

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de L'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Ferhat Abbas, SETIF1

Faculté des Sciences



THÈSE DE DOCTORAT LMD

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

En : Physique Nucléaire

Spécialité : Matière et Rayonnements

Par : OMEIR LYES

Thème

**Élaboration d'une Bibliothèque de données nucléaires évaluées
pour la réaction (p,n)**

Soutenue publiquement, le **12/10/2024**, devant le jury composé de :

Pr MAOUCHE DJAMEL	Professeur à SETIF 1	Président
Pr AMRANI NAIMA	Professeur à SETIF 1	Directeur de Thèse
Dr BOUKHENFOUF WASSILA	MCA à SETIF 1	Examinatrice
Dr BENTRIDI SALAH-EDDINE	MCA à l'UDBKM	Examinateur
Dr YETTOU LEILA	MCA à l'USTHB	Examinatrice

"À la mémoire de mon père."

"À ma chère mère , pour son amour inconditionnel et son soutien indéfectible."

"À mon épouse et mes enfants, pour leur amour inconditionnel et leur soutien indéfectible, et pour leur patience infinie. "

"À mes amis et collègues, pour leur encouragement et leur amitié."

"À tous ceux qui ont contribué à ce projet, de près ou de loin."

"Avec gratitude et espoir pour l'avenir."

Remerciement

Avant tout, Je remercie énormément Dieu tout puissant de m'avoir aidé à la réalisation de cette thèse.

je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Professeur NAIMA AMRANI, pour ses conseils avisés, son soutien constant et sa patience tout au long de ces années de recherche. Sa rigueur scientifique et sa passion pour le sujet ont été une source d'inspiration et de motivation inestimable.

Je tiens à remercier Mr MAUCHE Djamel, Professeur à l'université de SETIF1 pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Je remercie également les membres du jury WASSILA BOUKHENFOUF Maître de conférence A à l'UFAS SETIF 1, SALAHEDDINE BENTRIDDI Maître de conférence A à l'université de KHEMIS MELIANA, YETTOU LEILA Maître de conférence A à l'USTHB, pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger mon travail et pour leurs remarques constructives qui contribueront à son amélioration.

Mes remerciements s'adressent également à tous les membres du laboratoire **LDAC HR** (Laboratoire Dosage Analyse Caractérisation à Haute Résolution) pour leur accueil chaleureux et leur esprit d'entraide. J'ai particulièrement apprécié les échanges fructueux et les discussions animées que nous avons eues au cours de ces années.

Je tiens à remercier tout particulièrement Alexander. You. Konobeyev, professeur chercheur à l'institut Karlsruhe de Technologie (Allemagne) , pour son aide précieux à différents moments de mon parcours doctoral. ses conseils, son soutien ont été d'une grande importance pour moi.

Je n'aurais pu accomplir ce travail sans le soutien indéfectible de ma famille et de mes amis. Je leur suis reconnaissant pour leurs encouragements constants, leur patience et leur compréhension.

Ce doctorat a été une aventure humaine et scientifique extraordinaire. Je suis reconnaissant envers toutes les personnes qui ont contribué à sa réussite. Mes sincères remerciements à tous.

Table des matières

Table des figures	i
Liste des tableaux	ix
Introduction Générale	1
1 Généralités sur les réactions nucléaires	4
1.1 Introduction	4
1.2 Historiques et Caractéristiques du Proton	4
1.2.1 Historiques	4
1.2.2 Caractéristiques physiques	5
1.3 Les différentes formes d'interaction dans la physique nucléaire	6
1.3.1 Réactions Directes	8
1.3.2 Noyau composé	8
1.3.3 Pré-équilibre	11
1.4 Bilan d'énergie d'une réaction nucléaire Q	12
1.4.1 Énergie seuil d'une réaction à Q négatif	12
1.5 La section efficace	12
1.5.1 Probabilité d'Interaction	14
1.5.2 Section Efficace Différentielle	15
1.5.3 Section Efficace Microscopique	15
1.5.4 Section Efficace Macroscopique	17
1.5.5 La Densité Neutronique	17
1.5.6 Le Flux Neutronique	17
1.5.7 Le Taux de Réaction	17
1.5.8 Le Libre Parcours Moyen	18
1.6 Les Sources de Neutrons	19
1.6.1 Les Réacteurs Nucléaires	19
1.6.2 Les Accélérateurs de Particules Chargées	19

