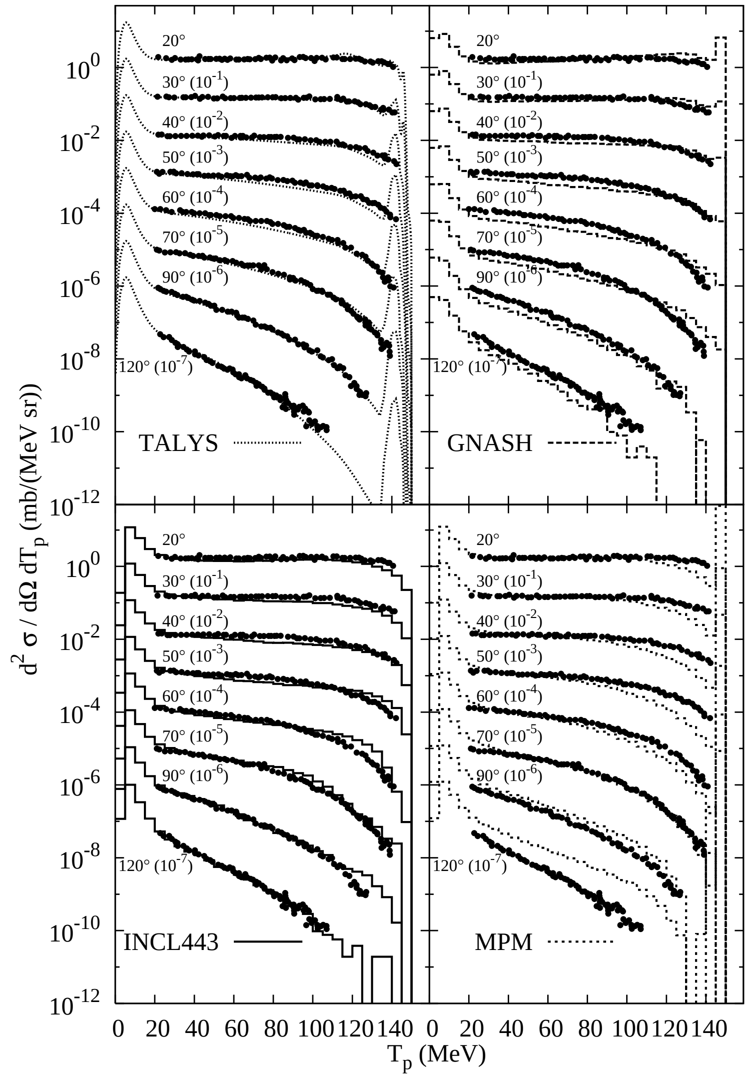


Fig. 6.10: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 150 MeV sur le noyau de *Ni*. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [164].

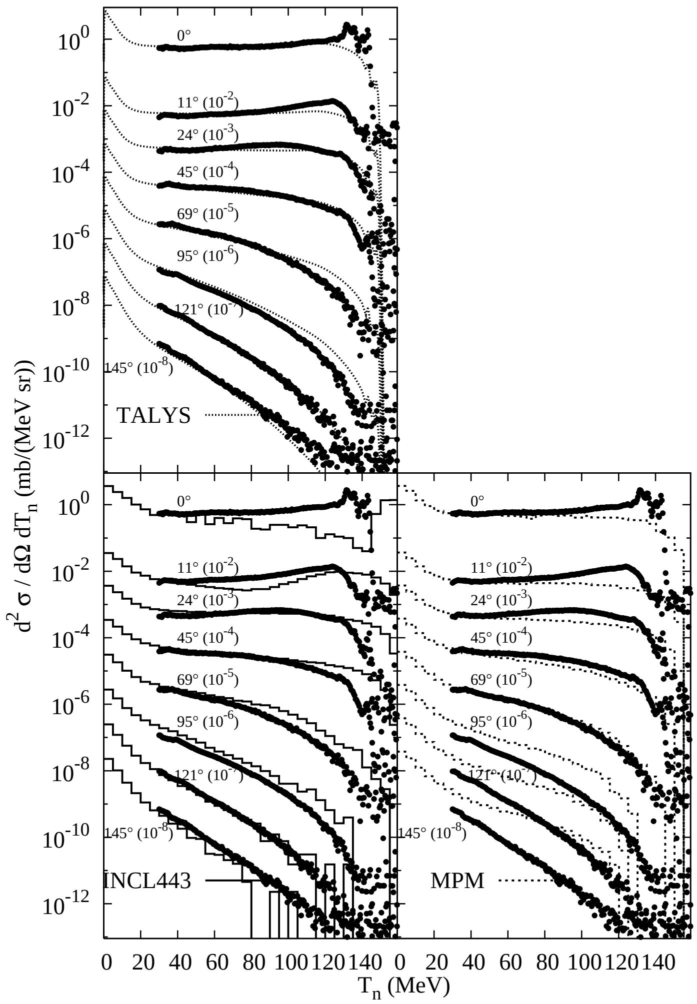


Fig. 6.11: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 160 MeV sur le noyau de ^{27}Al. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [165].

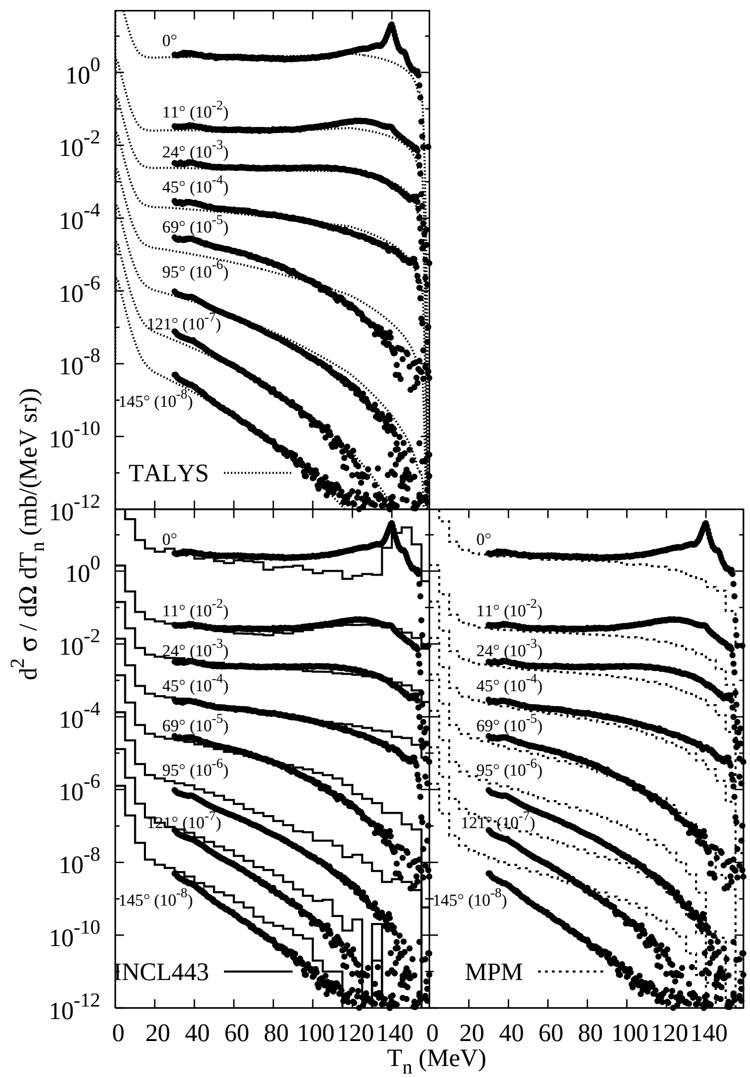


Fig. 6.12: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 160 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [165].

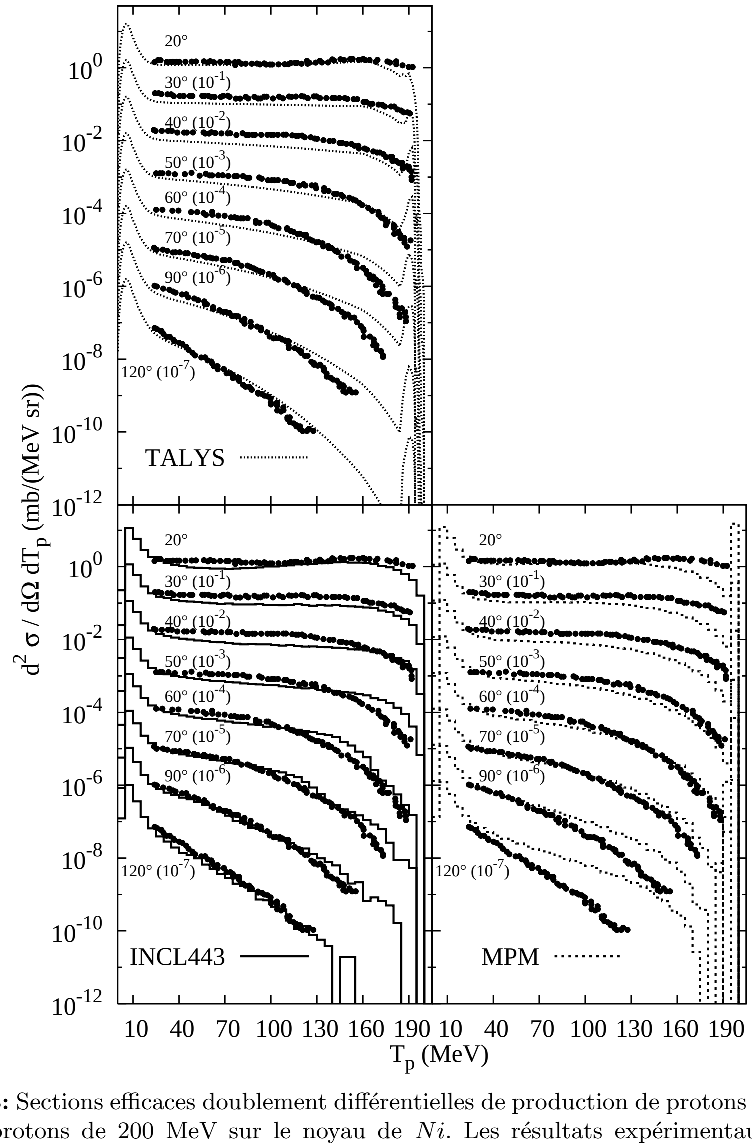


Fig. 6.13: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons induite par des protons de 200 MeV sur le noyau de Ni. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [164].

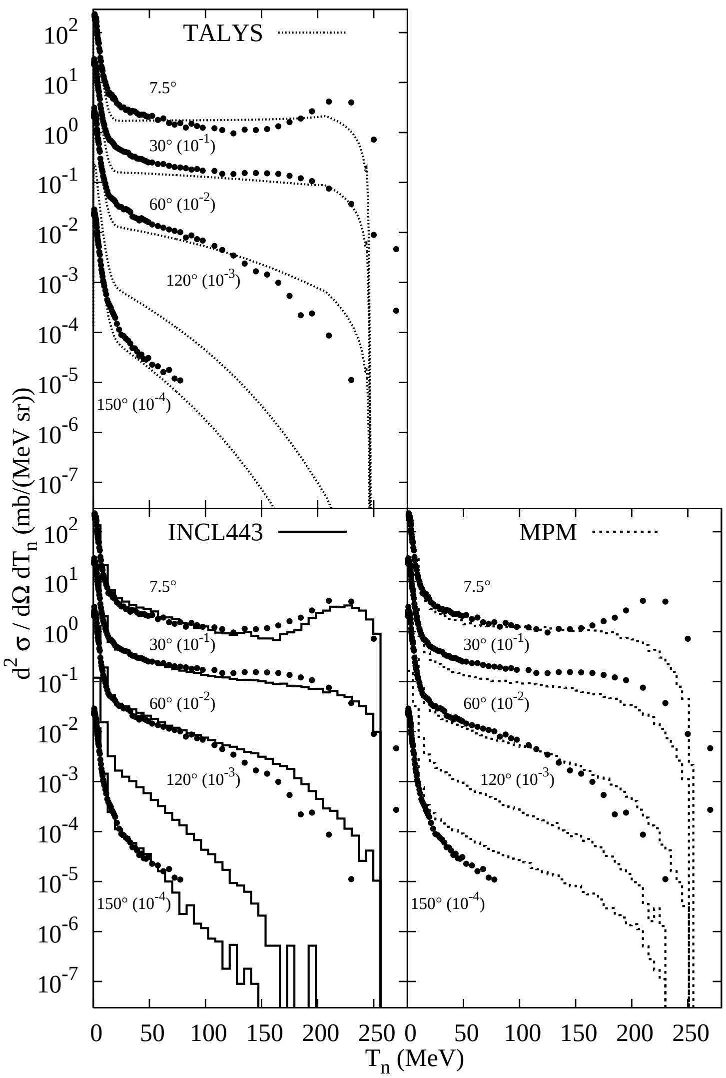


Fig. 6.14: Sections efficaces doublement différentielles de production de neutrons induite par des protons de 256 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [166]. Pour des raisons d'énergie cinétique maximum de la particule incidente, les résultats du code TALYS sont obtenus pour des protons de 250 MeV.

exciton $\lambda_{esc}(1, 0, 0, 0, Z, N, \epsilon)$ combinée à une amélioration des distributions angulaires $f(\epsilon, \theta)$ pourraient corriger cette lacune. Dans le domaine d'utilisation de TALYS, i.e. pour des nucléons d'énergie inférieure à 200 MeV, les spectres (p, xn) sont également valables. Cependant TALYS ne prédit pas le pic correspondant à la résonance analogue isobare.

Le code GNASH-FKK fournit une composante élastique plus importante que le code TALYS. Les excitations des premiers niveaux sont mieux reproduites par le code GNASH-FKK que par le code TALYS : pour les angles arrière le pic observé à haute énergie est plus correct. Dû aux limitations de la bibliothèque LA150, nous n'avons pas de résultats pour des énergies cinétiques incidentes supérieures à 150 MeV et pour le noyau de ^{90}Zr.

Contrairement au code GNASH-FKK, le code MPM ne reproduit pas les pics quasi-élastiques correspondant aux excitations des premiers niveaux et le pic correspondant à la résonance analogue isobare. Finalement le modèle MPM présente une lacune sévère : tous les spectres d'émission sont fortement surestimés dans les angles arrière, et sont sous-estimés à haute énergie et principalement dans les angles avant. Cette carence est principalement due à l'omission d'effets de surface. Kalbach a montré que tenir compte d'effets de surface dans l'évaluation des densités d'états d'excitons a tendance à réduire les éléments de matrice d'interaction et donc à durcir les spectres des particules émises [29, 153]. Le modèle MPM étant utilisé dans le code de transport MCNPX, les spectres contiennent la composante élastique. Cette composante est plus petite que celle estimée avec GNASH-FKK.

L'absence de modèle direct dans le modèle INCL n'est pas une tare pour son utilisation dans le code MCNPX, car ce dernier dispose de tous les ingrédients nécessaires (voir chapitre 7). Dans tous les cas, le modèle INCL ne peut reproduire les pics quasi-élastiques observés avec les protons les moins énergétiques car le modèle du gaz de Fermi, utilisé pour décrire le noyau, ne contient pas de description des niveaux discrets. Pour des protons incidents d'énergie supérieure à 100 MeV, ces effets deviennent négligeables. Le modèle INCL produit un pic quasi-élastique proche du pic de la résonance analogue isobare. De nouveau, l'utilisation d'un gaz de Fermi ne lui permet pas de reproduire le pic de la résonance analogue isobare. Globalement les résultats obtenus avec le modèle INCL sont satisfaisants sans aucun besoin de systématique empirique. D'une part le modèle INCL comprend des effets de surface de par l'utilisation d'une surface diffuse (distribution de la densité de Saxon-Woods). D'autre part, Chadwick et Oblozinsky ont montré que l'on pouvait justifier théoriquement la paramétrisation de la systématique des distributions angulaires de Kalbach à partir d'un modèle d'excitons qui conserve explicitement l'impulsion [167]. Or le modèle INCL conserve explicitement l'impulsion.

L'utilisation d'un modèle d'excitons à une ou deux composantes ne modifie pas ces observables. Par contre, il semble primordial d'introduire des effets de surface. On observe peu de différence entre les codes d'évaporation basés sur le modèle de Hauser-Feshbach (TALYS et GNASH-FKK) ou sur le modèle de Weisskopf-Ewing (INCL et MPM).

6.6.2 Spectre d'ions légers

Les sections efficaces doublement différentielles de production de protons, deutons, tritons et de particules alpha induites par des neutrons de 96 MeV sur le noyau de ^{208}Pb calculées par TALYS, MPM et INCL443 sont confrontées aux mesures expérimentales de Blideanu et al. [168] à la figure 6.15. Excepté pour les deutons entre 10 MeV et 30 MeV, le modèle INCL couplé au code d'évaporation GEM conduit aux meilleures comparaisons. Les estimations fournies par le code TALYS sont proches des mesures expérimentales. Cependant le pic d'évaporation de t et d'α calculé par TALYS est surestimé et les productions d'ions légers entre 20 MeV et 40 MeV sont généralement sous-estimées. Le code MPM sous-estime largement les productions d'ions légers : approximativement d'un ordre de grandeur pour l'émission de deutons et de deux ordres de grandeurs pour les tritons. Le code MPM ne produit aucun α durant l'étape de prééquilibre. La nette amélioration de TALYS par rapport à MPM provient de l'utilisation d'une phénoménologie corrigée par Kalbach pour l'émission d'ions légers [155].

6.6.3 Spectre de résidus

Les figures 6.16 à 6.19 donnent les fonctions d'excitation de production de résidus induite par des protons de 25 MeV (10 MeV pour TALYS et GNASH-FKK) à 250 MeV sur une cible de ^{209}Bi. Le modèle INCL, couplé au code d'évaporation ABLA, produit globalement les meilleures comparaisons avec les mesures expérimentales. Au-delà de 200 MeV, seul le modèle INCL reproduit les sections efficaces de formation du ^{210}Po. Cette lacune des codes de prééquilibre provient de l'omission des pions : à 200 MeV, la seule voie de production de ^{210}Po, est la voie (p, π^0). Au-delà de 200 MeV l'effet des pions se fait aussi ressentir sur d'autres isotopes,

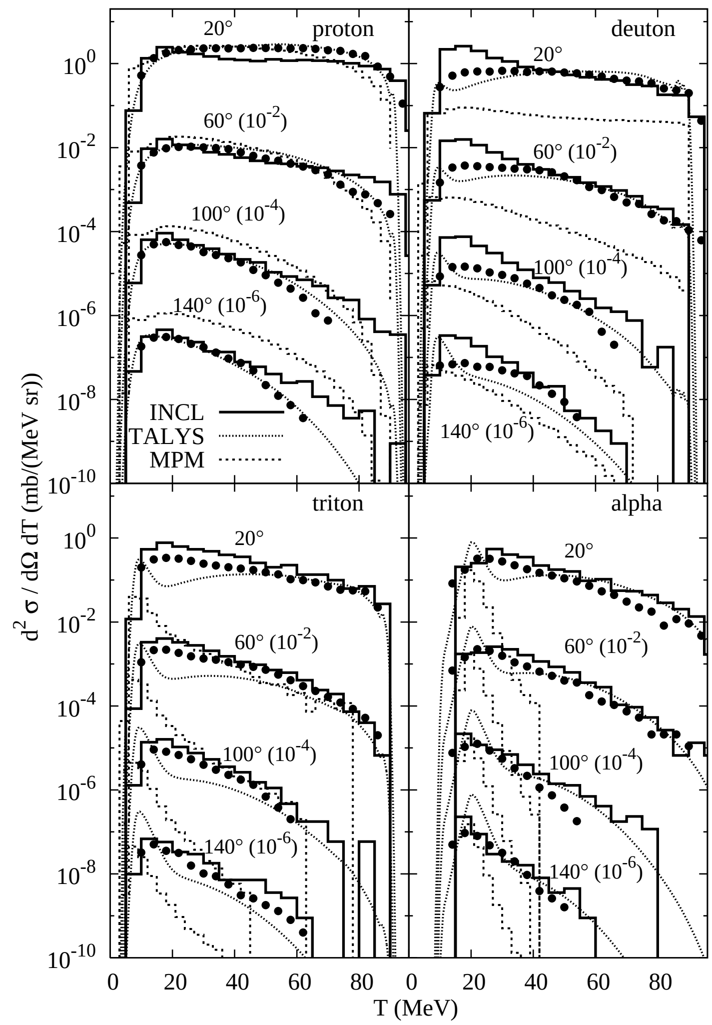


Fig. 6.15: Sections efficaces doublement différentielles de production de protons, deutons, tritons et α induites par des neutrons de 96 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Les résultats expérimentaux sont extraits de la référence [168]. Les résultats de TALYS sont donnés par les lignes en pointillés, les histogrammes en ligne continue correspondent aux estimations de INCL et les valeurs obtenues avec le code MPM sont représentées par les histogrammes en tirets.

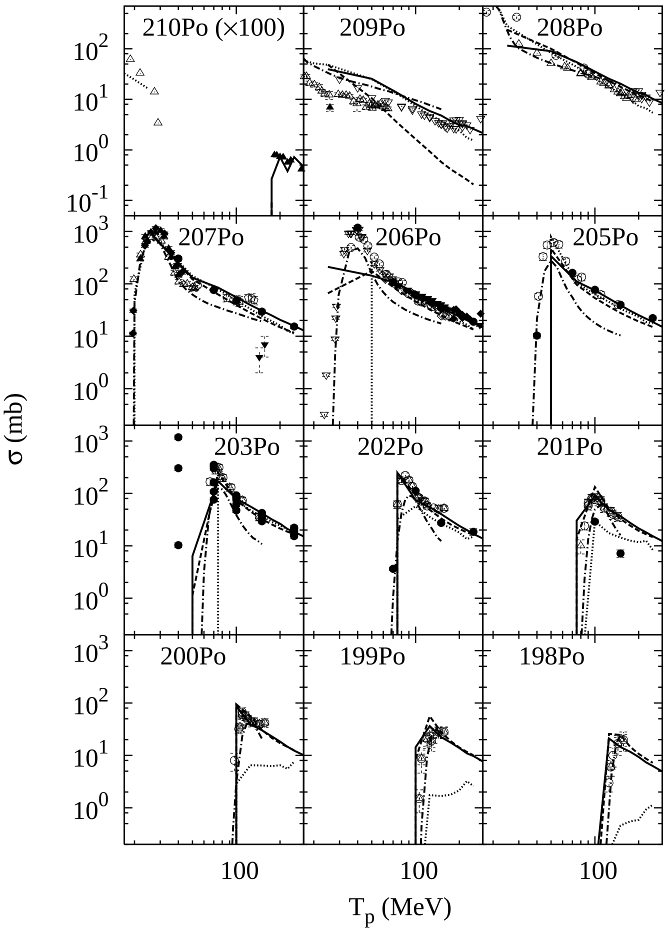


Fig. 6.16: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Les résultats de TALYS sont donnés par les lignes en pointillés, les lignes en continu correspondent aux estimations de INCL443 et les valeurs obtenues avec le code MPM sont représentées par les lignes en tirets. Les résultats de GNASH-FKK, extraits directement de la bibliothèque LA150h par le programme JANIS [169], sont donnés par les lignes en tirets et en pointillés. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

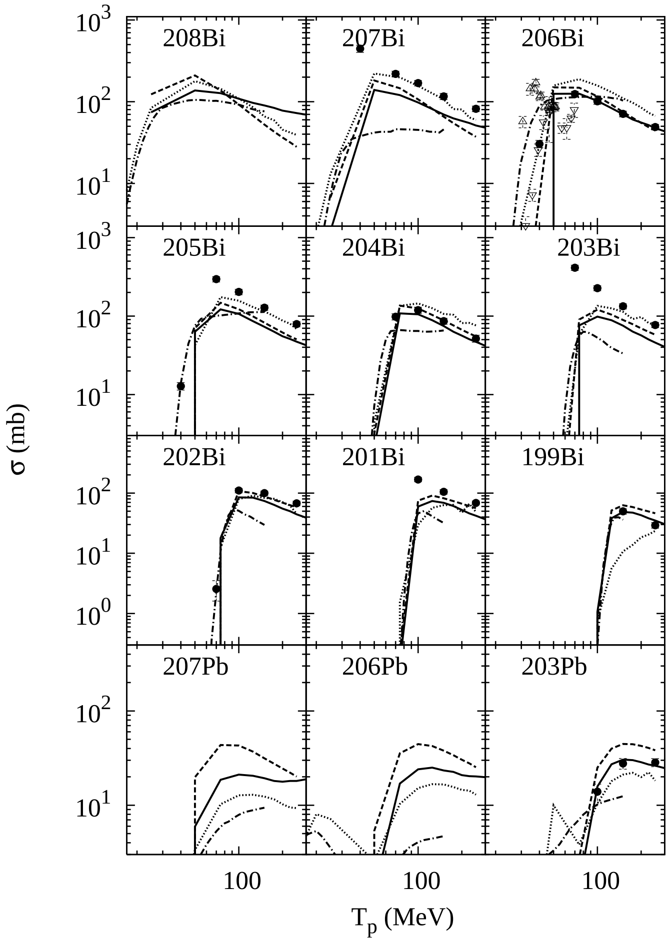


Fig. 6.17: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 6.16. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

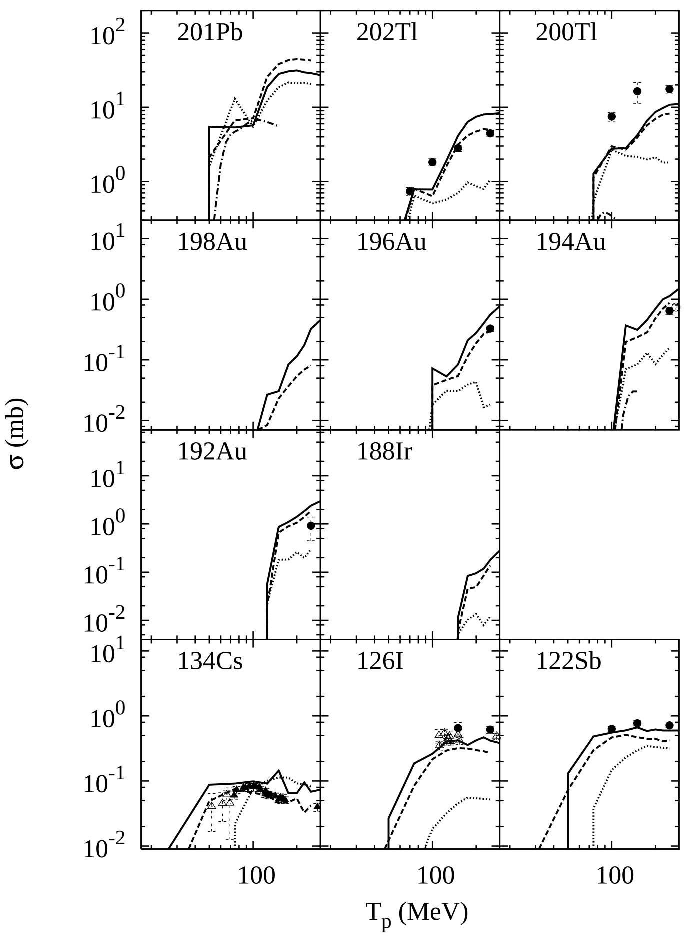


Fig. 6.18: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 6.16. Il n'existe pas de prédiction de GNASH-FKK dans la bibliothèque LA150h pour les éléments en dessous de l'Au. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

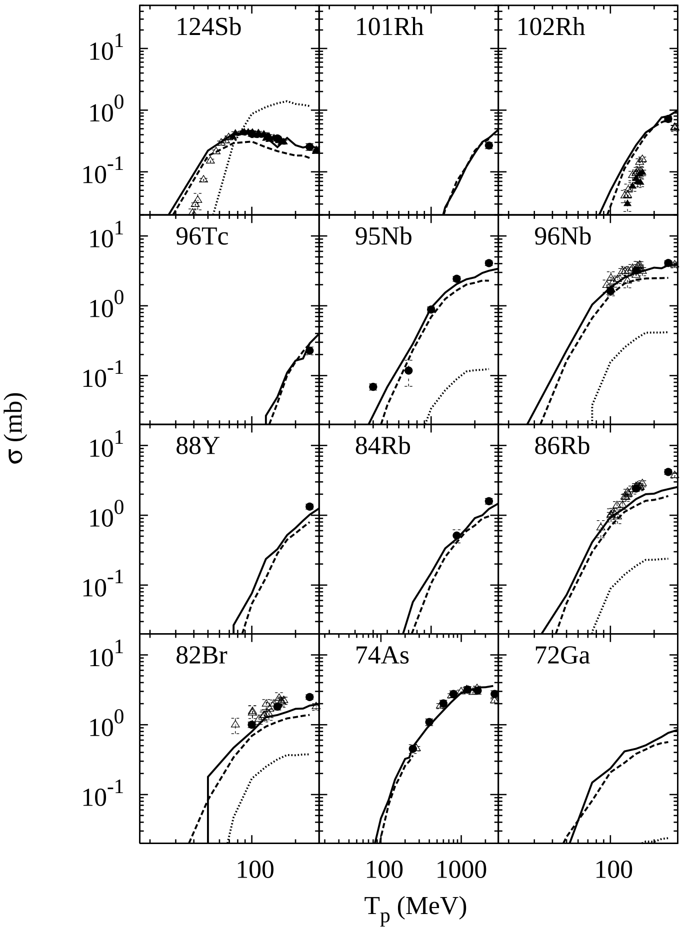


Fig. 6.19: Sections efficaces de production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident bombardant une cible de ^{209}Bi. Même convention qu'à la figure 6.16. Il n'existe pas de prédiction de GNASH-FKK dans la bibliothèque LA150h pour les éléments en-dessous de l'Au. Les données expérimentales proviennent des références [87–100].