1.6.3	Les sources de neutrons isotopiques	20
1.6.4	Les Sources à Fission Spontanée	20
1.7	Interaction Proton-Matière	20
1.7.1	le ralentissement	20
1.7.2	la Diffusion	22
1.7.3	Les Interactions Nucléaires	25
1.8	L'utilité de La Réaction (p,n)	29
1.8.1	Production de Neutrons	29
1.8.2	Radiothérapie	30
1.8.3	Analyse des Matériaux	30
1.8.4	Caractérisation des Noyaux	30
1.8.5	Production de Radio-isotopes	30
1.8.6	Sécurité Nucléaire	30
2	Modèles Théoriques Et Calculs Nucléaires	31
2.1	Introduction	31
2.2	Le Modèle Optique	33
2.2.1	Le Potentiel Optique	33
2.2.2	Coefficients de transmission	41
2.2.3	Densité de Niveaux	43
2.3	Le Modèle du Noyau Composé	46
2.4	Le Modèle de Pré-équilibre	51
2.4.1	La section efficace de réaction (p,b) ou (n,b)	55
2.5	Codes de calcul	56
2.5.1	Code Talys 1.96	56
3	Résultats et Discussions	62
3.1	Étude Systématique des Réactions (p,n)	62
3.2	Formalisme et paramètres du modèle	63
3.3	Fonction d'excitation (p,n) de la Réaction Expérimentale et Énergies de Seuil	68
3.4	Les Paramètres statistiques \sum et χ^2	69
3.5	La formule pour le calcul des sections efficaces de la réaction (p,n) pour une énergie $E_p = 12,4$ MeV	76
3.5.1	Noyaux avec un seuil de réaction (p, 2n) supérieur à 12,4 MeV . . .	76
3.5.2	Noyaux avec le seuil de réaction (p, 2n) inférieur à 12,4 MeV	78

Conclusion Générale	125
Bibliographie	127

Table des figures

1.1	Représentation schématique de la composition en quarks de valence d'un proton, avec deux quarks u et un quark d	5
1.2	Diagramme de Feynman d'une capture électronique.	6
1.3	Le schéma d'interactions nucléaires.	7
1.4	Schéma d'une excitation de type particule-trou.	11
1.5	Interaction des Rayonnement avec la matière.	13
1.6	Schéma simplifié relatif à la notion de section efficace.	14
1.7	Section efficace différentielle angulaire.	15
1.8	Section efficace Microscopique.	16
1.9	Atténuation des Projectiles par un écran d'épaisseur Δx	18
1.10	Schéma du principe de production des neutrons dans un accélérateur.	19
1.11	Pouvoir d'Arrêt et Effet de Bragg.	22
1.12	Diffusion élastique.	23
1.13	Diffusion inélastique.	23
1.14	Réactions de capture protonique.	27
1.15	Réactions de fusion proton-proton.	28
1.16	Principe de la réaction de spallation utilisé comme source de neutron SINQ.	29
2.1	La Succession des modèles nucléaires.	32
2.2	Dépendance radiale du potentiel optique phénoménologique.	35
2.3	Dépendance énergétique des profondeurs de puits du potentiel optique central.	35
2.4	la dépendance en énergie adoptée ici pour les composantes du OMP pour des protons incidents sur du ^{27}Al	41
2.5	Flux de réaction dans le modèle exciton	53
2.6	Processus de pré-équilibre décrit par le modèle exciton.	53
2.7	les modèles nucléaires utilisés par Talys.	57
2.8	fichier Input simple de TALYS.	60