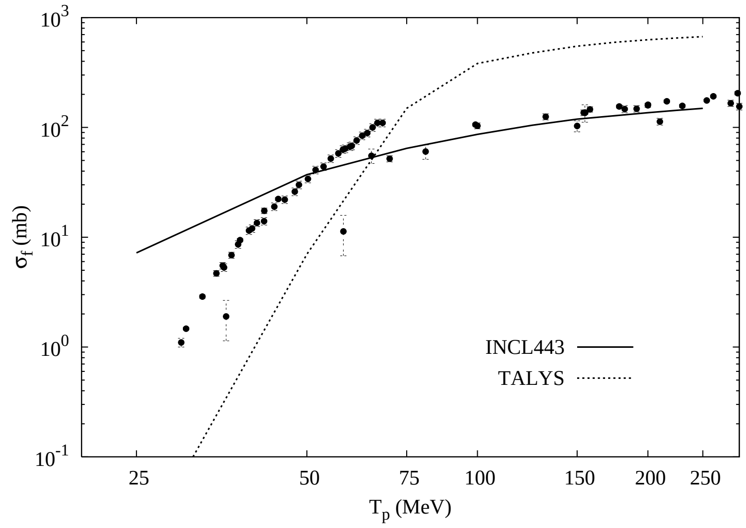


Fig. 6.20: Sections efficaces de fission induite par des protons sur du ^{209}Bi. Les données expérimentales proviennent des références [170–179].

par exemple le ^{209}Po peut également être produit par $(p, n\pi^0)$ ou $(p, p\pi^-)$ et le ^{208}Bi par $(p, pn\pi^0)$ ou $(p, 2n\pi^-)$. TALYS est le seul code à donner des sections efficaces de production de ^{210}Po par (p, γ) pour des protons d'énergie inférieure à 30 MeV. Pour les productions de ^{210}Po et de ^{209}Po, les résultats obtenus avec le code MPM sont moins bons. GNASH-FKK reproduit assez bien les productions de ^{209}Po, ^{208}Po et^{207}Po. Généralement le code TALYS fournit les confrontations les plus faibles : les sections efficaces de production des éléments proches de la cible mais de masses plus petites ($Z_{residu} \sim Z_T$ et $A_{residu} = A_T - x$ avec $x \geq 8$), sont fortement sous-estimées par TALYS. Malgré une surestimation de la section efficace de fission (voir figure 6.20), les productions de résidus de fission, par TALYS, sont également insuffisantes. Les résultats obtenus avec le code GNASH-FKK ne semblent ni pires, ni meilleurs que ceux obtenus par les autres codes. Notons encore que dans la bibliothèque de sections efficaces du ^{209}Bi, les productions des éléments de numéro atomique inférieur à 79 (Au) sont négligées.

6.7 Conclusion

Etant donné que le modèle de cascade intranucléaire est phénoménologiquement proche des modèles de prééquilibre, nous avons comparé, dans ce chapitre, le modèle INCL443 aux codes TALYS, GNASH-FKK et MPM [2]. Les capacités de ces outils ont été confrontées aux mesures expérimentales de sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons et d'ions légers, et de sections efficaces de production de résidus. Nous nous sommes limités à un ensemble de mesures expérimentales représentatif pour la conception de cibles de spallation.

Le modèle INCL utilisé pour ces confrontations comprend en plus des modifications présentées aux chapitres précédents, quelques modifications permettant l'amélioration des réactions à basse énergie[3] : utilisation de l'implémentation stricte du principe de Pauli pour la première collision, les collisions nucléon-nucléon en dessous de la coupure à 1925 MeV sont restaurées, la cascade est stoppée si toutes les particules ont une énergie inférieure à $T_F + 10$ MeV et les collisions entre deux nucléons dans la mer de Fermi sont proscrites. Les développements de la référence [101] ont aussi souligné l'importance de tenir compte de l'énergie potentielle à l'endroit de la collision (et non d'un puits carré). Cette dernière modification n'a pas été considérée dans ces comparaisons car elle est difficile à introduire si le potentiel moyen des nucléons dépend de l'énergie.

Les codes TALYS, GNASH-FKK et MPM ont été choisis pour leur utilisation intensive dans la conception de cibles de spallation et de systèmes hybrides. Tous les modèles de prééquilibre qui y sont implémentés sont basés sur le modèle d'excitons. Cependant ils diffèrent de par leurs ingrédients : modèle à une ou deux composantes, effets de surface, matrice d'interaction, etc. La comparaison présentée dans ce chapitre est dans un sens incomplète car nous n'avons pas confronté directement le modèle INCL à des modèles de prééquilibre quantiques (modèle de Feshbach, Kerman et Koonin).

Si nous nous limitons aux seules productions de nucléons, les résultats obtenus avec les codes TALYS et GNASH-FKK correctement ajustés, sont convenables. Cependant les faibles capacités de ces codes à reproduire les sections efficaces de production de résidus nous laissent perplexes. Dans le cas de TALYS nous avons utilisé la plupart des paramètres par défaut et

[2] Pour les codes de réaction nucléaire TALYS et GNASH-FKK, étant donné les énergies mises en jeu, la contribution principale provient des modèles de prééquilibre.

[3] Ces modifications font encore l'objet d'études.

ces observables peuvent être, bien évidement, améliorées par l'utilisation de paramètres plus adéquats. Soulignons encore que la capacité relative de ces modèles de prééquilibre à reproduire certaines mesures expérimentales se fait au prix d'une bonne dose de phénoménologie.

Quant au modèle MPM la situation est inverse : il conduit à des meilleures sections efficaces de production de résidus mais les émissions de nucléons et d'ions légers sont insatisfaisantes. Ces maigres résultats proviennent principalement de l'absence d'effets de surface et de l'utilisation d'une matrice d'interaction obsolète.

Globalement, sur base de toutes les confrontations entre le modèle INCL et les différents modèles de prééquilibre aux mesures expérimentales de production de nucléons, d'ions légers et de résidus, le modèle INCL fournit les meilleurs résultats sans aucun besoin de phénoménologies ou systématiques empiriques[4]. Le succès de notre modèle provient du fait qu'il est phénoménologiquement proche des modèles de prééquilibre et qu'il contient certains ingrédients essentiels comme des effets de surface (important pour les distributions énergétiques de nucléons) et la conservation explicite de l'impulsion (important pour les distributions angulaires des particules émises).

La seule principale faiblesse du modèle INCL aux énergies intermédiaires est son incapacité à reproduire les pics induits par les réactions directes à basse énergie. Le modèle nucléaire utilisé dans le modèle INCL ne permet pas de tenir compte des premiers niveaux d'excitation du noyau. Les récentes études concernant la valeur du potentiel en fonction du rayon contribueront à corriger l'émission de particules les plus énergétiques et dans les angles avant [126].

[4]Excepté le paramètre h_0 intervenant dans la formation d'ions légers

Chapitre 7

Applications

7.1 Introduction

Les modifications décrites dans les chapitres précédents (potentiel des baryons et dynamique des pions) ont un effet relativement faible sur la production de neutrons (de 2 % à 6 % pour des protons incidents de 256 MeV à 1200 MeV). Excepté pour l'émission des particules les plus énergétiques, qui sont cependant les plus pénétrantes et contribuent sensiblement aux doses, l'effet de ces modifications sur les spectres doublement différentiels sont relativement faibles. Si, globalement les sections efficaces de production de résidus sont peu affectées, la description de la production des isotopes très radiotoxiques du polonium et de certaines terres rares (^{148}Gd par exemple) sont fortement améliorées par ces implémentations. Le ^{209}Po et le ^{208}Po contribuent pour approximativement trois quarts à la radiotoxicité induite dans une cible de spallation au plomb/bismuth [180].

Les analyses précédentes n'ayant été faites que pour des cibles minces, il nous paraît maintenant intéressant d'étudier l'effet de ces modifications pour la conception de cibles de spallation épaisses. Pour ce faire, nous avons introduit ces modifications dans le modèle INCL implémenté dans le code de transport MCNPX [107]. Ce code de transport est largement utilisé pour les études de conception de cibles de spallation et de systèmes hybrides. La section suivante présentera brièvement cet outil en nous limitant à une description au niveau de la physique. L'utilisation de la version modifiée par le potentiel moyen des baryons et par des aspects de la dynamique des pions est la version INCL443. Etant donné que les modifications décrites au chapitre 6 concernant les aspects des réactions à basse énergie sont encore en développement et doivent également être validées, la version INCL443 utilisée dans ce chapitre n'autorise pas les collisions entre nucléon-nucléon de basse énergie ($\sqrt{s} > 1925\ MeV$), la cascade n'est pas stoppée si toutes les particules ont une énergie inférieure à $T_F + 10$ MeV et les collisions entre deux nucléons, dont au moins un participant, dans la mer de Fermi sont autorisées. Par contre pour la première collision, l'implémentation stricte du principe de Pauli est utilisée.

Dans la section 7.3, nous confrontons les résultats obtenus pour ces deux versions du modèle INCL utilisées dans le code MCNPX, à des mesures expérimentales effectuées avec de cibles épaisses. L'impact de nos extensions pour la conception d'un système piloté par un accélérateur (ADS Accelerator-Driven System) sera analysé à la section 7.4. Finalement, les conclusions sont données à la section 7.5

7.2 Le code de transport MCNPX

Le code MCNPX est utilisé pour simuler le transport[1] de particules depuis quelques TeV [2] jusque 10^{-11} eV. Ce code, développé depuis 1997 pour le programme américain de production de tritium en utilisant un accélérateur (APT) [5], combine le code de transport à haute énergie LAHET [181, 182] et le code MCNP [183] pour les basses énergies.

Le code MCNP permet le transport de neutrons ($T < 20MeV$), et de photons et d'électrons ($T < 1GeV$) à partir des données nucléaires (sections efficaces particule-noyau) disponibles sous la forme de bibliothèques de sections efficaces évaluées (Evaluated Nuclear Data File, ENDF). L'implémentation de MCNP dans MCNPX a demandé une mise à jour de ce code pour permettre le transport de nouvelles particules à basse énergie. Ces dernières années les codes d'évaluation de bibliothèques de sections efficaces (voir chapitre précédent) ont également été étendues à plus haute énergie. La bibliothèque LA150 a été évaluée jusqu'à 150 MeV et la bibliothèque JEFF3.1 jusqu'à 200 MeV. Nous n'entrerons pas dans tous les détails du formalisme utilisé par MCNP, tel que les définitions des estimateurs de flux, de criticité, techniques de réduction de variance, etc., et

[1] On désigne ici par "transport" la diffusion des particules à l'échelle de l'homme, contrairement aux modèles de réactions nucléaires comme INCL qui n'effectue cette propagation qu'à l'échelle nucléaire.

[2] Cette limite supérieure ne dépend que de la fiabilité des modèles physiques présents. Généralement MCNPX est peu utilisé au-delà de quelques dizaines de GeV. Pour des énergies supérieures les utilisateurs se tournent plutôt vers des codes mieux adaptés comme FLUKA ou GEANT.

nous nous limiterons dans la suite à une description des seules notions utilisées dans ce travail. Les références [183, 184] permettront au lecteur d'approfondir le formalisme du code MCNP.

Le code LAHET est la version remaniée à Los Alamos du code HETC. Ce code permet le transport de protons, de neutrons, de pions, de muons, de deutons, etc. à plus haute énergie (jusqu'à plusieurs TeV). A basse énergie, une version simplifiée [3] du code MCNP est utilisée. Excepté pour le transport à basse énergie où des bibliothèques de sections efficaces sont utilisées, les collisions entre une particule et un noyau sont calculées directement par l'intermédiaire de modèles physiques.

MCNPX permet donc de transporter de nombreuses particules depuis leur apparition à haute énergie, suite à une collision ou via une source externe, jusqu'à leur disparition par absorption ou en sortant du domaine modélisé. Entre deux collisions les particules se déplacent en ligne droite [4] dans les différents milieux, considérés comme continus. La position d'une collision est déterminée à partir des sections efficaces macroscopiques totales entre la particule et les noyaux des milieux traversés. La distance parcourue par une particule avant une interaction est déterminée de manière aléatoire selon la distribution suivante

$$l = -\frac{1}{\sum_i \sigma_{t,i} N_i} \ln \xi. \tag{7.1}$$

ξ est un nombre aléatoire compris entre 0 et1. Pour le transport, le code n'a besoin que des sections efficaces totales. Pour chaque collision, MCNPX détermine de manière aléatoire le noyau interagissant puis, à partir des sections efficaces tabulées, il choisit entre une collision élastique ou inélastique. Ces sections efficaces élastiques et inélastiques sont tabulées dans MCNPX selon le type de particule incidente, son énergie et le noyau cible [185] [5]. Pour les collisions inélastiques, MCNPX détermine de manière aléatoire le type de collision inélastique soit à partir des bibliothèques de sections efficaces, soit des modèles de réactions nucléaires. Dans MCNPX les modèles de réactions nucléaires comme INCL ne sont donc utilisés que comme générateurs d'évènements inélastiques et tout évènement transparent est considéré comme un non-évènement et la simulation de l'évènement inélas-

[3] Du point de vue de la modélisation géométrique et des techniques de réduction de variance.

[4] Il n'y a pas d'effets de champ magnétique.

[5] Les données utilisées proviennent de différentes sources : LAHET, les bibliothèques de sections efficaces, méthode de Barashenkov et Polanski, modèle optique de Madland, méthodes de Tripathi et de FLUKA (voir les références citées dans [185]).

tique est alors recommencée. Parmi les modèles physiques implémentés dans MCNPX, citons le modèle de partons de FLUKA pour les particules très énergétiques, les modèles de cascades intranucléaires de Bertini, ISABEL et INCL, le modèle de prééquilibre MPM (voir chapitre précédent), les modèles d'évaporation de Dresner et ABLA, deux modèles de fission induite par des particules de haute énergie : modèles du ORNL et du RAL, le modèle de "rupture" de Fermi (Fermi Breakup Model) pour l'évaporation des résidus légers ($A < 18$) et finalement le modèle CEM qui combine un modèle de cascade intranucléaire, d'excitons et d'évaporation (voir le manuel d'utilisation du code MCNPX pour les détails [107]). A la fin de l'étape d'évaporation, le noyau termine de se désexciter par l'émission de γ. Ces données sont tabulées dans MCNPX.

7.3 Résultats

Avant d'étudier les conséquences de nos développements sur la conception de cibles de spallation utilisées comme sources intenses de neutrons dans un système piloté par un accélérateur, nous avons confronté la version INCL42 (version standard d'INCL décrite dans la référence [6]) et la version INCL443 (version contenant nos améliorations présentées aux chapitres 4 et 5, mais avec une énergie de séparation moyenne basée sur la formule de masse du chapitre 4 et l'implémentation "stricte" du principe de Pauli pour la première collision), aux mesures de multiplicités intégrales et différentielles de neutrons et aux mesures de production de résidus induite par des protons.

Bien que pour toutes les cibles considérées dans cette section il existe des bibliothèques de sections efficaces étendues jusque 150 MeV (voire 200 MeV pour JEFF3.1), les conclusions du chapitre précédent et les besoins liés aux calculs de l'évolution temporelle des cibles de spallation (voir section 7.3.3), nous imposerons à toutes nos simulations l'utilisation du modèle INCL pour les hadrons de plus de 20 MeV d'énergie cinétique.

7.3.1 Multiplicité de neutrons

Les multiplicités de neutrons par proton incident pour des cibles épaisses sont données à la table 7.1. Les rapports entre les résultats théoriques et les mesures expérimentales sont présentés à la figure 7.1. Si pour des protons incidents d'énergie inférieure à 500 MeV on n'observe pas de systématique, pour des énergies supérieures, en moyenne la version INCL42 surestime les

Tab. 7.1: Nombre de neutrons sortant de cibles épaisses en *Pb*, par proton incident. Toutes les cibles sont des cylindres de longueur L et de rayon r. Les mesures expérimentales proviennent des références [186–193].

T_p (MeV)	(L (cm) × r (cm))	*exp*	INCL42	INCL443
100.0	(1.6 × 3.1)	0.34 ± 0.02	0.43 ± 0.01	0.45 ± 0.01
197.0	(25 × 6)	1.45 ± 0.02	1.53 ± 0.02	1.55 ± 0.02
250.0	(10 × 2.5)	2.56 ± 0.27	2.12 ± 0.02	2.19 ± 0.02
316.7	(60 × 5)	3.13 ± 0.06	3.72 ± 0.03	3.78 ± 0.03
400.0	(35 × 7.5)	6.30 ± 0.25	5.95 ± 0.04	6.05 ± 0.04
470.0	(61 × 5.1)	8.00 ± 0.40	7.26 ± 0.07	7.37 ± 0.07
470.0	(61 × 5.1)	6.40 ± 0.30	7.26 ± 0.07	7.37 ± 0.07
470.0	(61 × 10.2)	8.70 ± 0.30	8.35 ± 0.08	8.47 ± 0.08
502.4	(60 × 5)	7.09 ± 0.10	7.99 ± 0.05	8.13 ± 0.05
660.0	(60 × 5)	10.61 ± 0.13	12.02 ± 0.07	12.28 ± 0.07
720.0	(61 × 5.1)	11.80 ± 0.60	13.52 ± 0.14	13.82 ± 0.14
720.0	(61 × 5.1)	11.70 ± 0.40	13.52 ± 0.14	13.82 ± 0.14
720.0	(61 × 10.2)	13.90 ± 0.70	16.13 ± 0.16	16.49 ± 0.16
800.0	(35 × 7.5)	16.00 ± 0.75	17.00 ± 0.15	17.13 ± 0.15
828.7	(60 × 5)	14.25 ± 0.18	16.13 ± 0.15	16.14 ± 0.15
960.0	(61 × 5.1)	16.60 ± 0.80	19.01 ± 0.19	19.44 ± 0.19
960.0	(61 × 10.2)	20.30 ± 1.10	23.62 ± 0.24	23.95 ± 0.24
989.9	(60 × 5)	17.29 ± 0.21	19.57 ± 0.18	20.25 ± 0.18
1200.0	(35 × 7.5)	24.00 ± 1.00	24.74 ± 0.25	25.39 ± 0.25
1470.0	(61 × 5.1)	26.40 ± 1.30	28.64 ± 0.29	29.06 ± 0.29
1470.0	(61 × 5.1)	27.50 ± 0.60	28.64 ± 0.29	29.06 ± 0.29
1470.0	(61 × 10.2)	31.50 ± 1.60	36.61 ± 0.37	37.32 ± 0.37
1800.0	(35 × 7.5)	34.00 ± 1.20	34.36 ± 0.34	35.09 ± 0.35

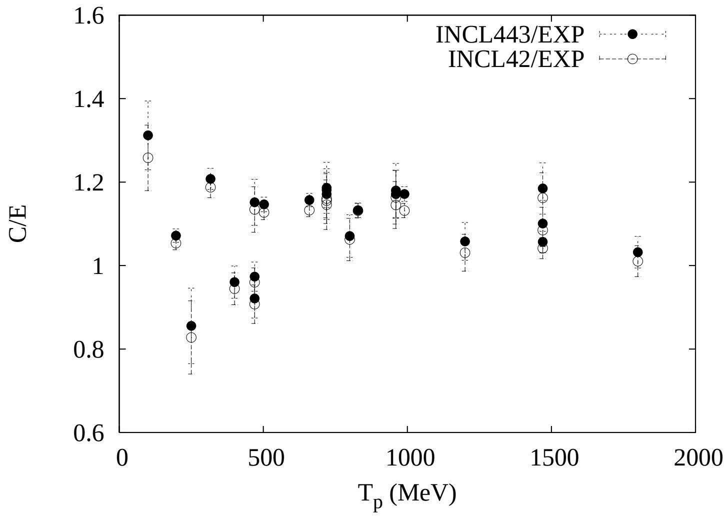


Fig. 7.1: Rapport entre les résultats calculés et les mesures expérimentales, obtenus par des protons bombardant des cibles épaisses en *Pb*. Voir table 7.1 pour les dimensions et les références.

multiplicités de neutrons mesurées, de 11% ± 5% et la version modifiée de 13% ± 5%. Cependant il faut souligner que les multiplicités intégrales ne sont jamais mesurées directement et ces écarts sont donc à relativiser. Soulignons certaines inconsistances dans les mesures expérimentales : par exemple on observe 25% d'écart entre les mesures de multiplicité pour des protons incidents de 470 MeV.

L'augmentation moyenne de 2% entre les versions standard et modifiée est conforme avec nos conclusions précédentes. Cependant les différences observées sont moins marquées dans les calculs pour des cibles épaisses. En effet l'augmentation des multiplicités par cascade primaire est compensée par des énergies moyennes d'émission plus faibles et donc des multiplicités secondaires moins élevées. De plus, les particules issues des collisions successives étant de moins en moins énergétiques, l'effet de la dynamique des pions et de la dépendance en énergie du potentiel des nucléons va progressivement disparaitre.

La surestimation des multiplicités calculées ne dépend pas uniquement du modèle INCL utilisé : pour des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, les données évaluées de la bilibothèque LA150 sont utilisées. Cependant les réactions (n, xn) induites par des particules d'énergie inférieure à 20 MeV, ne contribuent qu'à raison de 5 % à 10 % aux multiplicités calculées.

7.3.2 Spectre de neutrons

Dans cette section, nous allons confronter les distributions en angle et en énergie des neutrons s'échappant d'une cible épaisse de spallation en *Pb*, induites par des protons incidents de 500 MeV à 1600 MeV.

N'ayant pas d'informations quant à la description de l'expérience de Meigo (protons de 500 MeV [194]), seule la cible a été modélisée. La figure 7.2 présente les résultats obtenus pour cette expérience. Les 10 millions de simulations réalisées conduisent généralement à des erreurs statistiques sur les résultats de calculs, inférieures à 2% et ne sont donc pas représentées sur cette figure. Globalement on relève peu de différences entre les deux versions du modèle INCL. Le creusement, observé avec des cibles minces lors de l'ajout de la dépendance en isospin et en énergie du potentiel moyen des baryons (voir figure 4.18), persiste mais ici, le modèle modifié s'éloigne des mesures expérimentales. Contrairement aux résultats obtenus avec des cibles minces, les émissions de neutrons d'énergie inférieure à 3 MeV sont surestimées. Notons qu'à cette énergie, il semble y avoir un décalage dans les données expérimentales.