2.9	la modélisation des réactions nucléaires dans Talys.	61
3.1	La section efficace non-élastique calculée	67
3.2	La section efficace non-élastique calculée via ECIS-06 implémenté sous Talys 1.96 [2] pour les noyaux stable dont la masse est $37 \leq A \leq 209$	68
3.3	La section efficace de réaction (p,n) pour 109 noyaux de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ à l'énergie incidente du proton de 7,5 MeV obtenue à partir de l'analyse des données expérimentales (tableau 3.1) et calculée par systématique, équations (3.19) en fonction du paramètre (N-Z)/A.	74
3.4	Rapport des sections efficaces de réaction (p, n) expérimentales et calculées pour les noyaux dans la plage $37 \leq A \leq 209$	75
3.5	les sections efficaces non élastiques calculées par [1].	77
3.6	Les sections efficaces non-élastique calculée pour les noyaux stable dont la masse est $37 \leq A \leq 209$ à une énergie incidente du proton autours de 12,4 MeV.	77
3.7	La section efficace de réaction (p,n) pour des noyaux de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ à l'énergie incidente du proton de 12,4 MeV obtenue à partir de l'analyse des données expérimentales (tableau 3.5) et calculée par systématique, équations (3.29) et (3.34) en fonction du paramètre (N-Z)/A.	83
3.8	Section efficace de la réaction ${}^{37}_{17}\text{Cl}(p, n){}^{37}_{18}\text{Ar}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	84
3.9	Section efficace de la réaction ${}^{43}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{43}_{21}\text{Sc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	85
3.10	Section efficace de la réaction ${}^{44}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{44}_{21}\text{Sc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	86
3.11	Section efficace de la réaction ${}^{47}_{22}\text{Ti}(p, n){}^{47}_{23}\text{V}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	87
3.12	Section efficace de la réaction ${}^{48}_{22}\text{Ti}(p, n){}^{48}_{23}\text{V}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	88
3.13	Section efficace de la réaction ${}^{51}_{23}\text{V}(p, n){}^{51}_{24}\text{Cr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	88

3.14	Section efficace de la réaction ${}^{52}_{24}\text{Cr}(p, n){}^{51}_{25}\text{Mn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	89
3.15	Section efficace de la réaction ${}^{55}_{25}\text{Mn}(p, n){}^{55}_{26}\text{Fe}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	89
3.16	Section efficace de la réaction ${}^{56}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{56}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	90
3.17	Section efficace de la réaction ${}^{57}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{57}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	90
3.18	Section efficace de la réaction ${}^{58}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{58}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	91
3.19	Section efficace de la réaction ${}^{59}_{27}\text{Co}(p, n){}^{59}_{28}\text{Ni}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	91
3.20	Section efficace de la réaction ${}^{61}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{61}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	92
3.21	Section efficace de la réaction ${}^{62}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{62}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	92
3.22	Section efficace de la réaction ${}^{64}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{64}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	93
3.23	Section efficace de la réaction ${}^{63}_{29}\text{Cu}(p, n){}^{63}_{30}\text{Zn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	93
3.24	Section efficace de la réaction ${}^{65}_{29}\text{Cu}(p, n){}^{65}_{30}\text{Zn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	94
3.25	Section efficace de la réaction ${}^{67}_{30}\text{Zn}(p, n){}^{67}_{31}\text{Ga}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	94

3.26	Section efficace de la réaction ${}^{68}_{30}\text{Zn}(p, n){}^{68}_{31}\text{Ga}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	95
3.27	Section efficace de la réaction ${}^{69}_{31}\text{Ga}(p, n){}^{69}_{32}\text{Ge}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	95
3.28	Section efficace de la réaction ${}^{72}_{32}\text{Ge}(p, n){}^{72}_{33}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	96
3.29	Section efficace de la réaction ${}^{74}_{32}\text{Ge}(p, n){}^{74}_{33}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	96
3.30	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{76}_{32}\text{Ge}(p, n){}^{76}_{33}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	97
3.31	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{75}_{33}\text{As}(p, n){}^{75}_{34}\text{Se}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	97
3.32	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{77}_{34}\text{Se}(p, n){}^{76}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	98
3.33	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{80}_{34}\text{Se}(p, n){}^{80}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	98
3.34	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{82}_{34}\text{Se}(p, n){}^{82}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	99
3.35	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{79}_{35}\text{Br}(p, n){}^{79}_{36}\text{Kr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	99
3.36	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{81}_{35}\text{Br}(p, n){}^{81}_{35}\text{Kr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	100
3.37	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{83}_{36}\text{Kr}(p, n){}^{83}_{37}\text{Rb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	100

3.38	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{84}_{36}Kr(p, n){}^{84}_{37}Rb$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	101
3.39	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{85}_{37}Rb(p, n){}^{85}_{38}Sr$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	101
3.40	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{87}_{38}Sr(p, n){}^{87}_{39}Y$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	102
3.41	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{88}_{38}Sr(p, n){}^{88}_{39}Y$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	102
3.42	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{89}_{39}Y(p, n){}^{88}_{40}Zr$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	103
3.43	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{96}_{40}Zr(p, n){}^{96}_{41}Nb$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	103
3.44	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{93}_{41}Nb(p, n){}^{93}_{42}Mo$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	104
3.45	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{92}_{42}Mo(p, n){}^{92}_{43}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	104
3.46	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{94}_{42}Mo(p, n){}^{94}_{43}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	105
3.47	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{95}_{42}Mo(p, n){}^{95}_{43}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	105
3.48	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{96}_{42}Mo(p, n){}^{96}_{43}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	106
3.49	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{98}_{42}Mo(p, n){}^{98}_{43}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	106

3.50	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{42}^{100}Mo(p, n){}_{43}^{100}Tc$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	107
3.51	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{44}^{99}Ru(p, n){}_{45}^{99}Rh$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	107
3.52	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{44}^{100}Ru(p, n){}_{45}^{100}Rh$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	108
3.53	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{44}^{101}Ru(p, n){}_{45}^{101}Rh$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	108
3.54	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{44}^{102}Ru(p, n){}_{45}^{102}Rh$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	109
3.55	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{44}^{104}Ru(p, n){}_{45}^{104}Rh$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	109
3.56	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{45}^{103}Rh(p, n){}_{46}^{103}Pd$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	110
3.57	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{47}^{107}Ag(p, n){}_{48}^{107}Cd$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	110
3.58	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{47}^{109}Ag(p, n){}_{48}^{109}Cd$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	111
3.59	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{48}^{110}Cd(p, n){}_{49}^{110}In$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	111
3.60	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{48}^{111}Cd(p, n){}_{49}^{111}In$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	112
3.61	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{49}^{113}In(p, n){}_{50}^{113}Sn$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	112

3.62	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{51}^{121}Sb(p, n){}_{52}^{121}Te$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	113
3.63	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{52}^{123}Te(p, n){}_{53}^{123}I$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	113
3.64	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{52}^{128}Te(p, n){}_{53}^{128}I$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	114
3.65	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{53}^{127}I(p, n){}_{54}^{127}Xe$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	114
3.66	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{55}^{133}Cs(p, n){}_{56}^{133}Ba$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	115
3.67	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{58}^{142}Ce(p, n){}_{59}^{142}Pr$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	115
3.68	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{59}^{141}Pr(p, n){}_{60}^{141}Nd$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	116
3.69	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{60}^{150}Nd(p, n){}_{61}^{150}Pm$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	116
3.70	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{62}^{147}Sm(p, n){}_{63}^{147}Eu$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	117
3.71	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{64}^{152}Gd(p, n){}_{65}^{152}Tb$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	117
3.72	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{64}^{160}Gd(p, n){}_{65}^{160}Tb$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	118
3.73	Fonction d'excitation de la réaction ${}_{65}^{159}Tb(p, n){}_{66}^{159}Dy$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	118

3.74	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{165}_{67}Ho(p, n){}^{165}_{68}Er$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	119
3.75	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{168}_{68}Er(p, n){}^{168}_{69}Tm$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	119
3.76	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{169}_{69}Tm(p, n){}^{169}_{70}Yb$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	120
3.77	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{180}_{72}Hf(p, n){}^{180}_{73}Ta$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	120
3.78	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{181}_{73}Ta(p, n){}^{181}_{74}W$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	121
3.79	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{186}_{74}W(p, n){}^{186}_{75}Re - g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	121
3.80	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{192}_{76}Os(p, n){}^{192}_{77}Ir$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	122
3.81	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{198}_{78}Pt(p, n){}^{198}_{79}Au - g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	122
3.82	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{197}_{79}Au(p, n){}^{197}_{80}Hg - g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	123
3.83	Fonction d'excitation de la réaction ${}^{209}_{83}Bi(p, n){}^{209}_{84}Po$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.	123

Liste des tableaux

2.1	Les différents paramètres v^n du modèle optique pour les neutrons	38
2.2	Les différents paramètres v^p du modèle optique pour les Protons	40
3.1	Sections efficaces expérimentales de la réaction (p, n) pour une énergie de 7,5 MeV, ($\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$) Section efficace calculée, le taux $7,5/E_{th}$, σ_{sys} à partir de l'eq (3.19), et la valeur du $\sum = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2$	70
3.2	révèle les valeurs d'ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.19), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])	75
3.3	Comparaison avec des résultats antérieurs	76
3.4	montre les valeurs d'ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.19), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])	78
3.5	Sections efficaces expérimentales de la réaction (p, n) pour une énergie de 12,4 MeV ($\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$), Section efficace calculée σ_{sys} , à partir de l'eq (3.29) et l'eq (3.34), et la valeur du $\sum = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2$	79
3.6	révèle les valeurs d'ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.34), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])	82