Pour les simulations théoriques des cibles irradiées à Saturne [195], notre modélisation est plus complète (voir figure 7.3). Afin de réduire les temps de simulation, nous avons considéré que le dispositif expérimental est symétrique, et imposé des conditions limites réflectives sur l'axe de symétrie. Finalement nous n'avons tenu compte explicitement que d'une couche de 10 cm de béton autour des collimateurs afin d'éviter de suivre inutilement les neutrons dans de grands volumes de béton. Les confrontations avec les mesures expérimentales faites à Saturne sont données aux figures 7.4 à 7.6. Etant donné l'étroitesse des surfaces à travers desquels les neutrons ont été enregistrés, nous avons réalisé au minimum 20 millions de simulations. Malgré ce nombre d'évènements, les erreurs statistiques des résultats des calculs sont encore de l'ordre de 25% sur les neutrons d'énergie supérieure à 100 MeV et dans les angles arrière. Pour les protons incidents les plus énergétiques, on ne remarque pas d'effet important suite à nos modifications et la diminution des émissions de neutrons de quelques dizaines de MeV est plus faible. Cet effet est également observé dans les résultats obtenus avec des cibles minces (voir par exemple la figure 4.22). Les émissions de neutrons d'énergie inférieure à quelques MeV semblent également surestimées.

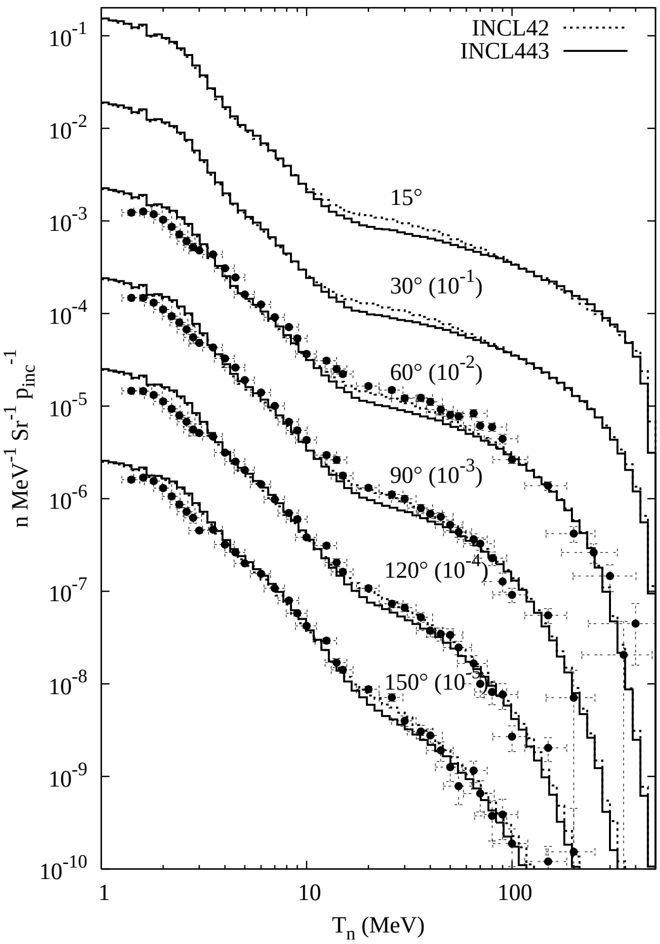


Fig. 7.2: Distributions doublement différentielles des neutrons induites par des protons de 500 MeV sur une cible épaisse (L=20 cm $\times$ r=8.463 cm) en *Pb*. Les erreurs statistiques des résultats des calculs sont généralement inférieures à 2%. Les résultats expérimentaux proviennent de la référence [194].

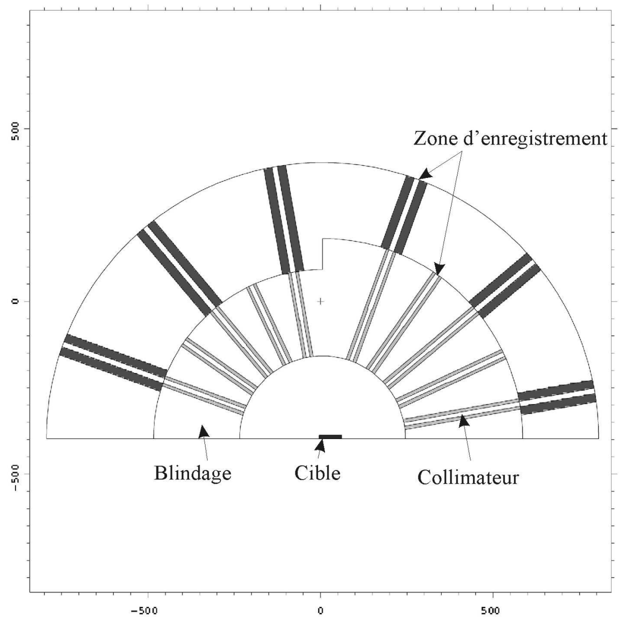


Fig. 7.3: Modélisation MCNPX de l'expérience faite à Saturne. Les dimensions sont en cm.

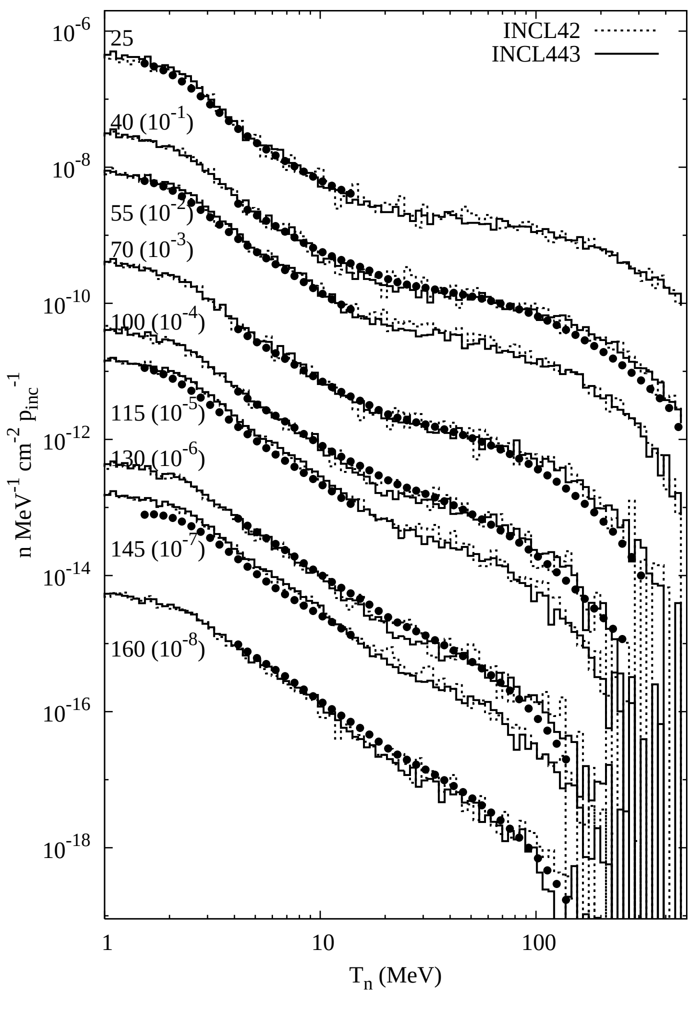


Fig. 7.4: Distributions doublement différentielles des neutrons induites par des protons de 800 MeV sur une cible épaisse (L=65 cm $\times$ r=10 cm) en *Pb*. Les résultats expérimentaux proviennent de la référence [195].

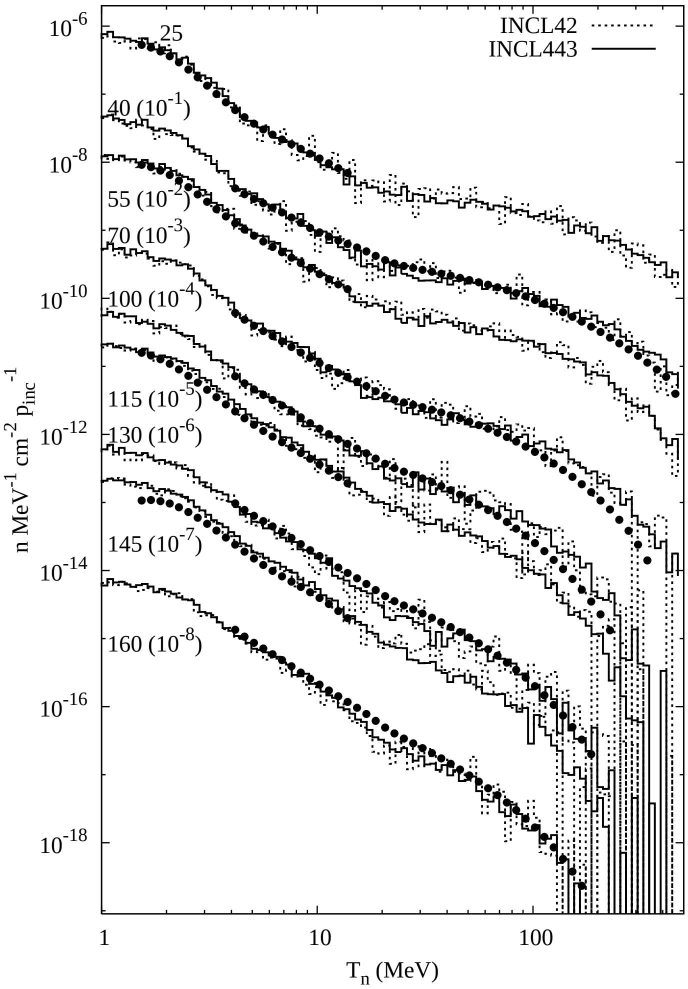


Fig. 7.5: Distributions doublement différentielles des neutrons induites par des protons de 1200 MeV sur une cible épaisse (L=65 cm × r=10 cm) en *Pb*. Les résultats expérimentaux proviennent de la référence [195].

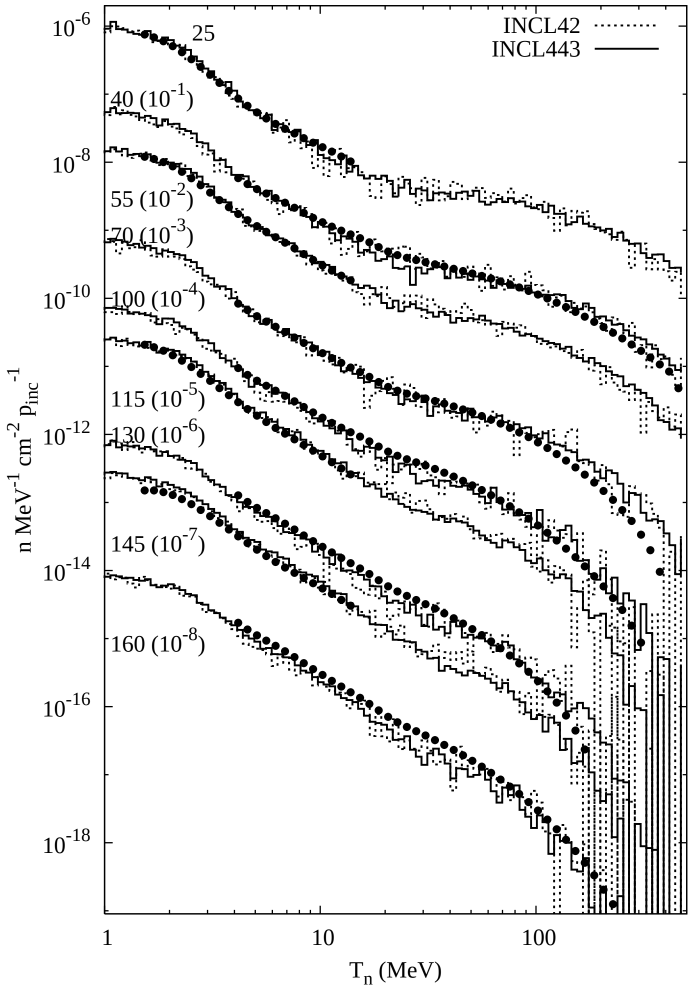


Fig. 7.6: Distributions doublement différentielles des neutrons induites par des protons de 1600 MeV sur une cible épaisse (L=105 cm × r=10 cm) en *Pb*. Les résultats expérimentaux proviennent de la référence [195].

7.3.3 Production de résidus

Dans les chapitres précédents, nous avons observé des effets remarquables sur les sections efficaces de production des isotopes du polonium. Afin d'étudier l'impact de nos modifications sur les résidus produits dans une cible épaisse, nous avons confronté les versions d'INCL (42 et 443) avec les données concernant la production de résidus déterminée par analyse des spectres gamma de l'expérience [196]. Cette dernière consiste en l'irradiation d'un ensemble de 30 disques empilés alternativement en plomb naturel et en bismuth. Chaque disque a un rayon de 5 cm et une épaisseur de 1 cm. Cet empilement a été irradié pendant 8.5 minutes par des protons de 590 MeV à PSI. Suite à cette irradiation, des analyses des spectres γ émis ont été réalisées pour chaque disque afin d'estimer les productions de résidus. Toutes les comparaisons faites ici se rapportent à la première campagne de mesures réalisées quelques heures après la fin de l'irradiation. Seules les onze premiers disques ont été analysés dans la référence [197]. L'installation a été modélisée dans MCNPX, en tenant compte de tous les composants.

Pour déterminer l'évolution des différents résidus, nous avons utilisé le code ALEPH [198] qui permet de coupler le code MCNPX au code d'évolution ORIGEN [199]. Soit l'équation de Bateman pour les différentes particules intervenants dans notre problème

$$\begin{aligned}\frac{dN_i}{dt} &= \sum_{j\neq i}\sum_{k=n,p,\pi}\sigma_{k,j\to i}\phi_k N_j + \sum_j \lambda_{j\to i}N_j \\ &\quad -\sum_{X\neq i}\sum_{k=n,p,\pi}\sigma_{k,i\to X}\phi_k N_i - \sum_{X\neq i}\lambda_{i\to X}N_i, \qquad (7.2)\end{aligned}$$

où N_i est le nombre de noyau pour un isotope i, $\sigma_{k,j\to i}$ est la section efficace de production de l'isotope i à partir de l'isotope j pour une particule incidente k, ϕ_k est le flux de particules k et $\lambda_{j\to i}$ exprime le taux de décroissance de l'isotope j vers l'isotope i[6] . $\sigma\phi$ est le taux de réactions microscopiques, intégré sur le volume et sur l'énergie. ALEPH n'étant prévu que pour les applications de l'industrie nucléaire, donc pour des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, nous avons donc décomposé cette

[6] $\lambda_{j\to i}$ est le produit de la constante de décroissance λ_j par le rapport de branchement de l'isotope j vers l'isotope i.

relation de la manière suivante [200, 201]

$$\begin{aligned}\frac{dN_i}{dt} &= \sum_{j\neq i}\sum_{k=n<20MeV}\sigma_{k,j\rightarrow i}\phi_k N_j - \sum_{X\neq i}\sum_{k=n<20MeV}\sigma_{k,i\rightarrow X}\phi_k N_i \\ &+\sum_{j\neq i}\sum_{k=n>20MeV,p,\pi}\sigma_{k,j\rightarrow i}\phi_k N_j - \sum_{X\neq i}\sum_{k=n>20MeV,p,\pi}\sigma_{k,i\rightarrow X}\phi_k N_i \\ &+\sum_{j}\lambda_{j\rightarrow i}N_j - \sum_{X\neq i}\lambda_{i\rightarrow X}N_i. \end{aligned} \tag{7.3}$$

où les deux premiers taux de réactions sont calculés automatiquement par le code ALEPH et ceux intervenant dans le troisième et le quatrième terme sont déterminés par le code MCNPX[7] et ajoutés aux données d'entrée du code ORIGEN. La bibliothèque contenant toutes les données de décroissance a été mise à jour pour tenir compte des nombreux produits de spallation. Les données de décroissance utilisées proviennent de la base de données NUBASE97 [202]. Dans nos calculs d'évolution, seuls les nombres d'atomes varient dans le temps et les taux de réactions sont considérés constants pendant l'irradiation. Les incertitudes liées aux mesures expérimentales sont en moyenne de 25%, ce qui correspond approximativement à la taille des points dessinés sur les figures.

Les résultats calculés et mesurés pour les onze premiers disques sont présentés aux figures 7.7 à 7.17. Globalement le modèle standard et le modèle amélioré restent proches des quelques données expérimentales. Ces figures conduisent aux mêmes conclusions que celles faites avec des cibles minces. Nous observons une réduction sensible des productions des éléments de Z_T+2 et de Z_T+1 avec A_T-x et x petit. Les formations des atomes de $Z=Z_T-2$ et de $Z=Z_T-3$ les plus lourds sont augmentées. Notons que les variations observées avec ces cibles épaisses sont de la même grandeur que celles obtenues avec des cibles minces. Par exemple, la réduction de la production de ^{209}Po à partir d'une cible de bismuth est proche de 70 % sur les figures 7.8 et 6.16. Ces réductions résultent principalement de l'introduction de la dépendance en énergie du potentiel des nucléons et de l'utilisation de l'implémentation stricte du principe de Pauli pour la première collision.

Notons que la production d'atomes Z_T+1 et A_T+1 est dominée par la réaction de capture (n,γ) suivie d'une décroissance β^- et est donc peu

[7]MCNPX permet d'enregistrer dans un fichier, tous les évènements provenant des modèles de réaction nucléaire. Ce fichier est ensuite traité par le programme HTAPE3X fournit avec le code MCNPX.

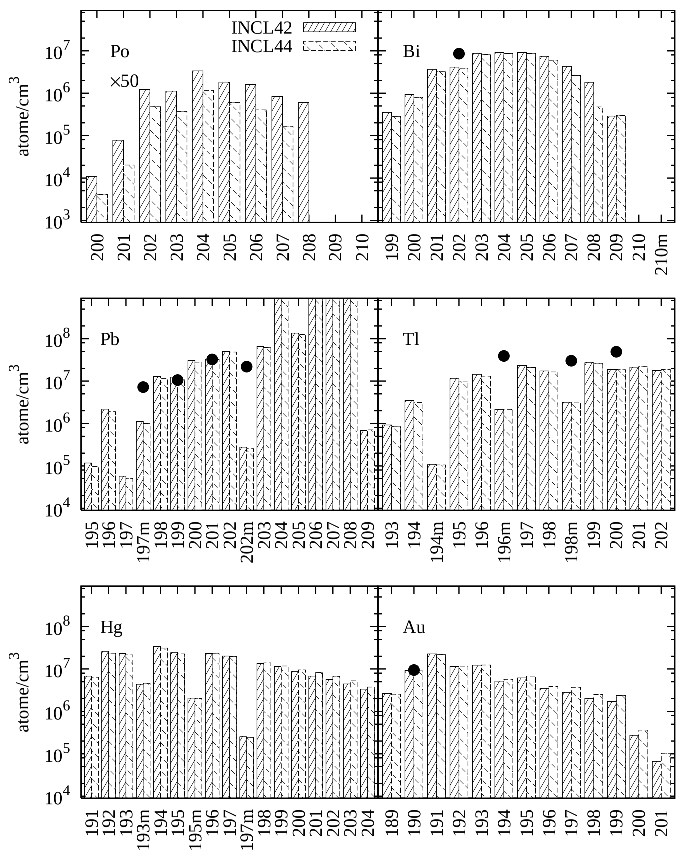


Fig. 7.7: Production de résidus dans le premier disque (disque en Pb) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

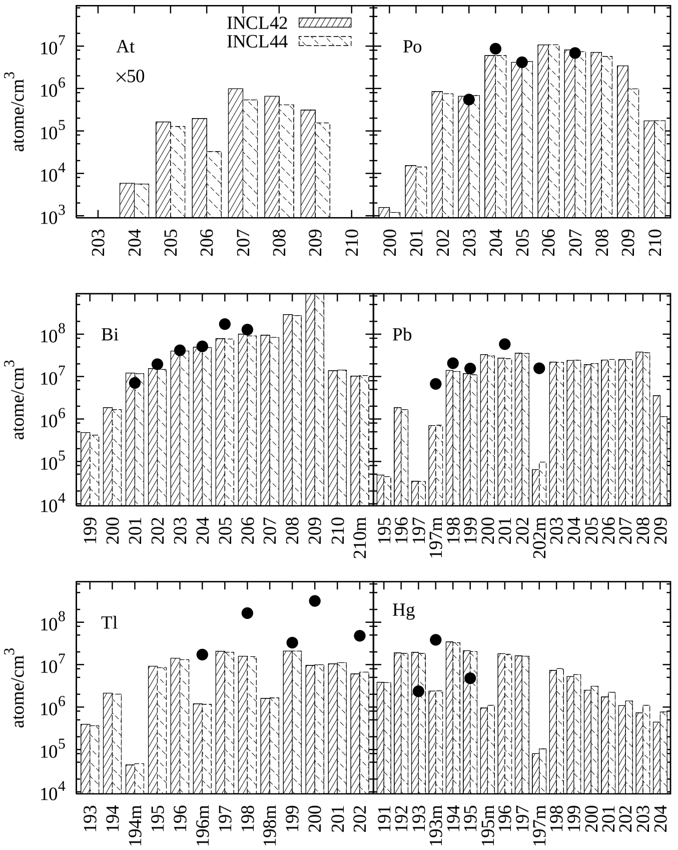


Fig. 7.8: Production de résidus dans le deuxième disque (disque en Bi) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

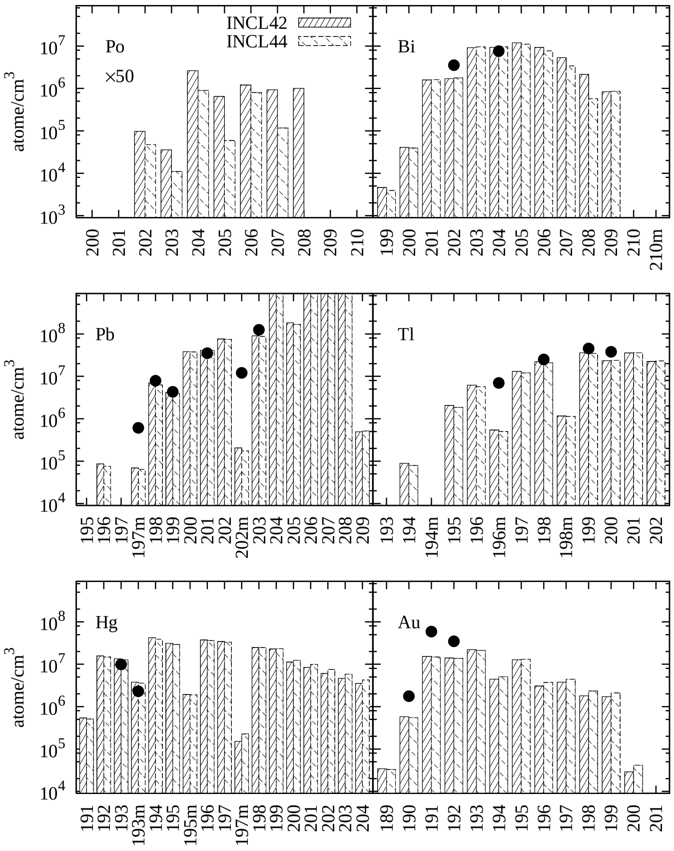


Fig. 7.9: Production de résidus dans le troisième disque (disque en *Pb*) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

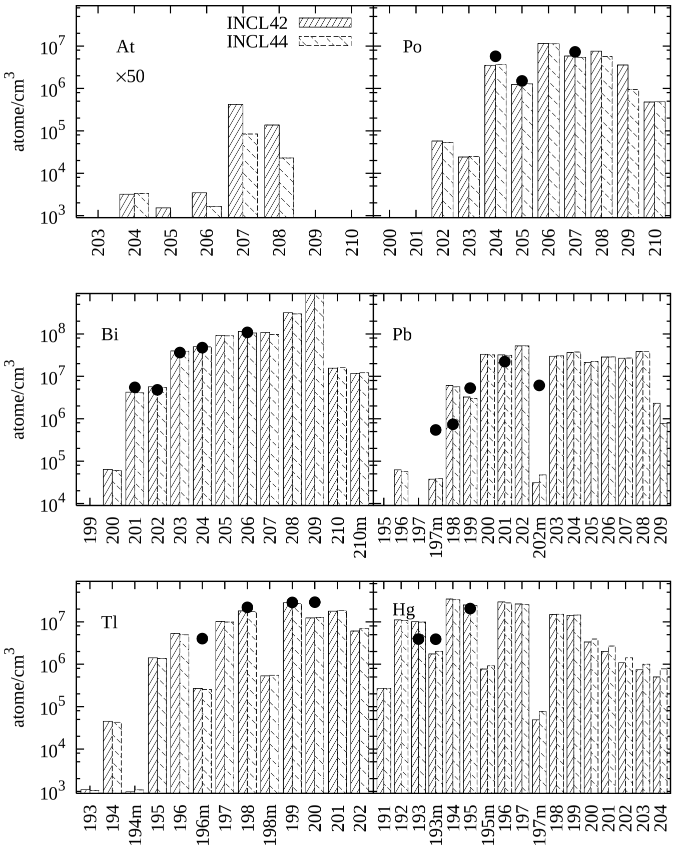


Fig. 7.10: Production de résidus dans le quatrième disque (disque en Bi) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

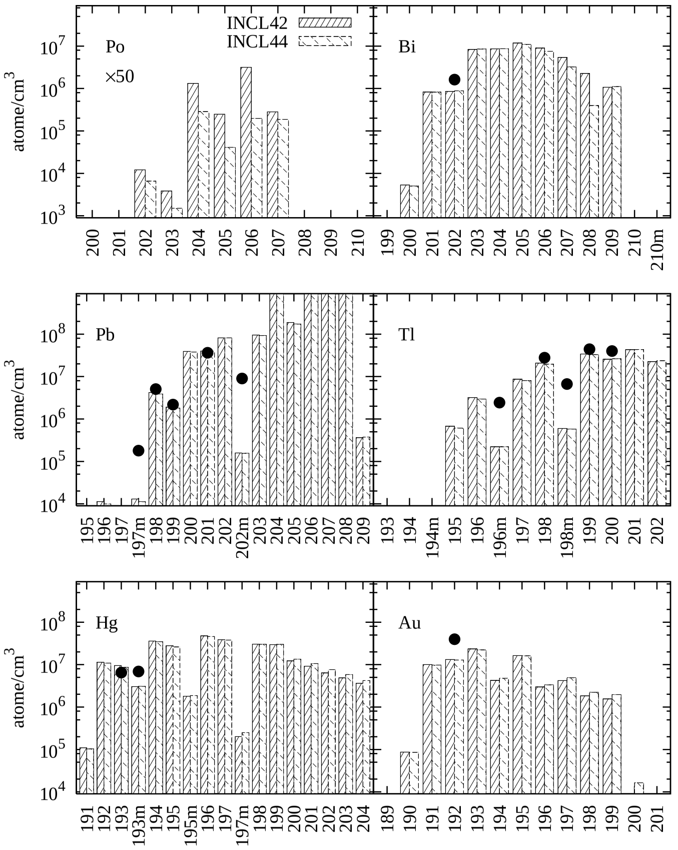


Fig. 7.11: Production de résidus dans le cinquième disque (disque en Pb) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