Introduction Générale

L'étude des réactions nucléaires provoquées par des protons, en particulier, suscite un intérêt particulier depuis de nombreuses années. Cette attention croissante s'explique par la nécessité grandissante de disposer de données nucléaires précises pour les domaines d'application. De plus, la compréhension complète de l'interaction entre un proton et un noyau incite les chercheurs, tant expérimentateurs que théoriciens, à développer des méthodes et des modèles toujours plus précis. Les Observations issues de l'expérimentation constituent un élément crucial pour valider et affiner les modèles nucléaires. Ces modèles, conçus pour analyser les interactions nucléaires, s'avèrent d'une importance capitale pour la compréhension de ces phénomènes complexes. En retour, ils permettent de pallier l'absence de données inaccessibles à l'expérimentation directe. L'alliance théorie-expérience est la clé d'évaluations nucléaires fiables et rapides, donc la combinaison des approches théorique et expérimentale s'avère essentielle pour réaliser des recherches méthodiques et approfondies aboutissant à des analyses précises et efficaces des données nucléaires. Cette étude vise à créer une bibliothèque de données nucléaires pour la réaction (p,n) à des énergies incidentes du proton de 7,5 et 12,4 MeV. Cette initiative permettra d'apprécier l'exactitude des multiples paramétrisations des modèles théoriques existants et extrapoler les calculs théoriques à des cas inaccessibles expérimentalement. Nous espérons que cette étude sert à améliorer la précision des prédictions des modèles nucléaires et élargir le champ d'application de ces modèles à des situations non mesurables ainsi que la contribution à la compréhension fondamentale des interactions nucléaires. Des étapes très importantes qu'on doit réaliser tel que la collecte et compilation de données expérimentales relatives à la réaction (p,n) aux énergies sélectionnées, ensuite une évaluation et validation des données pour garantir leur fiabilité et finalement pour arriver à la phase finale de ce travail qui est le développement d'une bibliothèque de données nucléaires accessible à la communauté scientifique. Les réactions nucléaires provoquées par des protons d'énergies 7,5 et 12,4 MeV amènent un intérêt particulier auprès des expérimentateurs et des théoriciens. Cet engouement s'explique par l'importance et la diversité de leurs applications dans plusieurs domaines scientifiques et technologiques, notamment

la médecine (production de radio-isotopes pour la radiothérapie et le diagnostic) et la physique des particules (étude des interactions fondamentales entre les particules.), et recherche nucléaire (développement de technologies de production d'énergie et de réacteurs nucléaires). Ainsi dans autres domaines : archéologie, géologie, astrophysique, etc. La nécessité de comprendre les mécanismes des réactions nucléaires est fondamental dans plusieurs domaines, notamment dans la technologie des réacteurs nucléaires.. Notre étude théorique vise à explorer ces réactions dans une gamme d'énergie d'intérêt important, en utilisant une combinaison de modèles complémentaires tel que modèle statistique d'évaporation qui décrit l'émission de particules après la formation d'un noyau composé excité et le modèle optique qui simule l'interaction des protons avec le noyau cible. Et enfin le modèle pré-équilibre (modèle exciton) qui prend en compte les processus de relaxation pré-équilibre dans le noyau excité. Le processus de paramétrisation consiste à ajuster les paramètres internes des modèles pour qu'ils correspondent au mieux aux données expérimentales disponibles. Ce processus est important pour garantir la précision et la fiabilité des simulations réalisées. La paramétrisation de ces modèles s'articule autour de trois axes principaux : la densité de niveaux, la densité d'états exciton, les paramètres du potentiel nucléaire d'interaction. La reproduction des données nucléaires disponibles est la base de cette étude paramétrique. Cependant, Le calcul théorique exige un investissement significatif en temps pour l'entrée des données, l'examen cas par cas et l'analyse des résultats afin de reproduire les observations expérimentales. L'automatisation des études paramétriques facilitera la reproduction des données nucléaires avec une efficacité et une précision accrues, ce qui permettra de mieux comprendre les réactions nucléaires et d'envisager des applications pratiques dans divers secteurs.