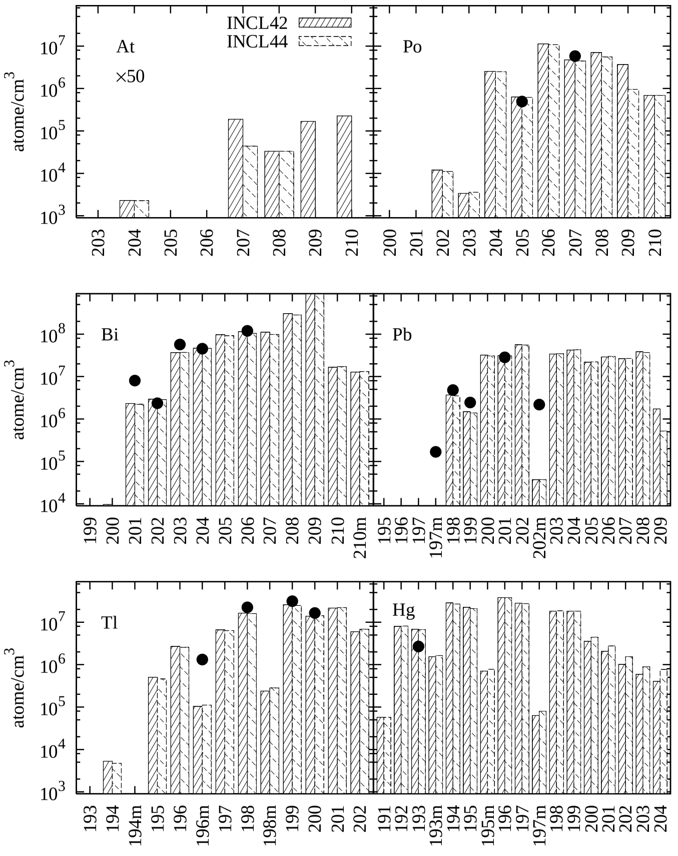


Fig. 7.12: Production de résidus dans le sixième disque (disque en Bi) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

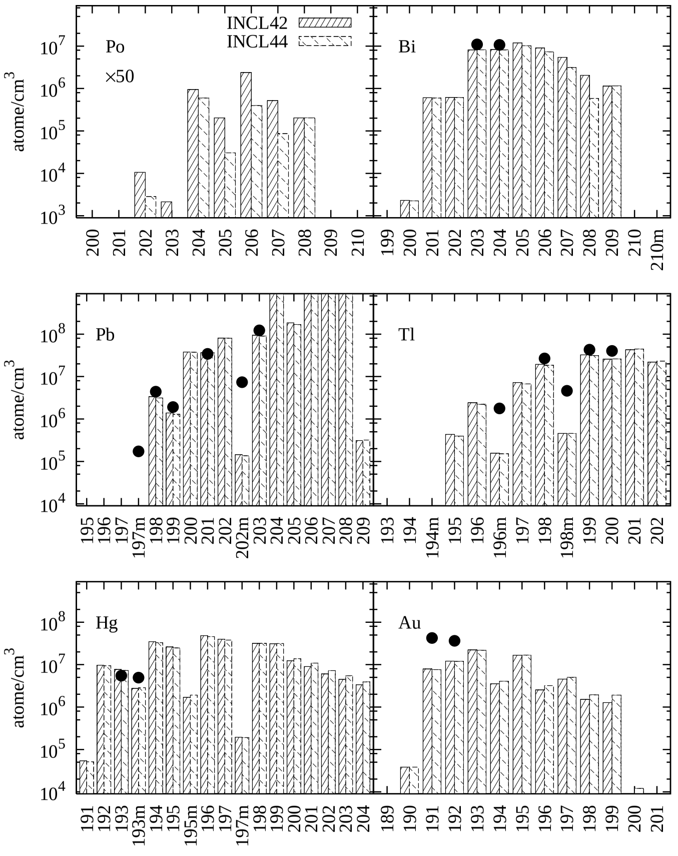


Fig. 7.13: Production de résidus dans le septième disque (disque en *Pb*) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

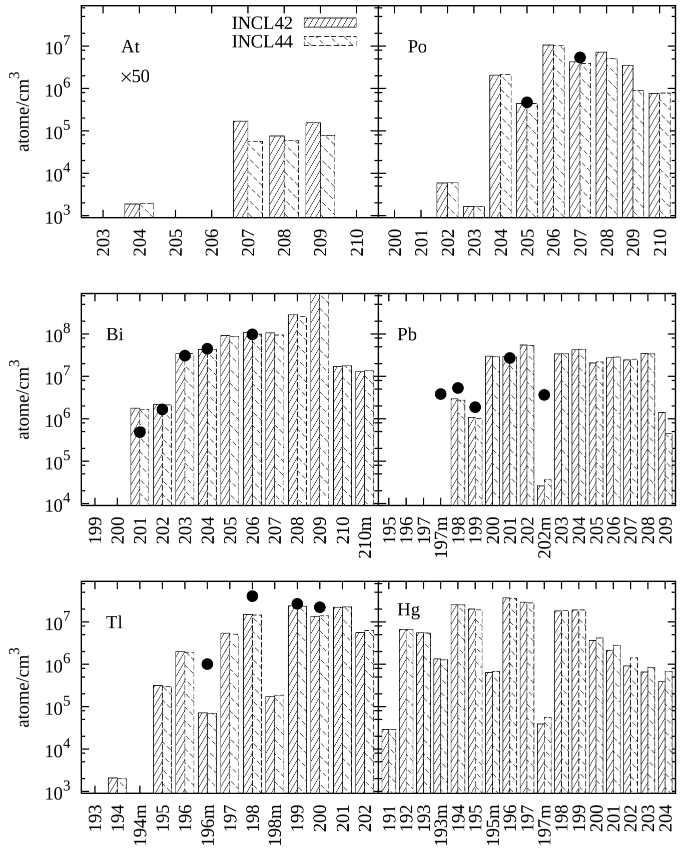


Fig. 7.14: Production de résidus dans le huitième disque (disque en Bi) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

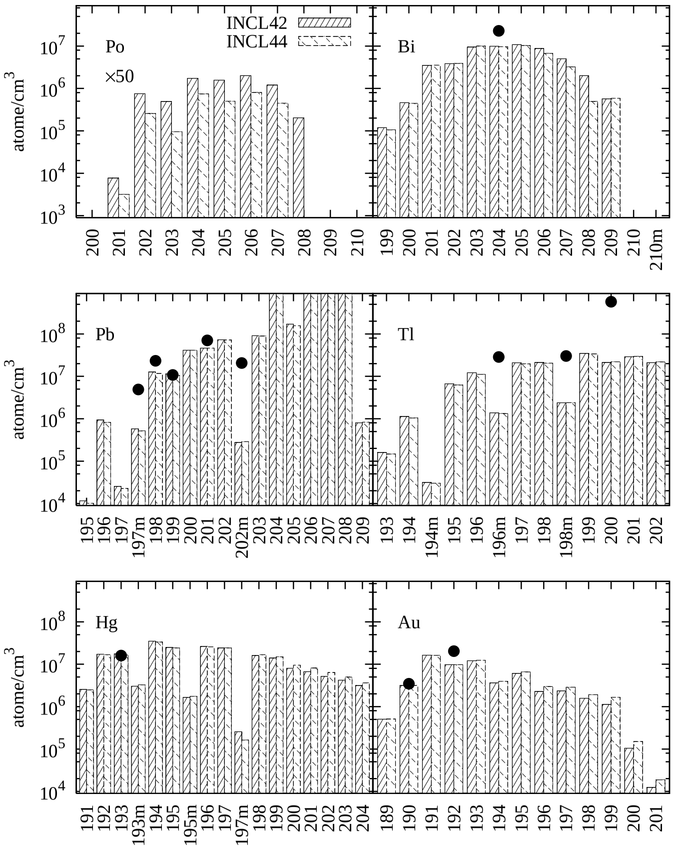


Fig. 7.15: Production de résidus dans le neuvième disque (disque en *Pb*) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

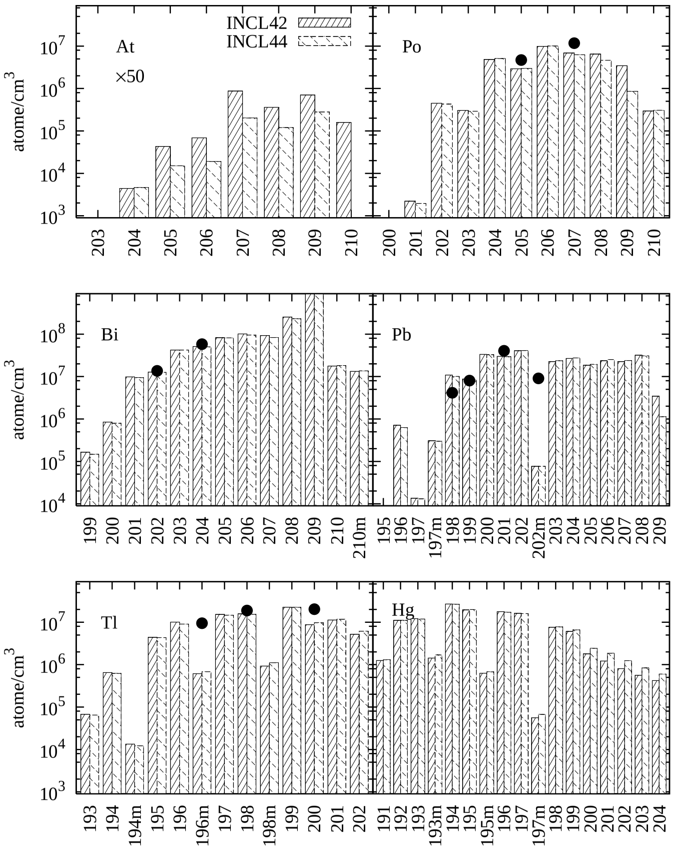


Fig. 7.16: Production de résidus dans le dixième disque (disque en Bi) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

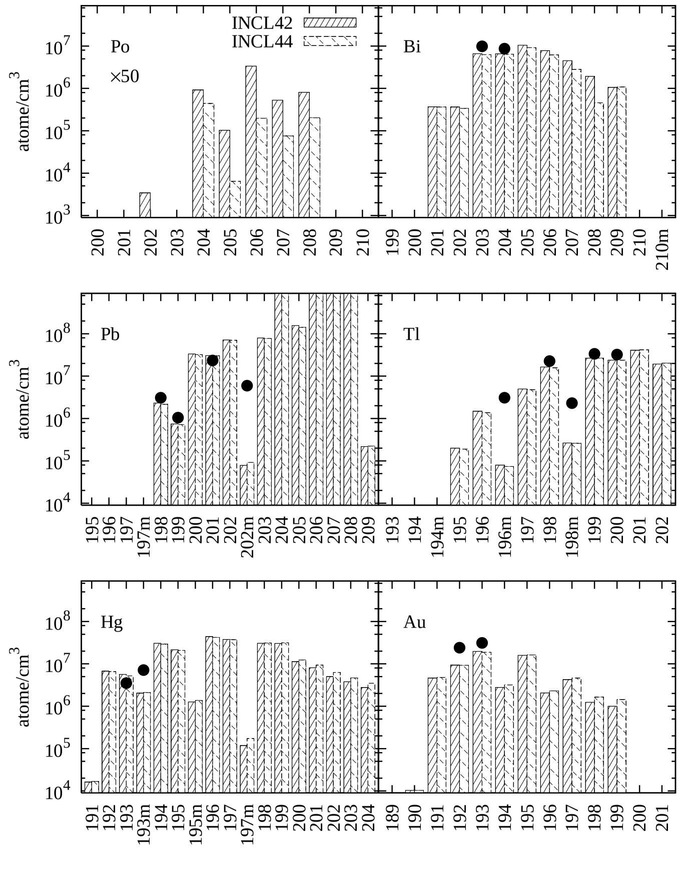


Fig. 7.17: Production de résidus dans le onzième disque (disque en *Pb*) de la cible considérée (voir texte). Les résultats expérimentaux (points) proviennent de la référence [197].

influencée par nos modifications. La sous-estimation de toutes les productions des noyaux isomères provient des données utilisées par MCNPX26a lors des désexcitations γ finales [8].

En comparant par exemple les productions de ^{209}Po et de ^{208}Po dans les disques en bismuth, on constate que la production de ces isotopes, produits uniquement par des réactions de spallation, est constante de disque en disque. Ceci montre que, avant le pic de Bragg[9], les réactions de spallation sont similaires dans chaque disque. Il nous semble normal que nos modifications ne changent pas ce comportement car les émissions de nucléons sont relativement peu affectées par nos modifications, dont l'incidence est en plus réduite par des effets de compensation. Les productions mesurées des isotopes du Tl dans la figure 7.8 nous semblent donc peu crédibles.

7.4 Application à l'ADS MYRRHA

Finalement, nous allons étudier l'impact de nos modifications sur quelques paramètres de conception d'un système piloté par accélérateur (ADS). L'ADS considéré est MYRRHA (Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications), en développement au Centre d'Etude Nucléaire de Mol [204].

Nous nous limiterons aux observables qui sont liées quasi-directement aux réactions de spallation et celles trop éloignées, comme l'évolution des matières fissiles par exemple, ne seront pas abordées dans ce travail. Les effets de nos modifications sur la criticité, la multiplicité de neutrons, la production de résidus, les dégâts produits dans les matériaux de la boucle de spallation et le taux de dose induit dans la ligne du faisceau de protons seront étudiés.

7.4.1 MYRRHA

L'ADS MYRRHA consiste en un accélérateur délivrant un faisceau de protons de 600 MeV dans une cible de spallation en plomb-bismuth eutectique, placée au centre d'un réacteur nucléaire sous-critique où les neutrons produits par spallation seront multipliés. MYRRHA a pour but

[8] Le fichier PHTLIB fournit avec la version MCNPX26a a été mis à jour dans les dernières versions de MCNPX [203]. Ce fichier corrigé n'a pas été utilisé pour cette étude.

[9] La portée de protons de 600 MeV dans du plomb et du bismuth est respectivement de 26 cm et de 30 cm.

de démontrer la faisabilité d'un ADS et de fournir des protons et des neutrons pour diverses études de recherches et développements telles que des études de matériaux, de transmutation, etc. MYRRHA est conçu pour offrir un flux de neutrons élevé dans le coeur. C'est pourquoi, afin d'avoir un coeur compact, tous les composants de la boucle de spallation (échangeur de chaleur, pompe, etc.) sont placés en dehors du coeur. Le coeur sous-critique consiste en un réseau de 99 hexagones pouvant accueillir soit un assemblage avec du combustible soit un dispositif expérimental. Dans sa configuration de base, le coeur comprend 45 assemblages composés d'aiguilles en MOX, enrichies avec 30% de plutonium. Le coeur est refroidi par du plomb-bismuth eutectique afin de garantir un spectre neutronique "rapide"[10]. En fonctionnement normal, la puissance totale du coeur est de 50 MW et les niveaux de flux atteints sont de $\phi_{total} > 5\ 10^{15}\ n/cm^2s$ et de $\phi_{n>0.75\ MeV} \sim 1\ 10^{15}\ n/cm^2s$. Les détails de conception sont donnés dans les références [204, 205].

En juin 2006 MYRRHA a été sélectionné, dans le cadre du sixième programme cadre IP-EUROTRANS, pour servir de base de travail au développement du démonstrateur européen XT-ADS.

7.4.2 Paramètres globaux

En physique des réacteurs nucléaires, le transport et la multiplication de neutrons sont donnés par l'équation de Boltzmann. En régime stationnaire et avec source extérieure, cette équation s'écrit

$$\begin{aligned}\Omega\cdot\nabla\phi(E,\Omega,\vec{r})+\int dE'd\Omega'(\Sigma_m(E,\vec{r})K(E,\Omega\rightarrow E',\Omega')+\Sigma_s(E,\vec{r})K(E,\Omega\rightarrow E',\Omega')\\ +\Sigma_{n,\gamma}(E,\vec{r}))\phi(E,\Omega,\vec{r}) = \int dE'd\Omega'(y\Sigma_m(E',\vec{r})K(E',\Omega'\rightarrow E,\Omega)\\ +\Sigma_s(E',\vec{r})K(E',\Omega'\rightarrow E,\Omega))\phi(E',\Omega',\vec{r}) + S(E,\Omega,\vec{r}).\end{aligned} \tag{7.4}$$

Dans cette équation,

- $\phi(E,\Omega,\vec{r})$ est le flux de neutrons d'énergie E, de direction Ω et à la position r ($n\ cm^{-2}s^{-1}$),
- Σ est la section efficace macroscopique (cm^{-1}), et est le produit de la section efficace microscopique et de la densité d'atomes,
- Σ_m est la section efficace macroscopique due aux multiplications, $\Sigma_m = \Sigma_f + \Sigma_{n,xn}$ et $y\Sigma_m = \nu\Sigma_f + x\Sigma_{n,xn}$ (ν étant le nombre de neutrons par fission),

[10] Pour le physicien des réacteurs nucléaires, les neutrons d'énergie supérieure à 0.1 MeV sont des neutrons rapides.

– Σ_s et $\Sigma_{n,\gamma}$ sont respectivement la section efficace macroscopique de diffusion et de réaction (n, γ),
– $K(E', \Omega' \to E, \Omega)$ est une fonction de transfert, et
– $S(E, \Omega, \vec{r})$ (ou n/p) est la source extérieure de neutrons (neutrons produits par les réactions de spallation dans le cas d'un ADS).

En intégrant l'equation de Boltzmann (7.4) sur l'énergie, la direction et la position, nous obtenons la relation suivante

$$\Omega \cdot \nabla\phi + \Sigma_a\phi = \nu\Sigma_f\phi + x\Sigma_{n,xn}\phi + S, \tag{7.5}$$

avec $\Sigma_a = \Sigma_f + \Sigma_{n,\gamma} + \Sigma_{n,xn}$.

Un des paramètres fondamentaux de tout système multiplicateur est le facteur de multiplication effectif k_{eff}. Ce facteur est le rapport des taux de production et de disparition de neutrons. Il nous renseigne donc quant à la stabilité (ou criticité) du système nucléaire : en régime auto-entretenu, $k_{eff} = 1$. En physique des réacteurs, le facteur de multiplication effectif est aussi connu comme la valeur propre du système associé au mode fondamental,

$$\Omega \cdot \nabla\phi_0 + \Sigma_a\phi_0 = \frac{1}{k_{eff}}(\nu\Sigma_f\phi_0 + x\Sigma_{n,xn}\phi_0), \tag{7.6}$$

Nous avons adopté ici la méthodologie utilisée dans la référence [206]. Habituellement en physique des réacteurs, le terme de production de neutrons due aux réactions (n, xn) n'apparaît que dans le membre de gauche. Etant donné que le spectre rencontré est assez "dur", cette méthodologie nous permet de considérer explicitement les réactions (n, xn) dans la production de neutrons dans le coeur.

Ce facteur de multiplication effectif ne permet cependant pas, de caractériser complètement le processus de multiplication d'un système avec source extérieure. C'est pourquoi, les études de conception d'ADS fournissent plutôt le facteur de multiplication avec source k_S. Tout comme k_{eff}, il est déterminé par le rapport entre les taux de production et de disparition de neutrons que l'on peut écrire en utilisant l'équation (7.5)

$$k_S = \frac{|\nu\Sigma_f\phi + x\Sigma_{n,xn}\phi|_S}{|\Omega \cdot \nabla\phi + \Sigma_a\phi|_S} \tag{7.7}$$

$$= \frac{|\nu\Sigma_f\phi + x\Sigma_{n,xn}\phi|_S}{|\nu\Sigma_f\phi + x\Sigma_{n,xn}\phi + S|_S} \tag{7.8}$$

A partir du facteur de multiplication effectif k_{eff}, qui dans le cas d'un ADS peut être obtenu en arrêtant le faisceau de protons, et le facteur de multiplication avec source k_S, il est possible de déterminer l'importance de la source

$$\phi^* = \frac{1-k_{eff}}{k_{eff}} / \frac{1-k_S}{k_S}. \tag{7.9}$$

L'importance de la source représente l'efficacité d'un neutron source par rapport à un neutron de fission.

La multiplication M de neutrons donne le nombre total de neutrons produits par unité de neutron source ou de neutron de spallation,

$$M = \frac{\nu\Sigma_f\phi + x\Sigma_{n,xn}\phi + S}{S}. \tag{7.10}$$

Cette définition de M est consistante avec celle de k_S, car un neutron qui pénètre dans un milieu fissile va donner naissance à k_S neutrons à la génération suivante, k_S^2 à la troisième génération et donc k_S^{n-1} neutrons à la $n^{\text{ième}}$ génération. La multiplication de ce système est donc

$$M = 1 + k_S + {k_S}^2 + ... + {k_S}^{n-1} + ... = \frac{1}{1-k_S}. \tag{7.11}$$

Cette égalité est bien respectée par la définition de k_S (7.8).

Les définitions adoptées pour le facteur de multiplication avec source k_S et la multiplication M ne considèrent pas les neutrons induits par des réactions (n,xn) dans la cible de spallation comme des neutrons sources et seuls les neutrons produits par les modèles de réaction nucléaire contribuent au terme S (ou n/p). Dans le code MCNPX, le tableau de bilan donné dans le fichier de sortie ne permet pas non plus, de discerner les réactions (n,xn) produites dans la cible de celles produites dans le coeur. De plus, cette grandeur comprend également toutes les productions de neutrons aux énergies intermédiaires lorsque les bibliothèques étendues vers les hautes énergies sont utilisées. En limitant l'utilisation des bibliothèques de sections efficaces en dessous de 20 MeV, on peut séparer en quelque sorte notre problème, en un problème de physicien des réactions de spallation (où interviennent principalement les modèles de cascade intranucléaire) et un problème de physicien des réacteurs nucléaires. Cette limite provient également des calculs d'évolution avec le code ALEPH présenté dans la section précédente.

La table 7.2 compare ces paramètres, ainsi que le nombre net de neutrons par proton selon que la version standard ou la version modifiée est utilisée dans le code MCNPX. Nous avons simulé 50000 protons incidents. Pour un même courant de protons incidents, l'utilisation de la version mo-

Tab. 7.2: Paramètres globaux de l'ADS MYRRHA selon que la version standard ou la version modifiée est utilisée dans le code MCNPX. Le nombre net de neutrons par proton n/p et la puissance totale de l'ADS P sont également donnés.

	INCL42	INCL443
I (mA)	1.88	1.88
n/p	15.12	15.13
k_{eff}	0.9548	0.9548
k_S	0.9616	0.9617
ϕ^*	1.19	1.19
M	26.0678	26.0764
P (MW)	50.0	50.1

difiée n'influence pas les paramètres globaux. Sur les paramètres les plus sensibles (la multiplication et la puissance totale), l'effet (0.2 %) est de l'ordre des erreurs statistiques (0.1 % à 1 σ). On peut expliquer la variation quasiment nulle du rendement de neutrons par proton, par les effets de compensation et par le fait que le réacteur peut être considéré comme une cible infiniment épaisse. L'impact négligeable de nos modifications sur ces paramètres globaux n'est pas étonnant, car d'une part on a observé dans la section 7.3 que sur les productions de neutrons les effets de nos changements sont modérés, et d'autre part l'importance relative des neutrons du coeur par rapport aux neutrons source est donnée par le facteur de multiplication M, qui est 26. Pour 1 neutron source, on a 26 neutrons dans le coeur.

7.4.3 Evolution des produits de spallation

Pour calculer la production et l'évolution des produits de spallation, nous avons appliqué la même méthode que celle décrite dans la section 7.3.3. Nous nous limitons ici aux éléments les plus radiotoxiques. Etant donné la rareté des informations concernant les facteurs de radiotoxicité pour les nombreux isotopes produits par les réactions de spallation dans du plomb-bismuth, nous ne considérerons que les isotopes les plus radiotoxiques selon Trellue [180]. Ces isotopes sont donnés dans la table 7.3

Tab. 7.3: Isotopes les plus radiotoxiques produits dans une cible de spallation en plomb-bismuth. Les isotopes sont donnés selon le type d'incorporation (inhalation ou ingestion). Cette liste est extraite de la référence [180].

Ingestion	Inhalation
^{210}Po	^{210}Po
^{209}Po	^{209}Po
^{208}Po	^{208}Po
^{210m}Bi	^{210m}Bi
^{207}Bi	^{207}Bi
^{210}Pb	^{210}Pb
^{204}Tl	^{148}Gd
^{194}Hg	^{90}Sr
^{113m}Cd	
^{90}Sr	
^{3}H	

Nous avons considéré une irradiation continue pendant 270 jours[11] par des protons de 600 MeV et une intensité de courant de 1.88 mA. Après cette période, nous avons laissé la cible décroître. Les figures 7.18 et 7.19 présentent les évolutions dans le temps des isotopes sélectionnés. Etant donné les faibles quantités calculées des isotopes de ^{3}H et de ^{148}Gd et donc l'importante erreur statistique, ils ne sont pas représentés sur ces figures. Pour les isotopes les plus lourds on constate que la version améliorée réduit sensiblement leur production, réduction qui, selon les conclusions des chapitres 4 à 6, conduisent à de meilleures estimations. Notons que les réductions sont plus importantes que pour des cibles minces. Cette observation provient de l'utilisation de l'implémentation stricte du principe de Pauli pour la première collision. Les variations observées pour les isotopes ^{90}Sr, ^{113m}Cd et ^{210}Pb ne sont pas fiables étant donné les erreurs statistiques (de l'ordre de 20 % à 1σ). Le ^{210m}Bi et le ^{210}Po ne sont pas influencés par ces modifications. En effet, bien qu'ils peuvent être produits par des réactions de spallation, les sections efficaces sont de l'ordre de 2 μb pour des protons entre 200 MeV et 500 MeV (voir les sections efficaces de production de ^{210}Po dans la figure 5.54 par exemple) et restent largement

[11]Pour l'ADS MYRRHA, une irradiation de 270 jours à la puissance maximale correspond approximativement à une année de fonctionnement si on tient compte des périodes d'arrêt.

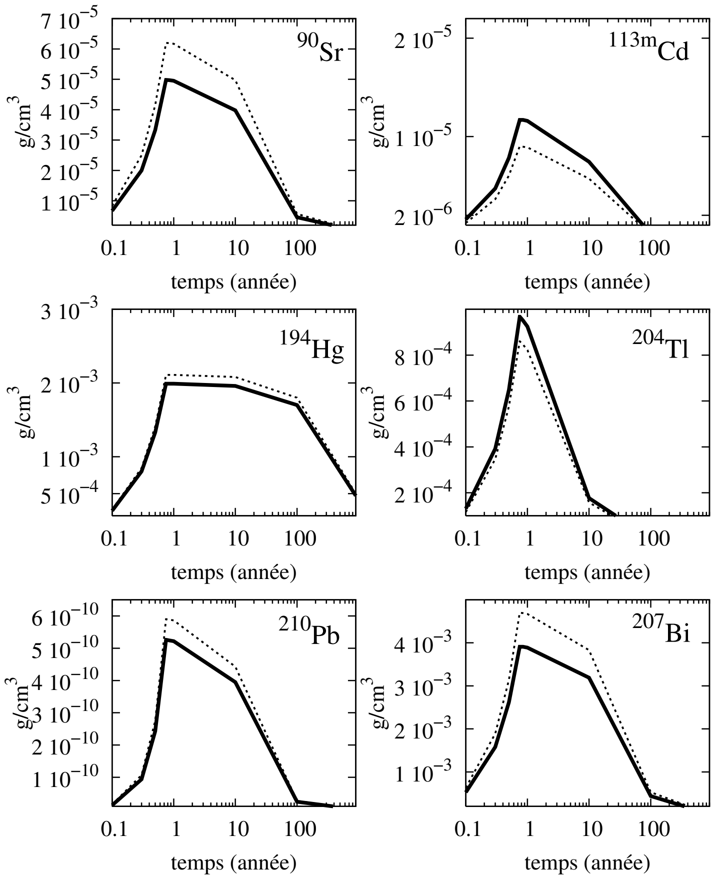


Fig. 7.18: Evolution temporelle des principaux isotopes radiotoxiques (g/cm^3). L'historique consiste en une irradiation de 270 jours ($\sim$ 0.75 années) par des protons de 600 MeV et une intensité de courant de 1.88 mA. Après cette période, nous avons laissé la cible décroître. Les résultats obtenus selon que le modèle standard ou modifié est introduit dans le code MCNPX sont donnés respectivement par les lignes en pointillés et les lignes en continu. Toutes les échelles des ordonnées sont linéaires.

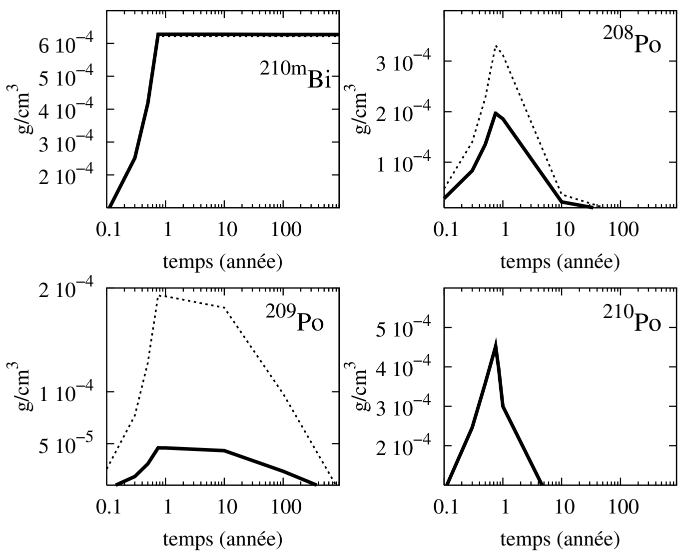


Fig. 7.19: Evolution temporelle des principaux isotopes radiotoxiques (g/cm^3). L'historique consiste en une irradiation de 270 jours ($\sim$ 0.75 années) par des protons de 600 MeV et une intensité de courant de 1.88 mA. Après cette période, nous avons laissé la cible décroître. Les résultats obtenus selon que le modèle standard ou modifié est introduit dans le code MCNPX sont donnés respectivement par les lignes en pointillés et les lignes en continu. Toutes les échelles des ordonnées sont linéaires.

inférieures aux sections efficaces (n, γ) qui sont de l'ordre de 3 mb pour des neutrons de fission [1]. Avec la version modifiée et à la fin de l'irradiation dans l'ADS MYRRHA le rapport entre la production de ^{210}Po et de ^{209}Po est de 10. Or pour la cible irradiée à PSI ce rapport n'est que de 0.2 (voir par exemple la figure 7.8). Cet effet provient des réactions (n, γ) induites par les neutrons provenant du coeur sous-critique.

7.4.4 Dégâts produits dans la boucle de spallation

Un important mécanisme de dégradation de matériaux par irradiation, est la dislocation des atomes dans leur réseau (DPA, Displacement Per Atoms). Afin de calculer les DPA, nous disposons de deux méthodes selon que l'énergie de la particule incidente se trouve dans le domaine des bibliothèques de sections efficaces ou dans le domaine des modèles nucléaires.

Les bibliothèques contiennent des sections efficaces effectives qui permettent d'estimer l'énergie disponible pour ces dislocations,

$$E_a = \sigma_{DPA,\ eff}\phi. \tag{7.12}$$

Cette section efficace effective tient compte qu'une partie de l'énergie de recul est perdue en excitation électronique et que l'atome déplacé peut induire une cascade de dislocation.

Dans le domaine des modèles de réactions nucléaires, le code MCNPX estime l'énergie moyenne disponible E_a à partir du modèle de Lindhard [207].

Selon l'approche de Robinson [208], le nombre de DPA dépend de l'énergie disponible par la relation

$$DPA = k\frac{E_a}{2E_d}, \tag{7.13}$$

où k est l'efficacité de la dislocation ($k \sim 0.8$) et E_d est l'énergie de seuil (pour le fer, $E_d \sim 40\ eV$).

Une des caractéristiques de l'ADS MYRRHA, est que la cible de spallation est sans fenêtre. C'est à dire qu'il n'y a aucune séparation entre le plomb-bismuth liquide et la ligne du faisceau de protons où règne un vide poussé. Ce concept permet d'éviter de nombreux remplacements de cette fenêtre suite à une accumulation importante de dégâts. Dans l'ADS MYRRHA, le matériel le plus contraint est dès lors le tube en acier qui entoure la cible de spallation. La figure 7.20 donne la distribution axiale des

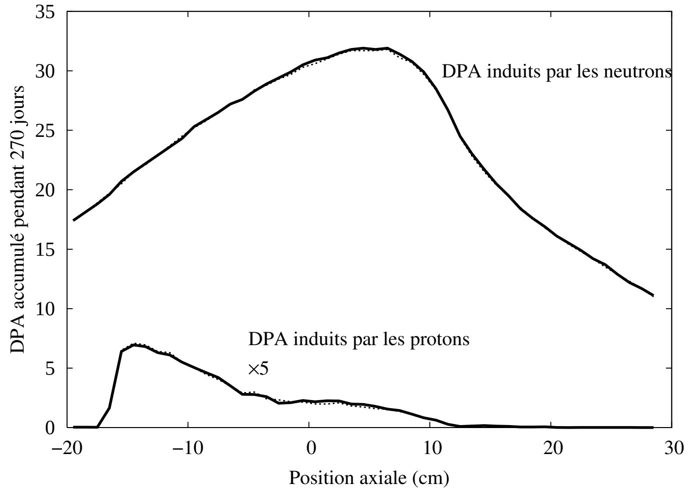


Fig. 7.20: Distribution axiale de DPA induits dans le tube en acier qui entoure la cible de spallation. L'historique consiste en une irradiation de 270 jours par des protons de 600 MeV et une intensité de courant de 1.88 mA. Le faisceau de protons vient de la droite et rencontre la surface libre de la cible de spallation en z=+13 cm. Les résultats obtenus selon que le modèle standard ou modifié est introduit dans le code MCNPX sont donnés respectivement par les lignes en pointillés et les lignes en continu.

DPA induits par les neutrons et par les protons dans ce tube. Nous avons également considéré une irradiation de 270 jours. L'introduction de nos modifications ne conduit pas à une variation du niveau de DPA. Cet observation n'est pas étonnante car nous avons constaté peu de changements des multiplicités, également différentielles, de neutrons dans les sections précédentes.

Sur cette figure, on observe que les DPA induits par des protons augmentent progressivement depuis la surface libre et sont maximum au niveau du pic de Bragg (la portée de protons de 600 MeV dans du Pb et du Bi est respectivement de 26 cm et de 30 cm). L'absence de DPA produits par les protons, au-dessus de la surface libre indique que très peu de protons sont diffusés dans la ligne de faisceau.

La distribution des DPA induits par les neutrons, montre que les neutrons sont produits dès les premières réactions. Depuis la surface libre de la cible de spallation, l'énergie des protons diminue progressivement et, dès lors, le nombre de neutrons produits diminue. A ces derniers il faut ajouter les neutrons provenant des fissions dans le coeur du réacteur, responsables des DPA produits en amont de la cible.

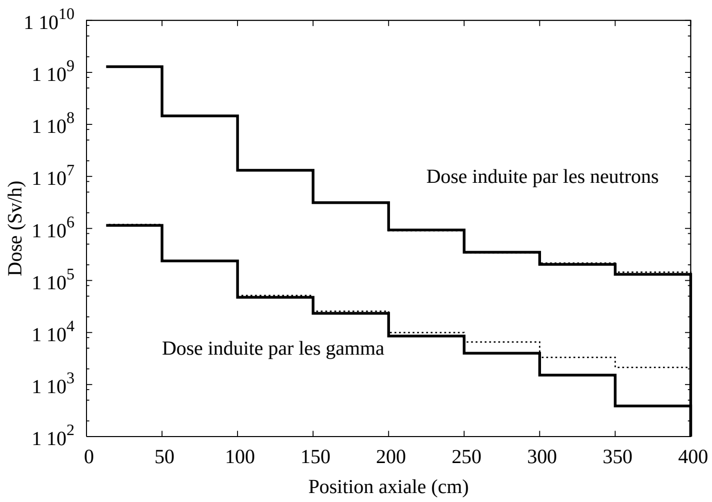


Fig. 7.21: Distribution axiale du taux de dose induit à l'intérieur du tube contenant le faisceau de protons. Les résultats obtenus selon que le modèle standard ou modifié est introduit dans le code MCNPX sont donnés respectivement par les lignes en pointillés et les lignes en continu.

7.4.5 Taux de dose

Les légères variations des spectres de neutrons (les plus énergétiques) émis dans les angles arrière, constatées au chapitre 4, peuvent modifier le taux de dose induit au-dessus du réacteur. Etant donné les temps de calcul fort longs pour obtenir des résultats avec une variation statistique acceptable, nous nous sommes limités aux doses induites dans le tube contenant le faisceau de protons. La figure 7.21 donne la distribution axiale du taux de dose induit par les neutrons et les gamma à l'intérieur de ce tube. Les facteurs de conversion utilisés sont ceux de l'ICRP [209]. Ces facteurs ont été extrapolés pour permettre d'estimer la dose induite par des particules très énergétiques. Les effets de nos modifications sur le taux de dose induit par des neutrons sont négligeables, on constate néanmoins une réduction de la dose induite par les γ dans les parties supérieures de la ligne de faisceau. On peut expliquer cet effet par la réduction des productions de π^0 et donc de γ produit lors de la désintégration de ces pions.

7.5 Conclusion

Dans les chapitres 4 à 6, nous avons introduit quelques extensions au modèle de cascade intranucléaire de Liège. En confrontant ce modèle modifié à des données expérimentales obtenues à partir d'expériences effectuées avec des cibles minces, nous avons constaté que, si globalement les observables sont peu modifiées, certains résultats particuliers sont améliorés.

Dans ce chapitre nous avons étudié l'effet de nos extensions sur des cibles épaisses. Pour ces études, nous avons utilisé le code de transport MCNPX, qui contient la version standard du modèle INCL et que nous avons actualisé avec nos modifications. Pour déterminer l'évolution des cibles de spallation, nous avons étendu le code ALEPH. Cependant, l'utilisation de ce code nécessite de limiter le domaine d'énergie des bibliothèques de sections efficaces en dessous de 20 MeV. En outre le chapitre 6 a montré que l'utilisation du modèle INCL conduit à des résultats assez satisfaisants pour des énergies comprises entre 50 MeV et 200 MeV.

L'effet de nos modifications sur les multiplicités intégrales de neutrons est faible. On observe en moyenne une augmentation de 2% avec la version modifié. Les effets observés sont plus faibles que pour des cibles minces. En cible épaisse des effets de compensation réduisent les différences entre les deux versions de INCL. Globalement les deux versions du modèle INCL surestiment, d'une dizaine de pourcent, les mesures expérimentales. Toutefois il faut rappeler que certaines de ces mesures sont inconsistantes et qu'elles ne sont jamais déterminées directement.

Les spectres doublement différentiels ne sont pas vraiment influencés par nos extensions, excepté pour les émissions de neutrons de quelques dizaines de MeV induites par des protons de 500 MeV.

Les analyses des résidus produits suite à l'irradiation d'un empilement de disques en plomb et en bismuth à PSI, ont montré que les résultats des modèles INCL standard et modifié sont proches l'un de l'autre, et proches des quelques mesures expérimentales. Les variations observées pour les isotopes de numéro atomique supérieur à celui du noyau cible, sont de la même grandeur que celles constatées avec des cibles minces. Par contre, la production des isotopes de masse $A = A_T + 1$ et de numéro atomique $Z \geq Z_T$ ne sont pas affectés par nos modifications, alors qu'elles le sont en cible mince. En fait, en cible épaisse, la réaction de capture radiative (n, γ), suivie éventuellement d'un décroissance β^-, est la voie dominante pour le production de ces isotopes. Ces confrontations ont finalement souligné l'importance du fichier de données contenant les désexcitations γ utilisé par MCNPX pour estimer les productions de noyaux isomères.

Finalement à titre d'illustration nous avons étudié l'effet de nos modifications sur quelques paramètres clés de conception de système piloté par accélérateur (ADS). L'ADS considéré est MYRRHA en développement au SCK•CEN. L'influence de nos extensions sur des paramètres globaux, comme le facteur de multiplication avec source k_S ou la puissance totale de l'installation, est négligeable. On ne constate pas de variations du nombre de DPA induits tant par des neutrons que par des protons dans le tube qui entoure la cible de spallation. Le taux de dose induit par des neutrons à l'intérieur de ce tube n'est pas modifié. Le taux de dose induit par les γ est quant à lui légèrement réduit. Enfin nous avons comparé les quantités de quelques isotopes hautement radiotoxiques produit à l'intérieur de la cible de spallation. Nos extensions conduisent à une importante réduction de ces productions : la quantité de ^{209}Po est réduite de 70 %. Contrairement aux résultats obtenus avec la cible de PSI, le taux de production de ^{210}Po et de ^{210m}Bi est nettement plus important. En effet dans le cas de MYRRHA, l'important flux de neutrons produit dans le coeur augmente considérablement les quantités de ^{210}Po et de ^{210m}Bi produites.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Ces dix dernières années les développements des systèmes hybrides pour la transmutation des actinides mineurs ont renouvelé l'intérêt pour les réactions de spallation comme source intense de neutrons. La conception de ces sources de spallation a demandé aux physiciens d'améliorer non seulement les modèles de réactions de spallation à haute énergie mais également les modèles de réactions nucléaires induites par des particules d'énergies intermédiaires. Tous ces développements théoriques s'appuient sur des données expérimentales fiables. Ces deux points font l'objet de programmes européens (HINDAS, NUDATRA), dans lesquels s'inscrit notre travail.

Généralement on considère que les réactions de spallation se déroulent en deux étapes : une étape rapide constituée d'une cascade de collision hadron-hadron suivie d'une étape plus longue d'évaporation du noyau résiduel. Les modèles de cascade intranucléaire sont ceux qui permettent de calculer la première étape de la réaction.

Parmi les modèles de cascade intranucléaire, nous nous sommes intéressés au modèle INCL (IntraNuclear Cascade of Liège). Bien que ce modèle, couplé au modèle d'évaporation ABLA, fournit des résultats satisfaisants pour des nucléons incidents de 200 MeV à 2 GeV, il présentait encore au début de notre travail quelques lacunes [6]. Les lacunes auxquelles nous avons tenté de remédier concernent l'évaluation du pic quasi-élastique, la production des pions et le comportement d'INCL à basse énergie. Pour cela nous avons introduit une meilleure description du champ moyen des baryons, amélioré la dynamique des pions et apporté quelques modifications sur le traitement des collisions à basse énergie (étendant ainsi le travail précédent de P. Henrotte [8]).

Commençons par l'amélioration de la description du champ moyen des baryons. A partir de la phénoménologie du potentiel du modèle optique, nous avons introduit un potentiel moyen des baryons dépendant de l'isospin et de l'énergie (cette dernière dépendance n'étant appliquée qu'aux nucléons). L'introduction de ce potentiel n'entraîne pas de modifications importantes des résultats et ces derniers restent satisfaisants. Cependant certains effets particuliers permettent d'améliorer les prévisions obtenues. Rappelons les plus importants. Plus de protons et moins de neutrons sont émis durant l'étape de cascade intranucléaire. L'énergie d'excitation à la fin de cette étape est augmentée. Finalement, la multiplicité totale de protons est augmentée et celle des neutrons est augmentée dans une moindre mesure. La position du pic quasi-élastique est déplacé vers de plus basses énergies dans les réactions (p, n). Nous observons également un décalage dans les réactions (p, p), mais celui-ci est plus faible. L'émission de pions pour des protons incidents d'énergie proche du seuil des collisions inélastiques est fortement réduite. Pour des énergies supérieures, cet effet est plus faible. Les seuls effets observés sur les sections efficaces de production de résidus sont une réduction (amélioration) des sections efficaces de production de ^{208}Po, de ^{209}Po et de ^{210}Po induites par des protons dans une cible de ^{209}Bi.

Les modifications de la dynamique des pions considérées portent sur l'extension des sections efficaces pion-nucléon au-delà de la résonance Δ et l'introduction d'un potentiel moyen pour les pions dépendant de l'isospin. Ce potentiel est déterminé par un ajustement sur base de diverses réactions faisant intervenir les pions tant dans la voie d'entrée que dans la voie de sortie. Ces modifications ont permis d'améliorer la production de pions induite par des protons et les réactions induites par des pions. Notre modèle semble donc reproduire en moyenne les principales caractéristiques de la dynamique des pions. Les sections efficaces de réaction sont assez bien reproduites, excepté pour les π^- de basse énergie sur des noyaux lourds. Notons que la dominance de la résonance Δ est reproduite ainsi que le décalage progressif vers les basses énergies lorsque la masse du noyau cible augmente. Les sections efficaces d'absorption de pions sont nettement améliorées. Ces dernières sont plus sensibles à la dynamique des pions et confirment notre choix pour le potentiel moyen des pions. Les améliorations observées dans la production de pions induite par des protons proviennent non seulement des modifications de la dynamique des pions, mais également des modifications du potentiel moyen des baryons. Les sections efficaces de production de résidus sont peu affectées par ces modifications.

En vue de l'extension du modèle INCL vers des énergies incidentes inférieures au seuil de validité du régime de collisions binaires bien séparées dans l'espace et le temps, nous avons revu certains aspects de l'implémentation des collisions qui peuvent avoir un effet à basse énergie (implémentation plus stricte du blocage de Pauli, réduction de la coupure, etc.), généralisant le travail de la référence [101]. Etant donné que le modèle INCL et les modèles de prééquilibre sont physiquement proches, nous avons confronté le modèle INCL443 et les codes TALYS, GNASH-FKK et MPM à diverses mesures expérimentales. Les codes TALYS et GNASH-FKK reproduisent correctement les sections efficaces doublement différentielles de production de nucléons. Les productions de résidus, estimées par ces deux codes, sont cependant moins bonnes. Le modèle MPM conduit à de meilleures sections efficaces de production de résidus mais à des estimations d'émission de nucléons insatisfaisantes. Globalement le modèle INCL fournit les meilleurs résultats sans besoin de phénoménologies ou de systématiques empiriques. Le succès de notre modèle provient du fait qu'il est phénoménologiquement proche des modèles de prééquilibre et qu'il contient certains ingrédients essentiels comme des effets de surface ou la conservation explicite de l'impulsion.

Nos modifications présentées ci-dessus ayant pour finalité l'amélioration des codes utilisés pour la conception de cibles de spallation épaisses, nous les avons introduits dans le code de transport MCNPX. Dans un premier temps nous avons comparé la multiplicité, intégrale et différentielle, de neutrons et la production de résidus obtenus par le modèle standard et le modèle modifié pour des cibles épaisses isolées. L'effet de nos modifications sur les multiplicités de neutrons est plus faible que celui observé avec des cibles minces, due sans doute aux effets de compensation dans les réactions secondaires. En ce qui concerne la production de résidus, les variations observées pour les isotopes de numéro atomique supérieur à celui du noyau cible, sont du même grandeur que celles constatées avec des cibles minces. Seules les productions des isotopes de masse $A = A_T + 1$ et de numéro atomique $Z \geq Z_T$ ne sont pas affectées par nos modifications car en cible épaisse, la réaction de capture radiative (n, γ) est la voie dominante.

Finalement nous avons étudié l'effet de nos modifications sur quelques paramètres clés de conception de système hybride (ADS). L'influence de nos extensions sur le facteur de multiplication k_S ou sur la puissance totale de l'installation, est négligeable. On ne constate pas de variations du nombre de DPA induits dans le tube qui entoure la cible de spallation. Le taux de dose induit par des neutrons à l'intérieur de la ligne de faisceau n'est pas modifié. Les légères améliorations du spectre des neutrons ont donc peu d'effet sur ces paramètres. Le taux de dose induit par les γ est quant à lui légèrement réduit. Cette réduction est directement liée à la réduction de l'émission de π^0. Finalement, le résultat le plus important de nos extensions est une nette réduction des productions des isotopes radiotoxiques ^{209}Po et ^{208}Po.

En résumé, l'amélioration de la description du champ moyen des baryons corrige certaines lacunes du modèle INCL42 (principalement la multiplicité, intégrale et différentielle, de neutrons énergétiques). Cette modification, combinée aux extensions de la dynamique des pions, améliorent sensiblement les réactions faisant intervenir les pions tant dans la voie d'entrée que dans la voie de sortie. Si la plupart de ces améliorations ne conduisent pas à des modifications importantes de la plupart des paramètres clés de conception de système hybrides, il y en a un qui a un impact considérable : la réduction de la radiotoxicité estimée de la cible de spallation.

Néanmoins, en dépit de nos efforts, certaines faiblesses persistent. Dans un souci de préparer les développements futurs sur INCL, nous allons les recenser ci-dessous et présenter certaines pistes pour y remédier.

- Si la multiplicité intégrale des neutrons émis par cascade est améliorée, l'augmentation de l'énergie d'excitation entraîne une forte surestimation (~ 20 %) des neutrons par évaporation. De plus le décalage du pic quasi-élastique n'est pas suffisant pour les réactions (p, xn) et est trop important pour les réactions (p, xp). Notons encore une réduction de l'émission de neutrons aux énergies intermédiaires (10 MeV à 40 MeV) et une surestimation des neutrons énergétiques pour les angles supérieures à 30 degrés.
- Le paradoxe de la dynamique des pions : les sections efficaces d'absorption de pions sont surestimées alors que les sections efficaces de production de pions induite par des protons incidents sont encore trop grandes. A basse énergie, les sections efficaces d'absorption de pions sont sous-estimées pour des π^- incidents et sont surestimées pour des π^+ incidents.
- Si les sections efficaces de production des isotopes $Z_T + 1$ et $A_T - x$ avec x est petit, sont améliorées, la production des isotopes $Z_T + 1$ et $A_T - x$ avec $x \geq 4$ est sous-estimée et celle de $Z_T - 1, 2, 3$ et de masse élevée est surestimée.

– L'augmentation de l'énergie d'excitation à la fin de l'étape de cascade intranucléaire permet d'améliorer la production des terres rares. Cependant cette amélioration reste insuffisante.
– Pour de basses énergies incidentes, la section efficace de réaction estimée par le modèle INCL est trop petite.

Pour le premier point, l'introduction de l'implémentation stricte du principe de Pauli devrait permettre d'y pallier partiellement. On a observé très récemment que la thermalisation des nucléons au cours d'une cascade semble trop rapide. Réduire la "vitesse de thermalisation" permettrait de combler la réduction des émissions de neutrons d'énergie intermédiaire et l'énergie d'excitation à la fin de l'étape de cascade intranucléaire.

Résoudre le paradoxe des pions n'est pas évident car toutes les études de sensibilité décrites dans l'annexe D ont montré que la réduction de la production de pions s'accompagne d'une augmentation des sections efficaces d'absorption. Au chapitre 5, nous avons testé des potentiels moyens pour les pions dépendant de la distance radiale ou de l'énergie. On pourrait envisager d'utiliser un potentiel moyen plus détaillé qui dépend à la fois de la distance radiale et de l'énergie. Cependant les faibles effets observés en tenant compte de l'une ou l'autre dépendance nous rendent perplexes quant aux améliorations possibles. Notre modèle semi-classique sous-estime l'absorption de pions de basse énergie, résultant sans doute d'une interaction entre un pion et deux nucléons. On pourrait remédier à cela en introduisant dans la matrice des temps la possibilité qu'un pion interagisse avec deux nucléons suffisamment proches pour être considérés comme faisant partie d'un "deuton" et utiliser la section efficace $\pi - d$. On pourrait améliorer les sections efficaces d'absorption de pions par des corrections coulombiennes pour tenir compte de la déflexion des π^+ incidents et de la concentration des π^- incidents.