Des recherches approfondies et systématiques offrent des perspectives prometteuses pour surmonter les défis de cette modélisation théorique, en vue d'un calcul rapide et fiable. Nous avons proposé de mener une étude sur les réactions de type (p, n) . Le travail est divisé en trois parties. Le premier chapitre présente quelques concepts sur l'interaction des protons avec la matière. On s'intéresse aux propriétés du proton et aux différentes formes d'interactions.la définition de la section efficace, qui s'avère indispensable pour l'analyse et la modélisation de ces interactions. Le chapitre 2 présente les différents modèles de réactions nucléaires, y compris le modèle d'évaporation statistique et le modèle de pré-équilibre. Ce chapitre fournit un rappel du modèle optique pour la description de la formation du noyau composé.

En effet, l'influence de l'énergie de réaction Q , de la température nucléaire T et de la barrière coulombienne V_b sur les sections efficaces intégrées est soulignée par le modèle statistique d'évaporation et le modèle de pré-équilibre. Ces modèles permettent d'étudier systématiquement l'impact de ces paramètres sur les sections efficaces et d'en déduire

des conclusions importantes. Le modèle de la gouttelette de Swiateki et Myers offre une description détaillée des sections efficaces, en tenant compte de divers effets tels que l'asymétrie, l'énergie coulombienne, l'asymétrie de surface, l'asymétrie d'anharmonicité, la redistribution de l'énergie coulombienne et la diffusivité coulombienne. En s'appuyant sur l'étude de la dépendance des données expérimentales aux différents termes du modèle de la gouttelette, l'objectif est d'établir des expressions systématiques pour les réactions nucléaires, Ce qui permettra d'améliorer la description théorique des réactions nucléaires et d'affiner les simulations numériques.

Dans le troisième chapitre nous présentons des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (p, n) à des énergies autour de 7,5 et 12,4 MeV pour les isotopes dont le nombre de masse compris entre 37 et 209. Les études systématiques des fonctions d'excitations étudiées seront comparées aux données expérimentales tirées de la bibliothèque EXFOR et aux résultats des calculs par le code Talys1.96.

L'étude de la réaction (p,n) a été basée sur le modèle statistique d'évaporation et de pré-équilibre (model exciton) en utilisant le code TALYS 1.96. Pour tous les noyaux cibles, les paramètres du modèle optique utilisés sont ceux proposés par Koning et Delaroche pour les neutrons et les protons. Ces paramètres nous donnent la possibilité de calculer les coefficients de transmission en utilisant le module ECIS06 du code TALYS 1.96. Le modèle de Gilbert et Cameron a été utilisé pour déterminer la densité de niveaux. Une conclusion générale sera présentée à la fin de cette thèse.

Chapitre 1

Généralités sur les réactions nucléaires

1.1 Introduction

Une réaction nucléaire est une interaction entre deux noyaux, une particule et un noyau, ou deux particules, dans laquelle les forces nucléaires entrent en jeu. Lorsque deux particules se rencontrent, l'une d'entre elles peut être excitée ou modifiée, voire engendrer de nouvelles particules ou noyaux. Il est nécessaire que le projectile ait une quantité adéquate d'énergie pour déclencher ces réactions nucléaires. Pour cette raison, les accélérateurs de particules sont utilisés pour fournir au projectile l'énergie requise. Les particules neutres, comme les neutrons ou les photons, sont produits de façon indirecte (réacteur nucléaire, rayonnement synchrotron, etc...). Les réactions nucléaires sont un puissant moyen d'étudier et de créer des noyaux. Ils permettent de sonder la structure et les caractéristiques du noyau et de synthétiser des noyaux utiles pour des applications industrielles ou médicales [4].

1.2 Historiques et Caractéristiques du Proton

1.2.1 Historiques

Le proton est une particule fondamentale qui constitue, avec le neutron et l'électron, les trois briques élémentaires de l'atome. Il est indispensable à la structure de la matière et joue un rôle clé dans les réactions nucléaires. Il a été découvert en 1919 par Ernest Rutherford, lors de ses célèbres expériences de diffusion alpha. Il a réalisé que le noyau de l'atome contenait des particules chargées positivement, qu'il a appelées "protons" en utilisant le terme grec "protos", qui signifie "premier". La compréhension de la structure du noyau atomique et des interactions entre protons et neutrons a été facilitée par la décou-

verte du proton. La théorie de la structure nucléaire a été fondée sur cette découverte. La compréhension des protons a été améliorée grâce à l'utilisation de la théorie quantique, en particulier du modèle standard de la physique des particules. Les avancées technologiques dans les accélérateurs de particules ont donné lieu à une étude accrue des protons. Les propriétés des protons, leurs relations avec d'autres particules et la structure nucléaire peuvent être étudiées plus en détail dans ces installations. Aujourd'hui, la connaissance approfondie des protons est essentielle pour comprendre les propriétés de la matière, la structure des atomes. . . [5].