L'introduction de l'émission d'ions légers durant l'étape de cascade intranucléaire pourra contribuer à réduire les sections efficaces de production de résidus de charge inférieure à la charge du noyau cible et de masse pas trop éloignée. Dans le chapitre 4, nous avons constaté que l'augmentation de l'énergie d'excitation a peu d'impact sur les produits de fission. Une étude détaillée sur les corrélations entre l'énergie d'excitation et la formation d'un isotope donné nous permettrait de mieux comprendre la physique et donc d'espérer trouver l'origine des imperfections observées. Néanmoins, une nouvelle version de code d'évaporation ABLA est sur le point d'être finalisée [210]. Cette version contient entre autres un modèle de multifragmentation et il y a donc lieu de tester cette nouvelle version avant de nous lancer dans de nouvelles investigations.

Diverses études sont actuellement en cours pour tenter d'améliorer le pouvoir prédictif du modèle INCL à basse énergie [10, 101]. Bien que ces conclusions sont encore préliminaires, les trois ingrédients essentiels sont le rétablissement des collisions nucléon-nucléon de très basse énergie (du moins pour la première collision), une correction coulombienne pour les protons incidents et l'utilisation d'une valeur du potentiel moyen en fonction de la position de la particule. Cependant, l'introduction de ce dernier point, tout en tenant compte de la dépendance en énergie du potentiel moyen des nucléons est délicate et doit encore être validée.

Les applications nous ont montré que les effets de nos modifications sur les paramètres de conception de cibles épaisses sont faibles. Afin d'orienter les développements futurs tout gardant à l'esprit les applications envisagées, il faudrait réaliser des études de sensibilité ou déterminer des facteurs de mérite. Cependant il faut encore signaler que la relation entre une modification et une observable n'est pas toujours directe même a posteriori.

Finalement, les études réalisées dans cette thèse feront partie des nouveaux ingrédients introduits dans le modèle INCL5 (voir les références [211–214]). Les autres éléments qui feront partie de cette version sont : le raffinement de l'implémentation du principe d'exclusion de Pauli, les divers ingrédients relatifs aux réactions induites par des nucléons de basse énergie et la possibilité d'émettre des ions légers pendant l'étape de cascade intranucléaire.

Annexe A

Code d'évaporation

A.1 Le code EVAP (Dresner)

Le code d'évaporation EVAP, développé par Dresner [58] dans les années 1960, consiste en une approche Monte Carlo du modèle de Weisskopf-Ewing (voir section 2.5). La probabilité d'émission d'une particule x de spin S_x, de masse m_x et d'énergie ϵ par un noyau d'énergie d'excitation E est proportionnelle à

$$P_x = (2S_x+1)m_x \int_{k_xV_x}^{E-B_x-\delta} \epsilon\sigma_{cx}(E-B_x-\delta-\epsilon)w_f(E-B_x-\delta-\epsilon)/w_i(E)d\epsilon. \tag{A.1}$$

Dans cette équation, k_x est un paramètre, V_x est la barrière coulombienne, B_x est l'énergie de liaison, δ est l'énergie d'appariement, w_f et w_i sont respectivement la densité de niveaux dans le noyau final et initial, et σ_{cx} est la section efficace de formation du noyau composé dans la voie inverse. Cette dernière provient de la paramétrisation de Dostrovsky [215]. La densité de niveaux $w(E)$ est donnée par Blatt et Weisskopf [216] et E est l'énergie d'excitation du noyau qui évapore.

Ce code permet l'émission de 14 particules et composites (depuis les nucléons jusqu'au ^{10}Be) [1]. Chaque noyau sujet à l'évaporation est caractérisé par sa masse, sa charge et son énergie d'excitation. La méthode Monte Carlo permet de déterminer la particule émise à partir d'un nombre aléatoire et des probabilités partielles d'émission des différentes particules.

[1] Dans la version implémentée dans le code de transport MCNPX, les particules plus lourdes que la particule α ne sont pas évaporées.

L'énergie de la particule émise est attribuée de manière aléatoire selon un spectre d'évaporation typique

$$p(\epsilon) = \frac{f(\epsilon)}{\int_{k_x V_x}^{E-B_x-\delta} f(\epsilon) d\epsilon}, \tag{A.2}$$

où $f(\epsilon)$ est l'intégrant apparaissant dans l'équation (A.1). Cette loi est en général très proche de celle d'un spectre maxwellien

$$p(\epsilon) \propto \epsilon e^{-\epsilon/\epsilon_0}, \tag{A.3}$$

où ϵ_0 est relié au paramètre de densité de niveaux et à l'énergie d'excitation. Notons que dans sa version originale, le paramètre de densité de niveaux a est propre à chaque noyau mais ne dépend pas de l'énergie [2]. Après l'émission de la particule x d'énergie ϵ, l'évaporation continue à partir du noyau résiduel jusqu'à ce que toutes les voies soient fermées.

La probabilité de fission du noyau excité n'étant pas considérée, ce modèle doit être combiné à un modèle de fission. Dans le code MCNPX, le modèle de fission du RAL (Rutherford Appleton Laboratory) [217] est utilisé par défaut. L'évaporation ou la fission est déterminée de manière aléatoire.

A.2 le code ABLA

ABLA est le modèle d'évaporation du code d'abrasion-ablation, initialement développé par Campi et Hüfner [218], et amélioré depuis à GSI [59].

ABLA est un modèle statistique qui comme le code EVAP, exprime la probabilité de désexcitation d'un noyau à partir d'un nombre aléatoire et des probabilités partielles

$$P_x(E) = \frac{1}{2\pi w_i(E)} \frac{4 m_x R^2}{\hbar^2} T^2 w_f(E - S_x - B_x). \tag{A.4}$$

Dans cette relation, m_x et S_x sont la masse et l'énergie de séparation de la particule émise, B_x est la barrière coulombienne et tient compte de la probabilité d'effet tunnel, R est le rayon du noyau, T est la température du noyau après l'émission considérée. Les densités de niveaux w_i et w_f sont données par le modèle du gaz de Fermi où le paramètre de densité

[2] Dans le code de transport MCNPX, le paramètre de densité de niveaux dépend de l'énergie selon la méthode de Ignatyuk.

de niveaux est basé sur la méthode de Ignatyuk (voir discussion dans la référence [219]).

Contrairement au code EVAP de Dresner, le code ABLA n'évapore que les neutrons, protons et particules α.

Le modèle ABLA tient compte explicitement des désexcitations possibles par fission. Cette probabilité partielle de fission est donnée, selon le modèle de Bohr et Wheeler, par

$$P_{fiss}(E) = \frac{1}{2\pi w_i(E)} T_{fiss} w_f(E - B_{fiss}), \tag{A.5}$$

où B_{fiss} est la barrière de fission. Le code Monte Carlo semi-empirique PROFIT [59] est utilisé pour déterminer les produits de fission.

Annexe B

Sections efficaces nucléon-nucléon utilisées dans le modèle INCL

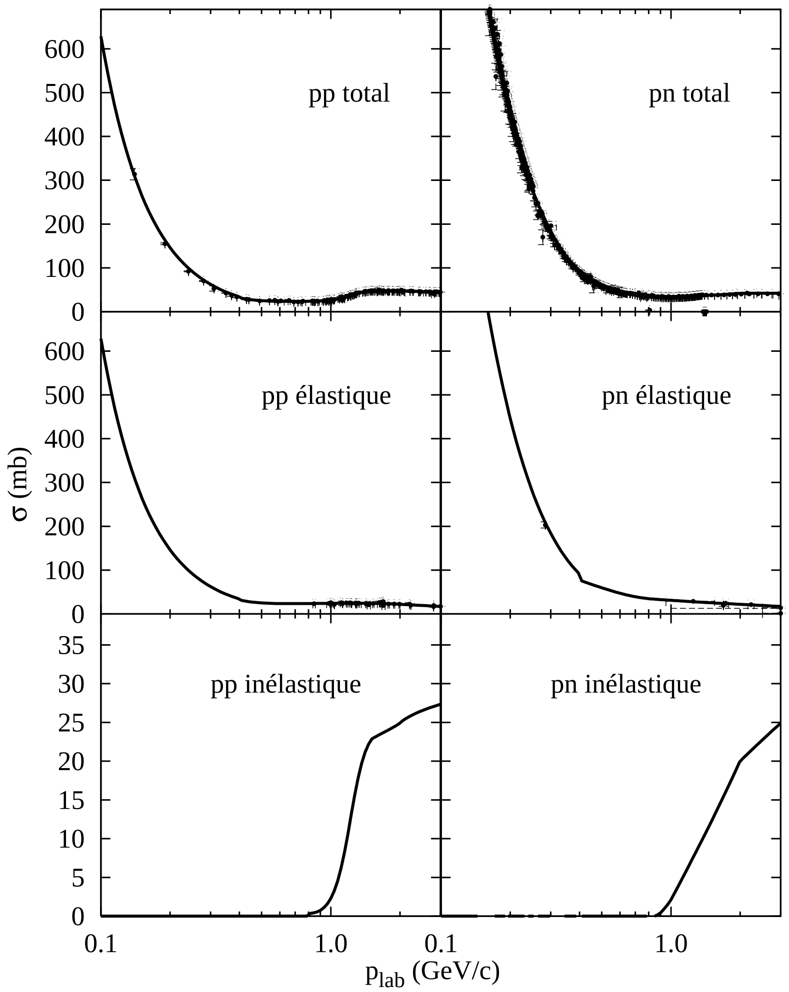


Fig. B.1: Sections efficaces élémentaires nucléon-nucléon. Les lignes en continu représentent la paramétrisation utilisée dans le modèle INCL [56, 57]. Les données expérimentales proviennent de la référence [63].

Annexe C

Symétrie isobare

C.1 Sections efficaces pion-nucléon

La règle d'or de Fermi montre que la section efficace de réaction est proportionnelle au carré du module de la matrice de transition M_{if} entre l'état initial donné par ψ_i et l'état final ψ_f [109],

$$\sigma = k\,|M_{if}|^2 = k|\,\langle\psi_f|H|\psi_i\rangle\,|^2, \tag{C.1}$$

où k est le facteur de proportionnalité, $k = \frac{2\pi}{\hbar}\rho_f$ et ρ_f est la densité d'états dans l'état final. La forme explicite de H n'est pas relevante pour les développements contenus dans cette annexe. Il suffit de savoir qu'il conserve l'isospin. Factorisons la fonction d'onde ψ en trois facteurs dépendant respectivement de l'espace, du spin et de l'isospin

$$\psi = \phi(espace)\alpha(spin)\chi(isospin). \tag{C.2}$$

Considérons d'abord le cas $\pi - N$ et en utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan pour la paire pion-nucléon, on peut écrire les fonctions χ pour les différentes combinaisons entre un pion et un nucléon :

- pour la paire π^+p : $\left|\chi(\frac{3}{2},\frac{3}{2})\right\rangle$,
- pour la paire π^0p : $\left|\sqrt{\frac{2}{3}}\chi(\frac{3}{2},\frac{1}{2})\right\rangle - \left|\sqrt{\frac{1}{3}}\chi(\frac{1}{2},\frac{1}{2})\right\rangle$,
- pour la paire π^-p : $\left|\sqrt{\frac{1}{3}}\chi(\frac{3}{2},-\frac{1}{2})\right\rangle - \left|\sqrt{\frac{2}{3}}\chi(\frac{1}{2},-\frac{1}{2})\right\rangle$,
- pour la paire π^+n : $\left|\sqrt{\frac{1}{3}}\chi(\frac{3}{2},\frac{1}{2})\right\rangle + \left|\sqrt{\frac{2}{3}}\chi(\frac{1}{2},\frac{1}{2})\right\rangle$,
- pour la paire π^0n : $\left|\sqrt{\frac{2}{3}}\chi(\frac{3}{2},-\frac{1}{2})\right\rangle + \left|\sqrt{\frac{1}{3}}\chi(\frac{1}{2},-\frac{1}{2})\right\rangle$,
- pour la paire π^-n : $\left|\chi(\frac{3}{2},-\frac{3}{2})\right\rangle$.

Dans ces fonctions nous avons introduit la troisième composante de l'isospin afin de pouvoir déterminer l'état considéré : $\chi = \chi(\tau, \tau_3)$. Les sections efficaces totales d'interaction d'un pion avec un proton sont alors données par

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi^+p} &= \sigma_{\pi^+p\to\pi^+p} \\ &= k\left|\left\langle\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{3}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{3}{2})\right\rangle\right|^2 \\ &= \sigma_{3/2}, \end{aligned} \tag{C.3}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi^-p} &= \sigma_{\pi^-p\to\pi^-p} + \sigma_{\pi^-p\to\pi^0n} \\ &= k\left|\tfrac{1}{3}\left\langle\chi(\tfrac{3}{2},-\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{3}{2},-\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \left|\tfrac{2}{3}\left\langle\chi(\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \\ &\quad k\left|\sqrt{\tfrac{2}{9}}\left\langle\chi(\tfrac{3}{2},-\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{3}{2},-\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \left|-\sqrt{\tfrac{2}{9}}\left\langle\chi(\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 \\ &= \tfrac{1}{3}\sigma_{3/2} + \tfrac{2}{3}\sigma_{1/2} \end{aligned} \tag{C.4}$$

et

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi^0p} &= \sigma_{\pi^0p\to\pi^0p} + \sigma_{\pi^0p\to\pi^+n} \\ &= k\left|\tfrac{2}{3}\left\langle\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \left|\tfrac{1}{3}\left\langle\chi(\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \\ &\quad k\left|\sqrt{\tfrac{2}{9}}\left\langle\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{3}{2},\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2 + \left|\sqrt{\tfrac{2}{9}}\left\langle\chi(\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2})\right| H \left|\chi(\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2})\right\rangle\right|^2. \\ &= \tfrac{2}{3}\sigma_{3/2} + \tfrac{1}{3}\sigma_{1/2} \end{aligned} \tag{C.5}$$

Etant donné que la fonction χ ne dépend que de l'isospin, ces relations montrent que

- $\sigma_{\pi^+p} = \sigma_{\pi^-n}$, $\sigma_{\pi^-p} = \sigma_{\pi^+n}$ et $\sigma_{\pi^0p} = \sigma_{\pi^0n}$,
- $\sigma_{\pi^0p} = \frac{\sigma_{\pi^+p}+\sigma_{\pi^-p}}{2}$.

La connaissance des sections efficaces σ_{π^+p} et σ_{π^-p} permet donc de déterminer toutes les autres sections efficaces pion-nucléon par symétrie isobare.

Dans le domaine de la résonance Δ, l'état d'isospin 3/2 étant dominant [109], on retrouve bien $\sigma_{\pi^+p} = 3/2\ \sigma_{\pi^0p} = 3\sigma_{\pi^-p}$.

C.2 Décroissance des résonances Δ

On peut considérer que la décroissance d'une résonance Δ est proportionnelle à la section efficace de formation du Δ par la réaction inverse.

Dès lors on peut écrire les rapports de branchements suivant

$$\Delta^{++} \xrightarrow{1} p\pi^+ \tag{C.6}$$

$$\Delta^{+} \xrightarrow{2/3} p\pi^0 \tag{C.7}$$

$$\xrightarrow{1/3} n\pi^+ \tag{C.8}$$

$$\Delta^{0} \xrightarrow{1/3} p\pi^- \tag{C.9}$$

$$\xrightarrow{2/3} n\pi^0 \tag{C.10}$$

$$\Delta^{-} \xrightarrow{1} n\pi^- \tag{C.11}$$

C.3 Sections efficaces inélastiques nucléon-nucléon

En utilisant les coéfficients de Clebsch-Gordan pour les paires $N - N$ et $N - \Delta$, nous obtenons finalement les relations suivantes

$$\sigma_{nn \to p\Delta^-} = 3\ \sigma_{nn \to n\Delta^0} \tag{C.12}$$

$$\sigma_{pp \to n\Delta^{++}} = 3\ \sigma_{pp \to p\Delta^+} \tag{C.13}$$

$$\sigma_{pn \to n\Delta^+} = \ \sigma_{pn \to p\Delta^0} \tag{C.14}$$

Annexe D

Résultats des études de sensibilité

Les études de sensibilité suivantes ont été réalisées à partir de la version d'INCL présentée au chapitre 5, et contenant la dépendance en isospin et en énergie du potentiel des baryons et les différentes améliorations de la dynamique des pions.

D.1 Augmentation des sections efficaces pion-nucléon

L'effet de l'augmentation, d'un facteur 5, des sections efficaces pion-nucléon en deçà du domaine de formation de la résonance Δ sur les sections efficaces totales de production de pions est présenté à la figure D.1. On constate une légère réduction des sections efficaces de production de pions. Les conséquences de cette modification sur les sections efficaces doublement différentielles de production des pions, exposés à la figure D.2, sont également faibles et ne permettent donc pas de réduire suffisamment les émissions de pions de basse énergie. La figure D.3 donne les sections efficaces pour des pions incidents. Etant donné le domaine d'énergie utilisé, il n'est pas étonnant qu'aucun effet ne soit observé suite à cette modification.

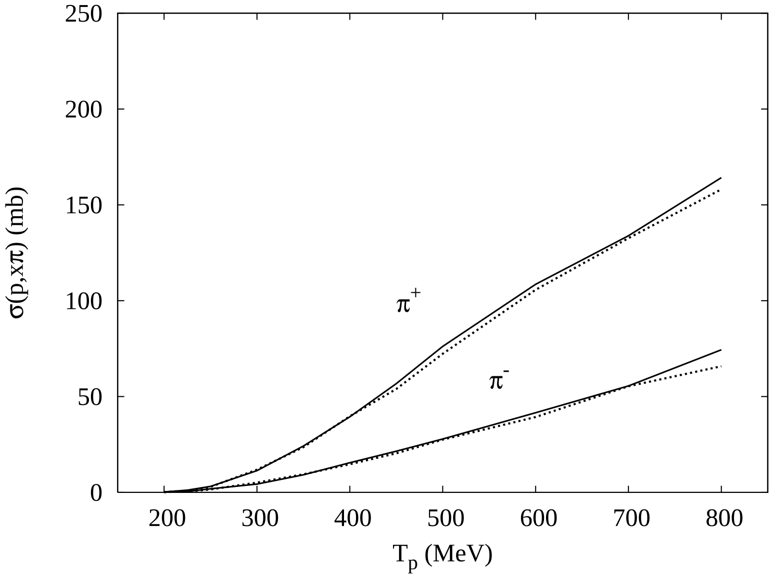


Fig. D.1: Sections efficaces de production de pions sur le noyau ^{208}Pb en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les lignes en pointillés et les lignes continues correspondent respectivement aux cas où la section efficace élémentaire pion-nucléon, en deçà du domaine de formation de la résonance Δ, est multiplié par 5 ou non.

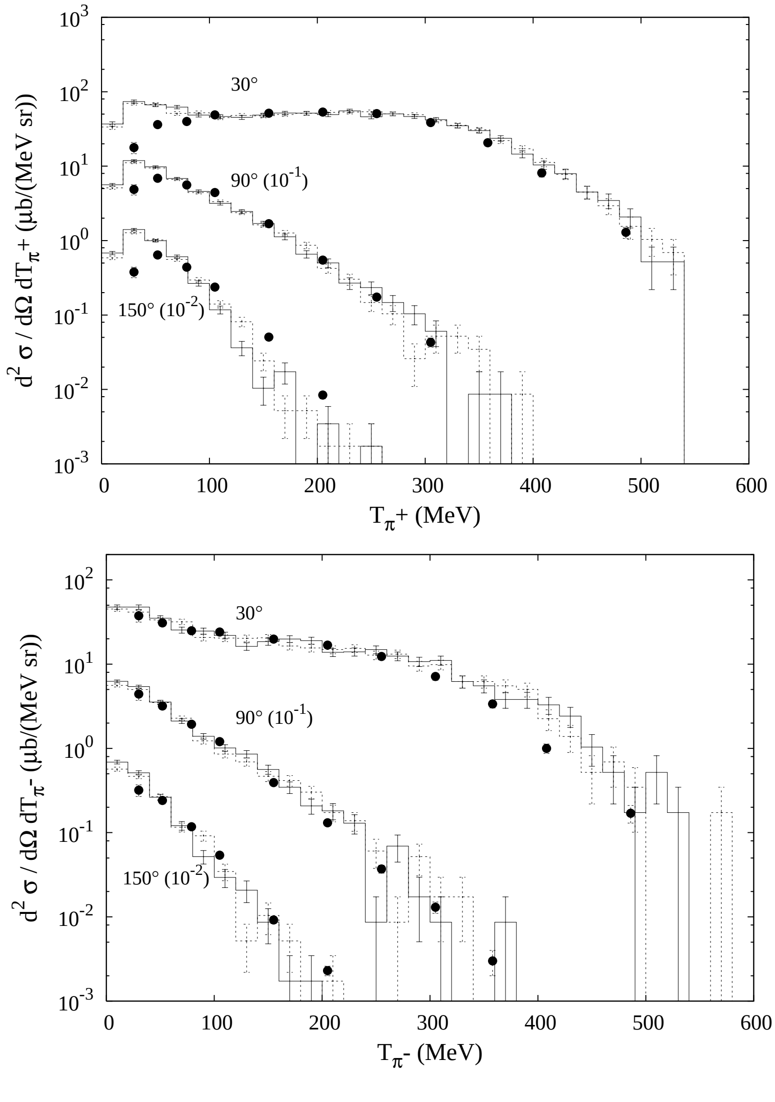


Fig. D.2: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induites par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.1. Données expérimentales de la référence [104].

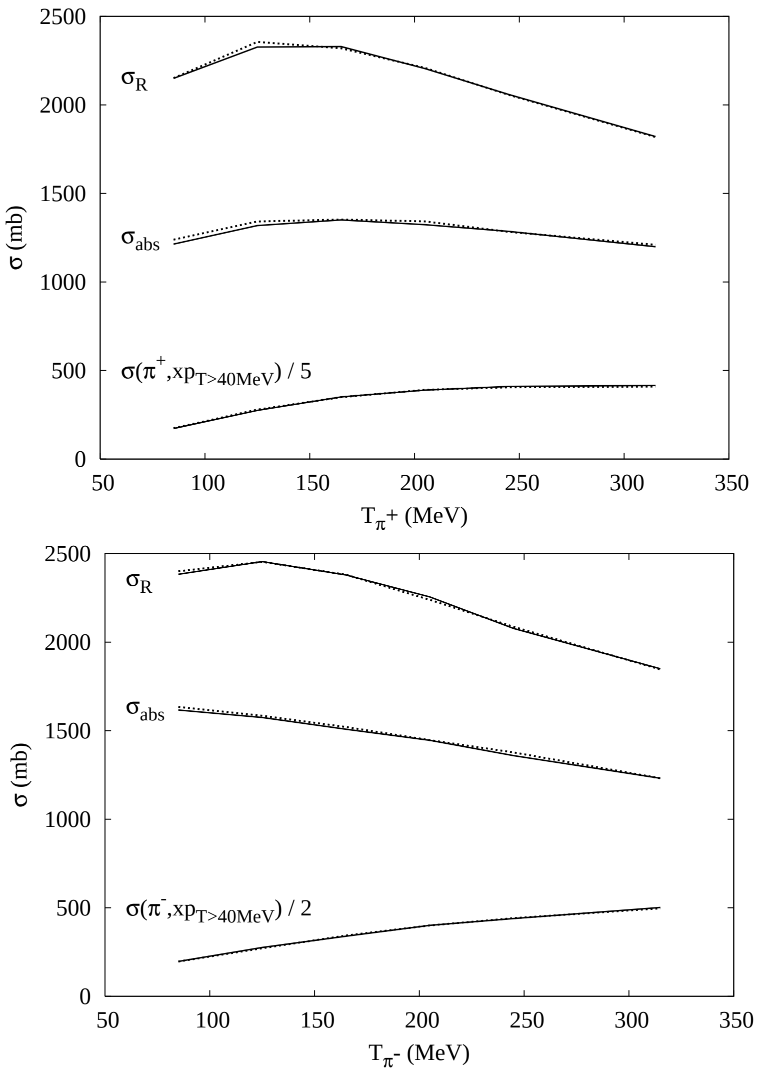


Fig. D.3: Sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons induites par des π^+ (au-dessus) et des π^- (en dessous) sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.1.

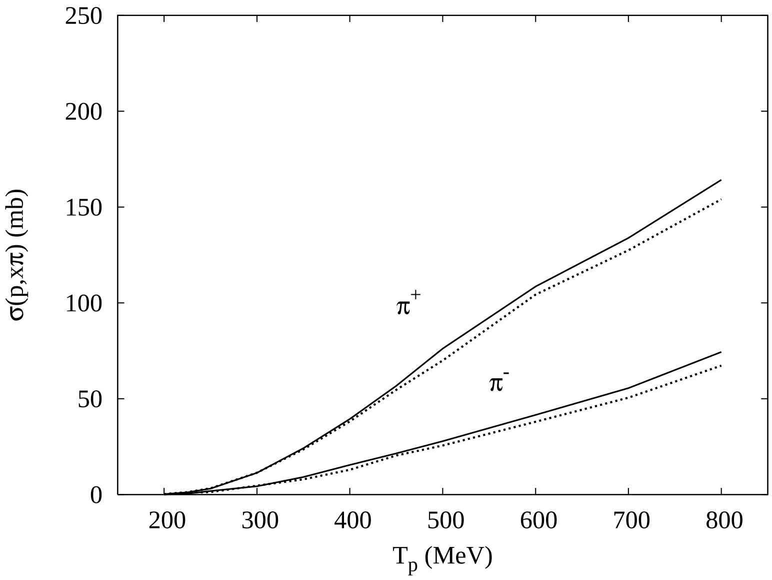


Fig. D.4: Sections efficaces de production de pions sur le noyau ^{208}Pb en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les lignes en pointillés et les lignes continues correspondent respectivement aux cas où le temps de vie des "objets" pion-nucléon de masse inférieure à 1100 MeV est multiplié par 2 ou non.

D.2 Augmentation du temps de vie du "continuum" pion-nucléon de masse inférieure à 1100 MeV

Une autre manière pour tenter de réduire le nombre de pions émis et ce, principalement ceux de basses énergie, consiste à augmenter (d'un facteur 2) le temps de vie du "continuum" pion-nucléon de masse inférieure à 1100 MeV. Les sections efficaces totales et doublement différentielles de production de pions sont données respectivement dans les figures D.4 et D.5. On observe une réduction des sections efficaces de production de pions (principalement ceux de basses énergies). Les effets de cette modification sont plus visibles que ceux de la modification précédente. Les effets sur les sections efficaces pour des pions incidents sont représentés à la figure D.6. De nouveau, aucun effet n'est observé sur la section efficace de réaction et parallèlement à la réduction des pions émis par proton incident, les sections efficaces d'absorption et de production de protons par pion incident augmentent.

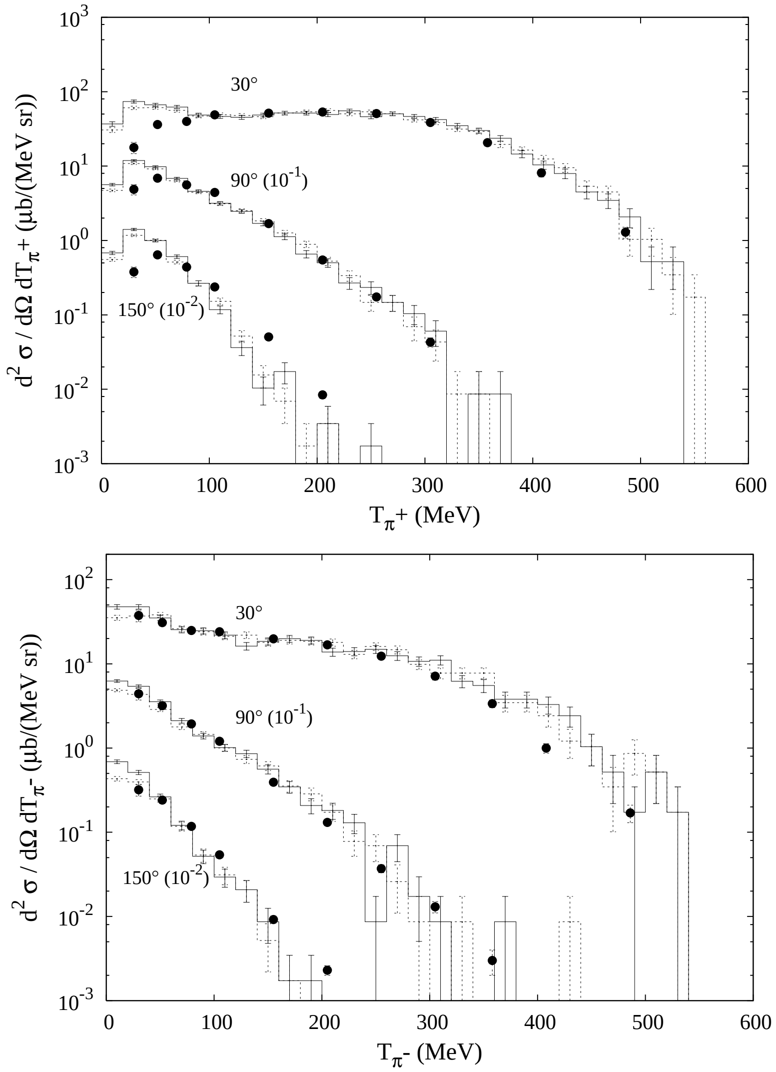


Fig. D.5: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induites par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.4. Données expérimentales de la référence [104].

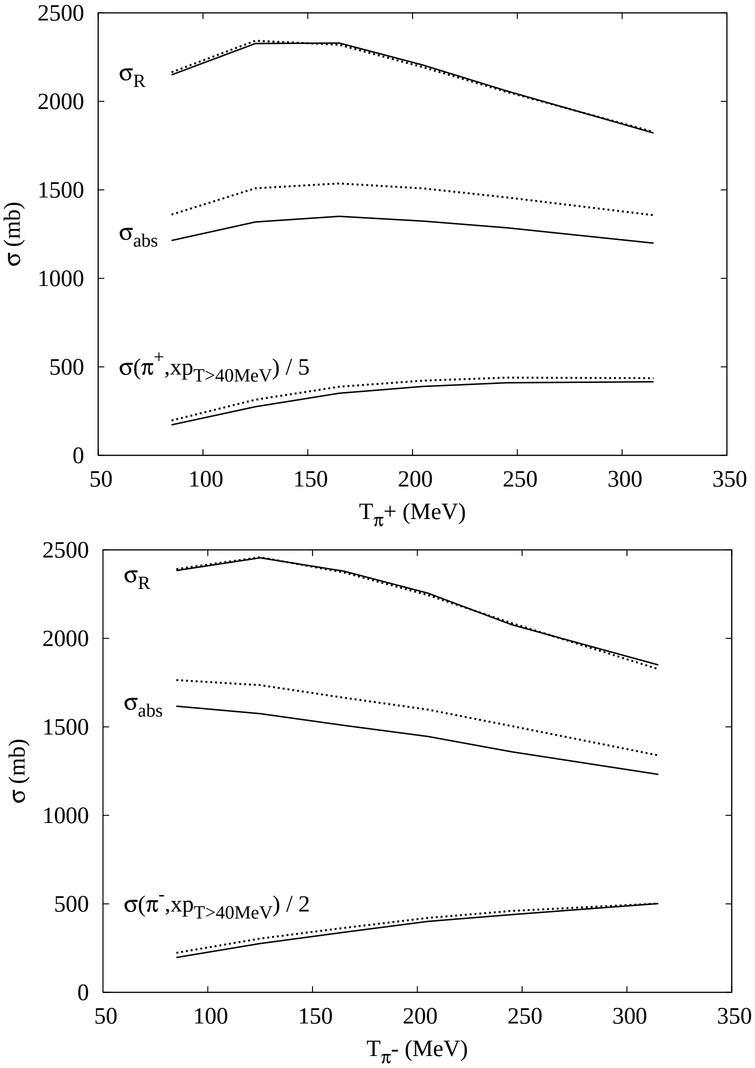


Fig. D.6: Sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons induites par des π^+ (au-dessus) et des π^- (en dessous) sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.4.

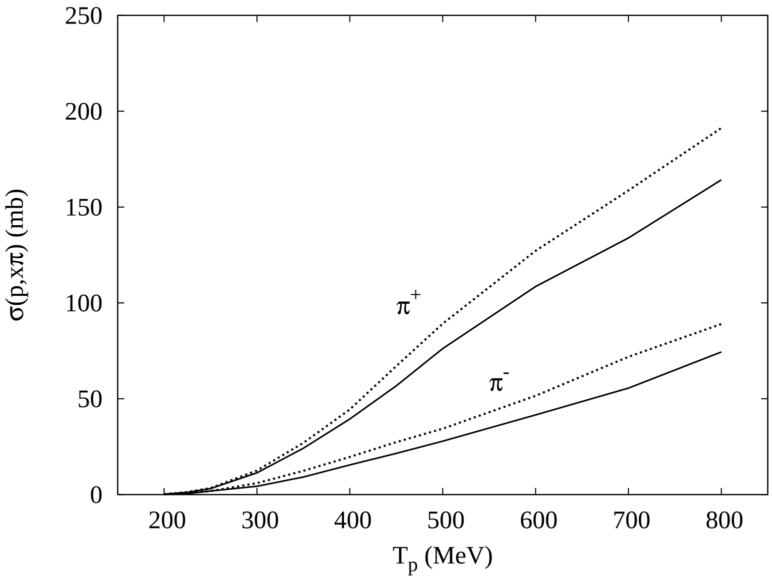


Fig. D.7: Sections efficaces de production de pions sur le noyau ^{208}Pb en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les lignes en pointillés et les lignes continues correspondent respectivement aux cas où le temps de vie du Δ est divisé par 2 ou non.

D.3 Réduction du temps de vie intrinsèque des résonances Δ

Les sections efficaces totales de production de pions, suite à une réduction de moitié du temps de vie intrinsèque du Δ, sont données à la figure D.7. Réduire le temps de vie des Δ augmente sensiblement le nombre total de pions émis. Les spectres de ces pions sont donnés à la figure D.8. Ce sont quasi exclusivement les pions de basse énergie qui sont influencés par cette modification. Les émissions de pions d'énergie cinétique supérieure à 100 MeV semblent peu affectées. L'effet du temps de vie des Δ sur les sections efficaces pour des pions incidents est présenté à la figure D.9. Comme précédemment, aucun effet n'est observé sur la section efficace de réaction et la diminution des sections efficaces d'absorption et de production de protons par pion incident concorde avec l'augmentation des pions émis par proton incident.

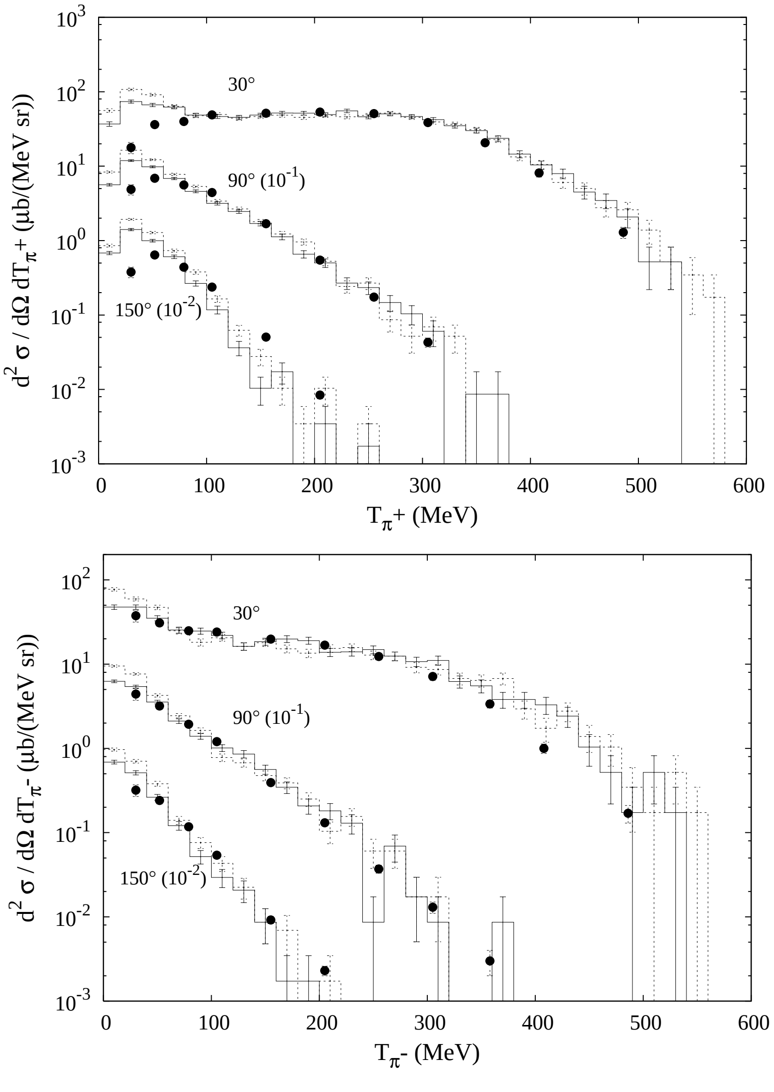


Fig. D.8: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induites par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.7. Données expérimentales de la référence [104].

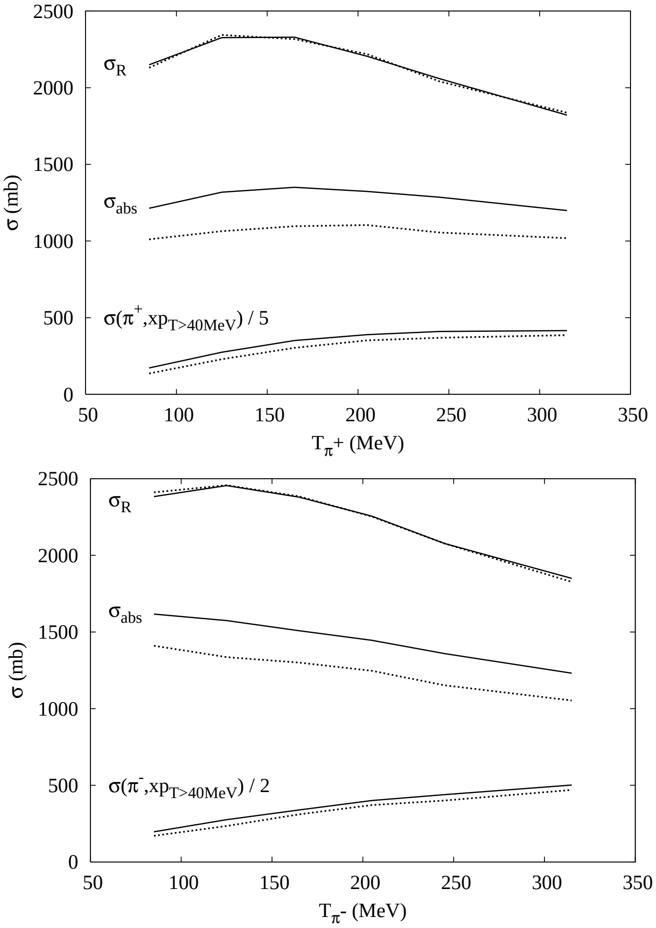


Fig. D.9: Sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons induites par des π^+ (au-dessus) et des π^- (en dessous) sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.7.

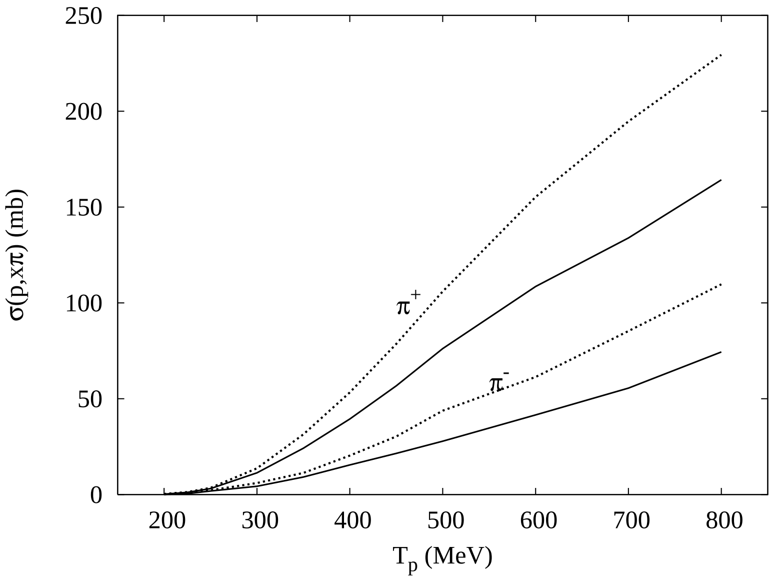


Fig. D.10: Sections efficaces de production de pions sur le noyau ^{208}Pb en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les lignes en pointillés et les lignes continues correspondent respectivement aux cas où la section efficace de recombinaison du Δ est réduite ou non.

D.4 Réduction de la section efficace de recombinaison du Δ

Dans cette section nous allons brièvement étudier l'effet d'une réduction de la section efficace élémentaire de recombianison du Δ. Les sections efficaces totales de production de pions sont données à la figure D.10. Réduire la section efficace de recombinaison du Δ augmente fortement le nombre total de pions émis. Les spectres des pions émis, donnés à la figure D.11, montrent que cet accroissement est visible pour tous les angles et toutes les énergies avec un effet légèrement plus important pour les pions de basse énergie. L'effet de cette modification sur les sections efficaces induites par des pions est représenté à la figure D.12. La section efficace de réaction n'étant déterminée que par la première collision entre le pion et le nucléon, aucun effet n'est observé. Parallèlement à l'augmentation des pions émis par proton incident, on observe une nette diminution des sections efficaces d'absorption et de production de protons par pion incident.

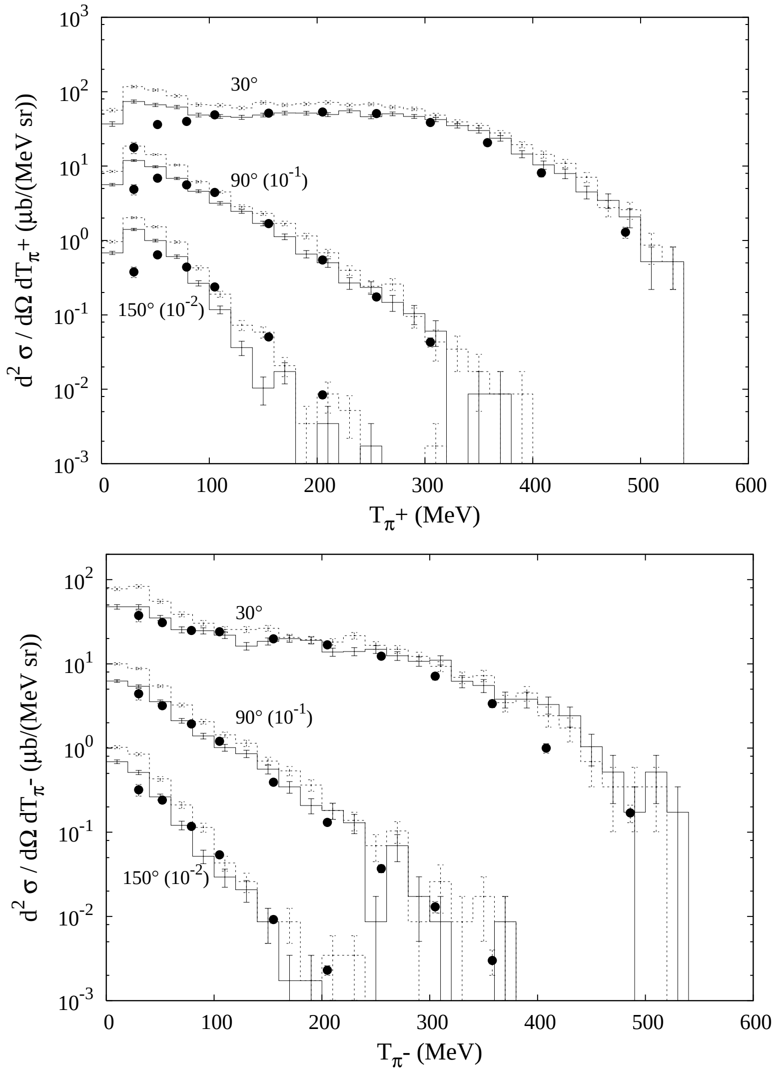


Fig. D.11: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induites par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.10. Données expérimentales de la référence [104].

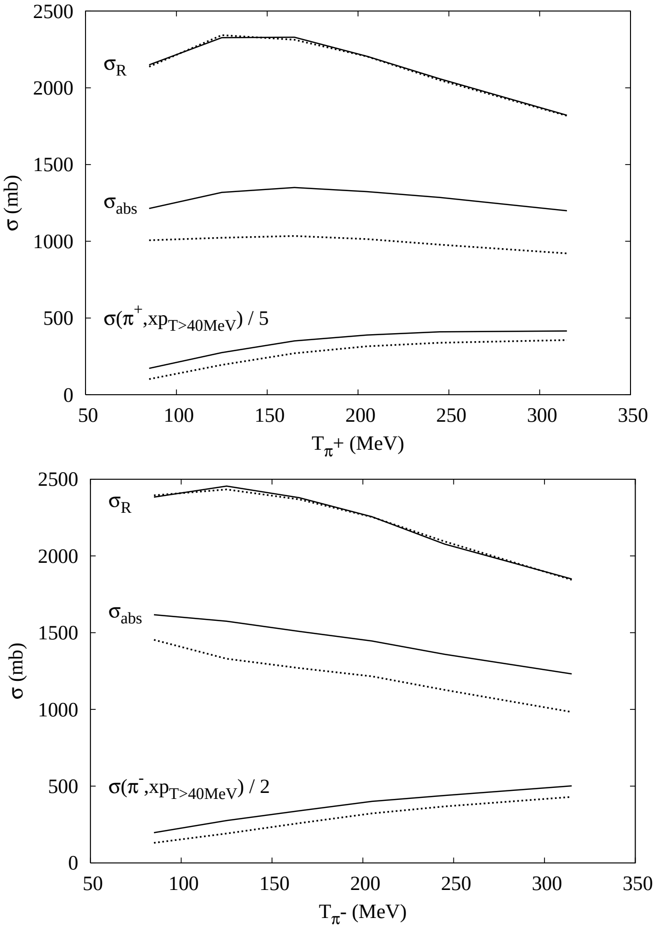


Fig. D.12: Sections efficaces de réaction, d'absorption et de production de protons induites par des π^+ (au-dessus) et des π^- (en dessous) sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.10.

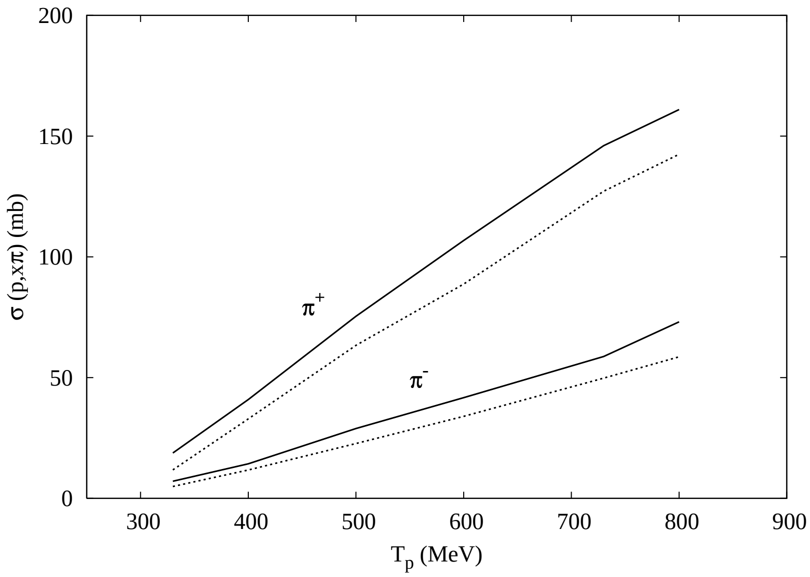
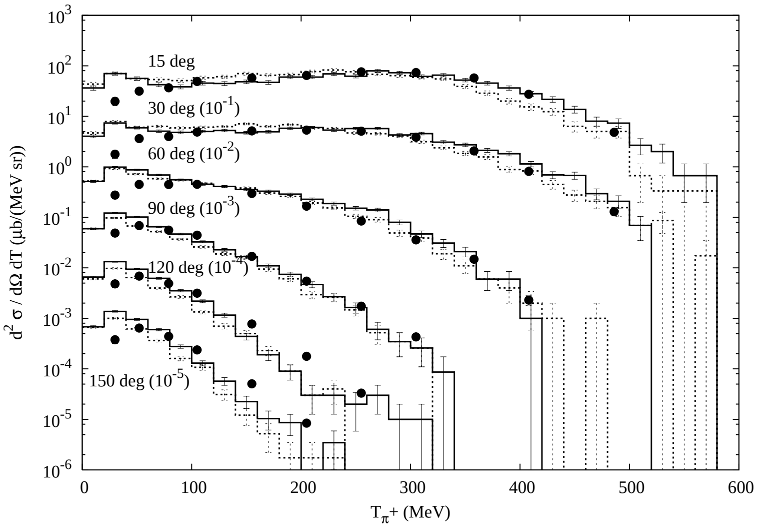


Fig. D.13: Sections efficaces de production de pions sur le noyau ^{208}Pb en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les lignes en pointillés et les lignes continues correspondent respectivement aux cas où la masse du Δ est réduite selon l'équation (5.20) ou non.

D.5 Décalage de la masse moyenne du Δ

La modification de la masse du Δ améliore sensiblement les productions totales des pions sur le Pb (figure D.13). Les spectres de production de pions sont donnés à la figure D.14. A l'exception des petits angles, les productions différentielles de π^+ et de π^- sont globalement réduites. Les émissions de pions à 15 degrés et à 30 degrés sont réduites à haute énergie, sont légèrement augmentées aux énergies intermédiaires et sont peu influencées à basse énergie. Pour les autres angles, les diminutions sont réparties sur toutes les énergies. Si cette modification réduit les sections efficaces totales de production de pions, elle n'améliore donc pas les spectres d'émission. Les sections efficaces d'absorption sont fortement augmentées, ce qui corrige les écarts observés pour les π^- de basses énergies, mais dégrade fortement toutes les autres comparaisons (figure D.15).



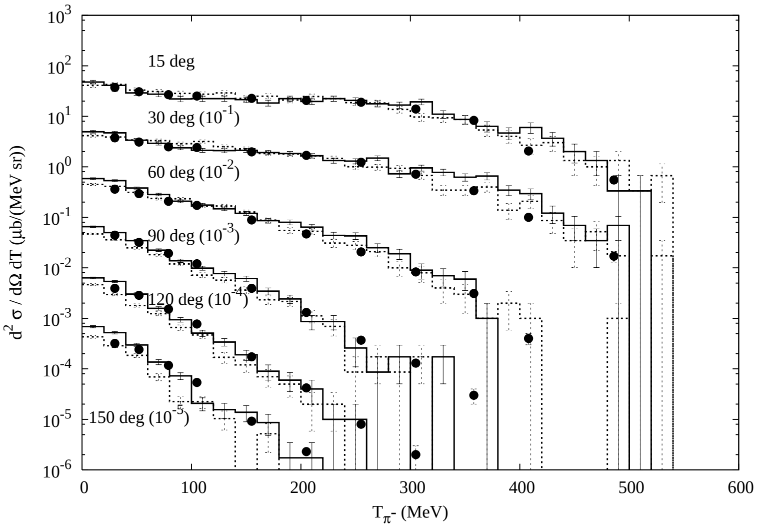


Fig. D.14: Sections efficaces doublement différentielles de production de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) induites par des protons de 730 MeV sur le noyau de ^{208}Pb. Même convention qu'à la figure D.13. Données expérimentales de la référence [104].

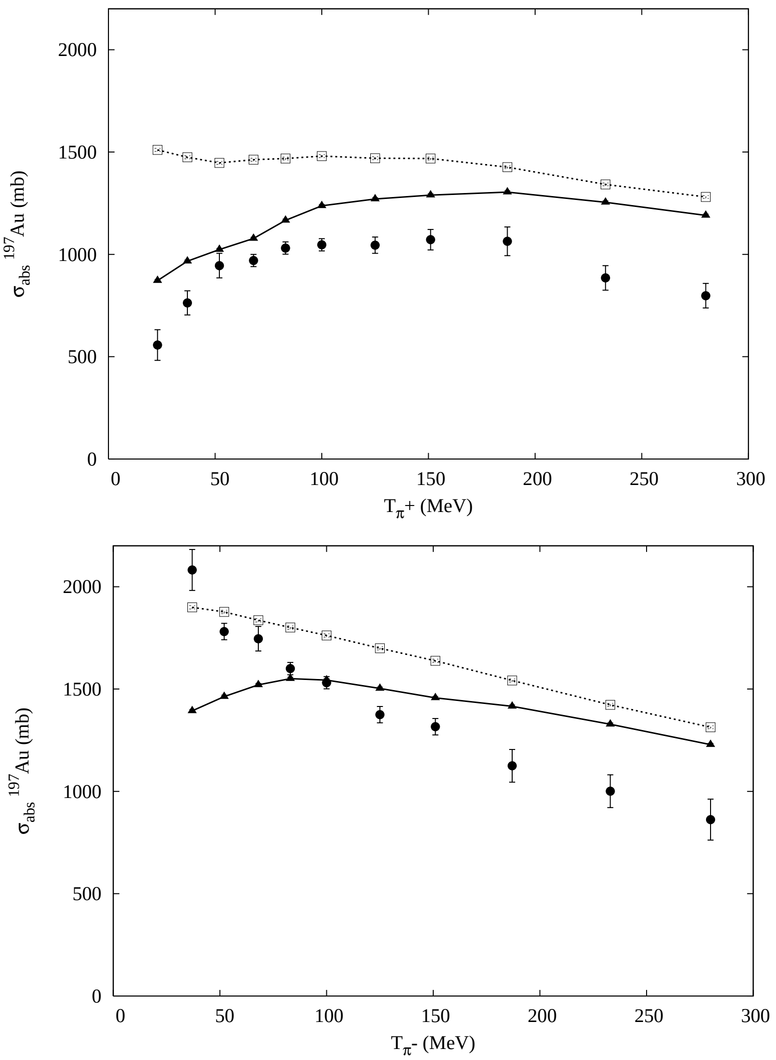


Fig. D.15: Sections efficaces d'absorption de π^+ (au-dessus) et de π^- (en dessous) sur le noyau de ^{197}Au. Même convention qu'à la figure D.13. Données expérimentales de la référence [136].

Bibliographie

[1] Jef report 14, table of simple integral neutron cross section data from jef-2.2, endf/b-vi, jendl-3.2, brond-2 and cendl-2. rapport NEA OCDE, 1994.

[2] K. O. Ott et R. J. Neuhold. *Introductory Nuclear Reactor Dynamics.* American Nuclear Society, La Grange Park Illinois, USA, 1985.

[3] J.-P. Meulders, A. Koning, et S. Leray. High and intermediate energy nuclear data for accelerator-driven systems. Projet Financé par la Communauté Européenne FP5, Contrat n° FIKW-CT-2000-00031, 2005.

[4] E. Gonzalez et al. NUDATRA (EUROTRANS). Projet Financé par la Communauté Européenne FP6, Contrat n° FI6W-CT-2004-516520.

[5] H. G. Hughes, R. E. Prael, et R. C. Little. Rapport Los Alamos, XTM-RN(U)97-012, Avril 1997.

[6] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, et C. Volant, *Phys. Rev. C* 66 (2002) 044615.

[7] P. E. Hodgson. *The Nucleon Optical Potential.* World Scientific, Singapore, 1994.

[8] P. Henrotte. *Extension du modèle de cascade intranucléaire pour les réactions de spallation. Thèse de doctorat.* Université de Liège, Faculté des Sciences, 2005.

[9] J. Cugnon et P. Henrotte, *Eur. Phys. J. A.* 16 (2003) 393.

[10] Y. Yariv et al. Intra-nuclear cascade models at low energy ? In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology,* Nice, France, Avril 2007.

[11] A. J. Koning, S. Hilaire, et M. Duijvestijn. *TALYS-0.64 A nuclear reaction program.* NRG Report 21297/04.62741/P FAI/AK/AK, Décembre 2004.

[12] N. Metropolis et al., *Phys. Rev.* 110 (1958) 204.

[13] P. E. Hodgson, E. Gadioli, et E. Erba Gadioli. *Introductory Nuclear Physics*. Clarendon Press, Oxford, 1997.

[14] G. R. Satchler. *Introduction to Nuclear Reactions*. The Macmillan Press LTD, 1980.

[15] P. Frobrich et R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. Clarendon Press, Oxford, 1996.

[16] H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Reactions*. John Wiley & Sons, INC., 1992.

[17] C. Mahaux et R. Sartor, *Adv. Nucl. Phys.* 20 (1991) 1.

[18] S. G. Nilson, *K. Danske Selsk. Mat. Phys. Medd.* 29 (1955) 16.

[19] J.-M. Lévy-Leblond. *Quantique, Rudiments*. InterEditions et CNRS, Paris, 1984.

[20] B. V. Carlson. A brief overview of nucleon-induced reactions. In *Workshop on Nuclear Data for Science & Technology : Accelerator Driven Waste Incineration*The Abdus Salam, International Centre for Theoretical Physics, Septembre 2001.

[21] *Handbook for calculations of nuclear reaction data : Refernce Input Parameter Library*. IAEA-TECDOC-1034, Août 1998.

[22] A. J. Koning et J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* 713 (2003) 231.

[23] E. Gadioli et P. E. Hodgson. *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions*. Clarendon Press, Oxford, 1992.

[24] A. S. Iljinov, M. V. Kazarnovsky, et E. Ya. Paryev. *Intermediate-Energy Nuclear Physics*. CRC Press, Inc., 1994.

[25] R. Balescu. *Equilibrium and Non Equilibrium Statistical Mechanics*. John Wiley and Sons, Inc., New York, 1975.

[26] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 478.

[27] H. Feshbach, A. Kerman, et S. Koonin, *Ann. Phys.* 125 (1980) 429.

[28] P. G. Young et M. B. Chadwick. *GNASH-FKK A Preequilibrium, Statistical Nuclear-Model Code for Calculation of Cross Sections and Emission Spectra*. ORNL, RSICC, PSR-125, Mai 1998.

[29] C. Kalbach-Cline, *Nucl. Phys. A* 210 (1973) 590–604.

[30] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* 33 (1986) 818.

[31] F. C. Williams jr., *Nucl. Phys. A* 166 (1971) 231.

[32] E. Běták et J. Doběs, *Zeit. Phys. A* 279 (1976) 319.

[33] J. Doběs et E. Běták, *Zeit. Phys. A* 310 (1983) 329.

[34] C. Kalbach. PRECO-D2 : Program for calculating preequilibrium and direct reaction double differential cross sections. Los Alamos National Laboratory Report, LA-10248-MS, 1985.

[35] C. Kalbach et F. M. Mann, *Phys. Rev. C* 23 (1981) 112–123.

[36] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 819.

[37] P. G. Young et M. B. Chadwick. Calculation of proton and neutron emission spectra from proton reactions with ^{90}zr and ^{208}pb to 160 mev with the gnash code. In *Intermediate Energy Nuclear Data : Models and Codes. Proceedings of a specialists' meeting*OECD, 30 mai-1 Juin 1994.

[38] T. Tamura, T. Udagawa, et H. Lenske, *Phys. Rev. C* 26 (1982) 379.

[39] H. Nishioka, H. A. Weidenmüller, et S. Yoshida, *Ann. Phys.* 183 (1988) 166.

[40] D. Agassi, H. A. Weidenmüller, et G. Mantzouranis, *Phys. Reports* 22 (1975) 145.

[41] R. Serber, *Phys. Reports* 72 (1947) 1114–1115.

[42] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* 131 (1963) 1801.

[43] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* 188 (1969) 1711.

[44] Y. Yariv et Z. Fraenkel, *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2227.

[45] Y. Yariv et Z. Fraenkel, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 488.

[46] A. Gilbert et A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.* 43 (1965) 1446.

[47] A.V. Ygnatyuk, G.N. Smirenkin, et A.S. Tishin, *Sov. J. Nucl. Phys.* 21 (1975) 255.

[48] J. Cugnon, T. Mizutani, et J. Vandermeulen, *Nucl. Phys. A* 352 (1981) 505–534.

[49] J. Cugnon et J. Vandermeulen, *Nucl. Phys. A* 445 (1985) 717.

[50] J. Cugnon, *Nucl. Phys. A* 462 (1987) 751–780.

[51] J. Cugnon et M.-C. Lemaire, *Nucl. Phys. A* 489 (1988) 781–802.

[52] J. Cugnon et C. Volant, *Z. Phys. A.* 334 (1989) 435–442.

[53] J. Cugnon, C. Volant, et S. Vuiller, *Nucl. Phys. A* 620 (1997) 475–509.

[54] J. Cugnon et al., *Nucl. Phys. A* 625 (1997) 729–757.

[55] J. Benlliure et al., *Nucl. Phys. A* 700 (2002) 469.

[56] J. Cugnon et al., *Nucl. Instr. Meth. B* 111 (1996) 215–220.

[57] J. Cugnon et al., *Phys. Rev. C* 56 (1997) 2431–2439.

[58] L. Dresner. Oak Ridge report, ORNL-TM-196, 1962.

[59] J. Benlliure et al., *Nucl. Phys. A* 628 (1998) 458.

[60] S. Furihata, *Nucl. Instr. Meth. B* 171 (2000) 251.

[61] http ://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw.

[62] G. Cattapan et L.S. Ferreira, *Phys. Reports* 362 (2002) 303–407.

[63] H. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D* 66 (2002) 010001.

[64] T. Koopman, *Physica* 1 (1934) 104.

[65] B. ter Haar et R. Malfliet, *Phys. Rev. C* 36 (1987) 1611.

[66] Y. Horikawa, M. Thies, et F. Lenz, *Nucl. Phys. A* 245 (1980) 386.

[67] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune, et C. Mahaux, *Phys. Rev. C* 25 (1976) 83.

[68] J.-P. Jeukenne, C. Mahaux, et R. Sartor, *Phys. Rev. C* 43 (1991) 2211.

[69] C. Mahaux et R. Sartor, *Nucl. Phys. A* 468 (1987) 193–236.

[70] R. W. Finlay et al., *Phys. Rev. C* 39 (1989) 804–817.

[71] P. H. Bowen et al., *Nucl. Phys.* 22 (1961) 640–662.

[72] R. W. Finlay et al., *Phys. Rev. C* 30 (1984) 796–806.

[73] J. Rapaport et al., *Nucl. Phys. A* 296 (1978).

[74] W. T. H. van Oers et al., *Phys. Rev. C* 10 (1974) 307–319.

[75] W. A. Richter et al., *Phys. Rev. C* 46 (1992) 1030–1044.

[76] C. H. Johnson, D. J. Horen, et C. Mahaux, *Phys. Rev. C* 36 (1987) 2252.

[77] G. Audi, A. H. Wapstra, et C. Thibault, *Nucl. Phys. A* 729 (2003) 337–676.

[78] S. Leray et al., *Phys. Rev. C* 65 (2002) 044621.

[79] M. Enke et al., *Nucl. Phys. A* 657 (1999) 317–339.

[80] M. M. Meier et al., *Nucl. Sc. Ener.* 110 (1992) 289.

[81] W.B. Amian et al., *Nucl. Sc. Ener.* 115 (1993) 1.

[82] X. Ledoux et al., *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 4412.

[83] J. A. McGill et al., *Phys. Rev. C* 29 (1984) 204.

[84] R. E. Chrien et al., *Phys. Rev. C* 21 (1980) 1014–1029.

[85] M. Blann et al. International code comparison for international energy nuclear data. OCDE, NEA, France, 1994.

[86] T. Enqvist et al., *Nucl. Phys. A* 686 (2001) 481–524.

[87] Y. E. Titarenko et al. Experimental and theoretical studies of the yields of residual product nuclei produced in thin Pb and Bi targets irradiated by 40-2600 MeV. Rapport final technique du projet ISTC n. 2002, 2004.

[88] T. E. Ward et al., *Phys. Rev. C* 24 (1998) 588.

[89] K. Miyano et al., *Nucl. Phys. A* 230 (1974) 98.

[90] C. Birattari et al., *Nucl. Phys. A* 166 (1971) 605.

[91] L. G. Jodra et N. Sugarman, *Phys. Reports* 99 (1955) 1470.

[92] Y. L. Beyec et M. Lefort, *Nucl. Phys. A* 99 (1967) 131.

[93] H. Gauvin, M. Lefort, et X. Tarrago, *Nucl. Phys.* 39 (1962) 447.

[94] S. D. Schery et al., *Nucl. Phys. A* 233 (1974) 109.

[95] Y. L. Beyec, M. Lefort, et J. Peter, *Nucl. Phys.* 88 (1966) 215.

[96] R. E. Bell et H. M. Skarsgard, *Can. J. Phys.* 34 (1956) 745.

[97] J. Kuhnhenn, *RCA* 89 (2001) 697.

[98] R. Michel et al., *NSTS* 2 (2002) 242.

[99] H. Noshad et al., *NST* 38 (2001) 901.

[100] P. J. Daly et P. F. D. Shaw, *Nucl. Phys.* 56 (1964) 322.

[101] A. Boudard et al., *Accepted for publication in Eur. Phys. J. A.*

[102] Th. Aoust et J. Cugnon, *Eur. Phys. J. A* 21 (2004) 79–85.

[103] Th. Aoust et J. Cugnon. Implementation of an isospin- and an energy-dependent nuclear mean field in the incl code. In *Proceedings of the International Workshop on Nuclear Data for the Transmutation of Nuclear Waste, ISBN 3-00-012276-1*, GSI-Darmstadt, Septembre 2003.

[104] D. R. F. Cochran et al., *Phys. Rev. D* 6 (1972) 3085–3116.

[105] http ://www.lanl.gov.

[106] http ://www.triumf.info.

[107] *MCNPX User's Manual, Version 2.5.0.* LA-CP-05-0369, D. B. Pelowitz Ed., Avril 2005.

[108] Th. Aoust et J. Cugnon, *Phys. Rev. C* 74 (2006) 064607.

[109] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics.* Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2000.

[110] B. Karaoglu et E. J. Moniz, *Phys. Rev. C* 33 (1986) 974.

[111] M. M. Sternheim et R. R. Silbar, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 24 (1974) 249–277.

[112] T.-S. H. Lee et R. P. Redwine, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 52 (2002) 23–63.

[113] L. Kisslinger, *Phys. Rev.* 98 (1955) 761.

[114] J. H. Koch et M. M. Sternheim, *Phys. Rev. C* 6 (1972) 1118–1120.

[115] M. Krell et T. Ericson, *Nucl. Phys. B* 11 (1969) 521.

[116] M. J. Johnson et G. R. Satchler, *Annals of Physics* 248 (1996) 134–169.

[117] R. H. Landau, S. C. Phatak, et F. Tabakin, *Annals of Physics* 78 (1973) 299–339.

[118] M. Ericson et T. Ericson, *Ann. Phys.* 36 (1966) 323.

[119] J. A. Carr, H. Mc Manus, et K. Stricker-Bauer, *Phys. Rev. C* 25 (1982) 952.

[120] J. N. Ginocchio et M. B. Johnson, *Phys. Rev. C* 21 (1980) 1056.

[121] G. R. Satchler, *Nucl. Phys. A* 540 (1992) 533–576.

[122] E. Friedman, *Phys. Rev. C* 28 (1983) 1264.

[123] S. Lena et S. Swain, *Phys. Rev. C* 55 (1997) 3015–3020.

[124] A. Ferrari et P. R. Sala. The physics of high energy reactions. In *Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety*International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, 15 April-17 May 1996.

[125] A. M. Lane, *Phys. Rev. Lett.* 8 (1962) 171.

[126] A. Boudard. Communication personnelle.

[127] N. J. DiGiacomo et al., *Phys. Rev. C* 31 (1985) 292–294.

[128] R. D. McKeown et al., *Phys. Rev. C* 24 (1981) 211–220.

[129] D. Ashery et al., *Phys. Rev. C* 23 (1981) 2173–2185.

[130] F. Binon et al., *Nucl. Phys. B* 17 (1970) 168–188.

[131] J. Martensson et al., *Phys. Rev. C* 62 (2000) 014610.

[132] J. F. Crawford et al., *Phys. Rev. C* 22 (1980) 1184–1196.

[133] R. Büchle et al., *Nucl. Phys. A* 515 (1990) 541–570.

[134] S. M. Levenson et al., *Phys. Rev. C* 28 (1983) 326–332.

[135] Y. Iwamoto et al., *Phys. Rev. C* 70 (2004) 024602.

[136] N. Nakai et al., *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 1446.

[137] R. J. Petersen et al., *Eur. Phys. J. A.* 69 (2001) 69.

[138] H. A. Khan, N. A. Khan, et R. J. Peterson, *Phys. Rev. C* 35 (1987) 645.

[139] T. Ericson et W. Weise. *Pions and Nuclei.* Clarendon Press, Oxford, 1988.

[140] A. S. Carroll et al., *Phys. Rev. C* 14 (1976) 635–638.

[141] M. Hirata, F. Lenz, et K. Yazaki, *Ann. Phys.* 108 (1977) 116.

[142] M. Hirata et al., *Ann. Phys.* 120 (1979) 205.

[143] K. Klingenbeck, M. Dillig, et M. G. Huber, *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 387.

[144] E. Oset et W. Weise, *Nucl. Phys. A* 319 (1979) 477.

[145] E. Oset et W. Weise, *Nucl. Phys. A* 329 (1979) 365.

[146] E. Oset, L. L. Salcedo, et D. Strottman, *Phys. Lett. B* 165 (1985) 13.

[147] F. E. Bertrand et R. W. Peelle, *Phys. Rev. C* 8 (1973) 1045.

[148] J. J. H. Menet et al., *Phys. Rev. C* 4 (1971) 1114.

[149] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, et C. Volant, *Nucl. Phys. A* 740 (2004) 95.

[150] M. C. Duijvestijn et A. J. Koning, *Ann. of Nucl. Energy* 33 (2006) 1196–1226.

[151] J. Raynal. Notes on ECIS94, 1994.

[152] M. C. Duijvestijn et A. J. Koning. Pre-equilibrium calculations with talys fir the fe, pb and u. In *Proceedings of the International Workshop on Nuclear Data for the Transmutation of Nuclear Waste, ISBN 3-00-012276-1*, GSI-Darmstadt, Septembre 2003.

[153] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* 32 (1985) 1157–1168.

[154] C. Kalbach. PRECO-2000 manual, Mars 2001.

[155] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 034606.

[156] O. Bersillon. Bruyères-le-Chatel Laboratory Progress Report, CEA-N-2037, Saclay, France, 1978.

[157] D. G. Madland. Recent results in the development of a global medium-energy nucleon-nucleus optical model potential. Proc. Specialists Meeting in Preequilibrium Reactions, Austria, NEANDC-245, 1988.

[158] C. Kalbach. PRECO program for calculating preequilibrium particle energy spectra. Centre D'Etude Nucléaire de Saclay, Rapport Interne DPh-N/BE/74/3, 1974.

[159] M. B. Chadwick et al., *Nucl. Sc. Ener.* 131 (1999) 293–328.

[160] C. Kalbach, *Z. Phys. A* 283 (1977) 401.

[161] R. E. Prael et M. Bozoian. Adaptation of the multistage preequilibrium model for the monte carlo method, 1988. LANL report LA-UR-88-3238.

[162] E. L. Hjort et al., *Phys. Rev. C* 53 (1996) 237.

[163] A. M. Kalend et al., *Phys. Rev. C* 28 (1983) 105.

[164] S. V. Förtsch et al., *Phys. Rev. C* 43 (1991) 691.

[165] W. Scobel et al., *Phys. Rev. C* 41 (1990) 2010.

[166] S. Stamer et al., *Phys. Rev. C* 47 (1993) 1647.

[167] M. B. Chadwick et P. Obložinský, *Phys. Rev. C* 50 (1994) 2490–2493.

[168] V. Blideanu et al., *Phys. Rev. C* 70 (2004) 014607.

[169] N. Soppera et al. JANIS-2 : An improved version of the nea java-based nuclear data information system. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, ND2004*, pp. 557–560, Santa Fe, New Mexico, USA, 2005.

[170] O. E. Shigaevet al. Technical Report 17. Khlopin Radiev. Inst., Rapport Leningrad, 1973.

[171] L. Kowalski et C. Stephan, *Journal de Physique* 24 (1963) 901.

[172] G. N. Flerov, V. P. Perelygin, et O. Otgonsuren, *Atomnaya Energiya* 33 (1972) 979.

[173] E. Gadioli et al., *Lettere al Nuovo Cimento* 2 (1969) 904.

[174] A. V. Ignatyuk et al., *Yadernaya Fizika* 40 (1984) 625.

[175] H. M. Steiner et J. A. Jungerman, *Physical Review* 101 (1956) 807.

[176] T. T. Sugihara, J. Roesmer, et J. W. Meadows Jr. , *Physical Review* 121 (1961) 1179.

[177] V. S. Bychenkov et al., *Yadernaya Fizika* 17 (1973) 947.

[178] A. A. Kotov et al. Experimental study of energetic dependence of heavy nuclei fission cross sections from intermediate proton energy. p. 229, 2002. Conf.Nucl.Spectrosc.Nucl.Struct.,Moscow,Russia,2002.

[179] H. Noshad, S. Soheyli, et M. Lamehi-Rachti, *J. of Nuclear Science and Technology, Tokyo* 38 (2001) 901.

[180] H. Trellue. Use of MCNPX/CINDER90 for residual nuclide production/decay. In *Neutrons for Science (NFS), SPIRAL2 Workshop*, GANIL, Caen, France, Décembre 2004.

[181] R. E. Prael et H. Lichtenstein. *User Guide to LCS : The Lahet Code System.*

[182] R. E. Prael et G. D. Madland. *The LAHET Code System with LAHET2.8.* LA-UR-00-2140.

[183] X-5 Monte Carlo Team. *MCNP - A general Monte Carlo N Particule Transport Code, Version 5, Volume I : Overview and Theory.* LA-UR-03-1987, 2003.

[184] I. Lux et L. Koblinger. *Monte Carlo Particle Transport Methods : Neutron and Photon Calculations.* CRC Press, Inc., 1991.

[185] R. E. Prael et al. New features for mcnpx. In *Workshop on Models and Codes for Spallation Neutron Sources*OECD, 18 Juillet 200.

[186] M. A. Lone et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 214 (1983) 333.

[187] Yu. V. Ryabov, G. K. Matushko, et V. N. slastnikov, *Z. Phys. A* 311 (1983) 363.

[188] B. Lott et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 414 (1998) 117.

[189] A. Letourneau et al., *Nucl. Instr. Meth. B* 170 (2000) 299–322.

[190] D. West et E. Wood, *Can J. of Phys.* 49 (1971) 2061–2072.

[191] D. West et E. Wood, *Can J. of Phys.* 49 (1971) 104.

[192] J. S. Fraser et J. C. D. Milton, *Phys. Canada* 21 (1965) 17.

[193] G. A. Bartholomew et P. R. Tunnicliffe eds. The AECL Study for an Intense Neutron - Generator (ING) (Technical Details), Atomic Energy of Canada Limited Report AECL 2600, 1966.

[194] S. Meigo et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 431 (1999) 521.

[195] S. Menard. Production de neutrons en cible épaisse par un faisceau de protons de haute énergie, 1988. Thèse de Doctorat, Institut de physique nucléaire Orsay, Université de Paris sud.

[196] K. van der Meer et al., *Nucl. Instr. Meth. B* 217 (2004) 202–220.

[197] C. Dams. Analyse van gamma-spectrometriegegevens van door 590 mev protonen bestraalde pb- en bi-schijven. Travail de Fin d'études, XIOS Hogeschool Limbourg, 2005.

[198] W. Haech et B. Verboomen, *Nucl. Sc. Ener.* 156 (2007) 1–17.

[199] A. G. Croff, *Nuclear Technology* 62 (1983).

[200] Th. Aoust, J. Cugnon, et W. Haeck. Actinide transmutation by spallation. In *Proceedings of the 12th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES05), ISBN 90-7697-110-2*, Bruxelles, Belgique, Août 2005.

[201] Th. Aoust, J. Cugnon, et J. Wagemans. Production of radiotoxic isotopes in proton-induced spallation reactions on thick LBE targets. recent extensions of the INCL model and experimental validation. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Nice, France, Avril 2007.

[202] G. Audi et al., *Nucl. Phys. A* 624 (1997) 1.

[203] J. S. Hendricks et al. MCNPX, version 26b. Rapport de Los Alamos, LA-UR-06-3248, 2006.

[204] H. Aït Abderrahim et al., MYRRHA pre-design file - draft 2. SCK CEN, Rapport R-4234, 2005.

[205] D. Maes, *Energy Conversion and Management* 47 (2006) 2710–2723.

[206] D. E. Cullen et al. Static and dynamic criticality : Are they different ? LLNL report UCRL-TR-201506, 2003.

[207] J. Lindhard et al., *Selsk. Mat. Fys. Medd.* 33 (1963) 10.

[208] M. Robinson, *J. of Nucl. Mat.* 216 (1994) 1.

[209] Annals of the icrp : Conversion coefficients fir use in radiological protection against external radiation. ICRP publication 74, 1995.

[210] K. H. Schmidt. New generation of measurements and model developments on nuclide production in spallation reactions. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Nice, France, Avril 2007.

[211] Th. Aoust et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 562 (2006) 810–813.

[212] Th. Aoust et al. The Liège intranuclear cascade model. present status. In *Proceedings of the Monte Carlo 2005 Topical Meeting, ISBN 0-89448-695-0*, Chattanooga, Tennessee, USA, Avril 2005.

[213] Th. Aoust et al. The Liège intranuclear cascade model. present status. In *Proceedings of the International Workshop on P&T and ADS Development, InWor for P&T and ADS (ADOPT), ISBN 9076971072*, Mol, Belgique, Octobre 2003.

[214] Th. Aoust et al. Influences of nucleon and pion mean fields of the description of spallation reactions. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Nice, France, Avril 2007.

[215] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, et P. Rabinowitz, *Phys. Rev.* 118 (1960) 791.

[216] J. M. Blatt et V. F. Weisskopf. *Theoretical Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, Inc., New York, 1952.

[217] F. Atchison. Spallation and fission in heavy metal nuclei under medium energy proton bombardment. Jul-Conf-34, 1980.

[218] X. Campi et J. Hüfner, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 2199.

[219] A. R. Junghans et al., *Nucl. Phys. A* 629 (1998) 635.