1.2.2 Caractéristiques physiques

Le proton est un fermion de spin (1/2). Il est composé de trois quarks de valence, ce qui en fait un baryon. Les deux quarks up et le quark down du proton sont liés par l'interaction forte, transmise par des gluons. En plus de ces trois quarks de valence (qui déterminent les nombres quantiques de la particule) et des gluons, le proton, comme les autres hadrons, est constitué d'une « mer » de paires de quarks-antiquarks virtuels qui apparaissent et disparaissent en permanence. Les nombres quantiques de ces paires virtuelles s'annulent en moyenne et ne contribuent pas à ceux du proton ; en revanche, la masse du proton provient principalement de la masse de ces paires virtuelles. [6].

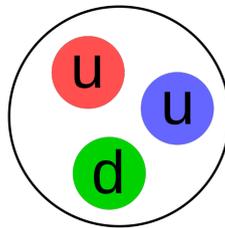


Figure 1.1: Représentation schématique de la composition en quarks de valence d'un proton, avec deux quarks u et un quark d

Les protons et les neutrons, qui sont appelés nucléons, sont liés par la force nucléaire forte pour former le noyau d'un atome. L'hydrogène, le plus simple des éléments, a un noyau constitué d'un seul proton. Les isotopes plus lourds de l'hydrogène, le deutérium et le tritium, ont un proton lié à un ou deux neutrons, respectivement. Le nombre de protons dans un noyau détermine les propriétés chimiques de l'atome et donc l'élément chimique qu'il représente.

La masse du proton est égale à environ 1,007276 u, soit à peu près 938,2720 MeV ou $1,672 \times 10^{-27}$ kg. Sa charge électrique est très exactement égale à une charge élémentaire positive (e), soit $+1,602176 \times 10^{-19}$ C ; La charge électrique du proton est égale à la somme

des charges électriques de ses quarks : celle de chaque quark up vaut $+\frac{2e}{3}$ et celle du quark down vaut $-\frac{e}{3}$. Le proton semble être stable. Sa demi-vie est expérimentalement mesurée comme supérieure à $6,6 \times 10^{35}$ ans. Sa durée de vie moyenne est au minimum de l'ordre de $2,1 \times 10^{29}$ ans. En revanche, les protons peuvent se transformer en neutrons par capture électronique. Ce processus n'est pas spontané et nécessite un apport d'énergie. La réaction émet un neutron ainsi qu'un neutrino électronique [6] :

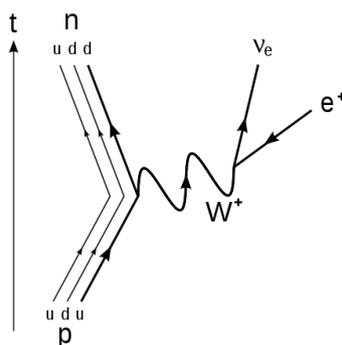
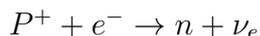


Figure 1.2: Diagramme de Feynman d'une capture électronique.

Le processus est réversible : les neutrons peuvent se transformer en protons par désintégration bêta, une forme de désintégration radioactive. De fait, un neutron libre se désintègre de cette façon avec une durée de vie moyenne d'environ 15 minutes [6, 7].

1.3 Les différentes formes d'interaction dans la physique nucléaire

Selon l'énergie du projectile incident, plusieurs types d'interactions nucléaires peuvent être observés [8]. L'interaction entre l'onde incidente et la cible se limite aux phases de réflexion et d'absorption dans la voie d'entrée. La cible est assimilée à un puits de potentiel complexe avec une partie réelle diffuse et une partie imaginaire qui absorbe. Par conséquent, une partie de l'onde incidente est dispersée à la surface, ce qui est appelé diffusion élastique potentielle ou diffusion élastique en forme. La cible absorbe une autre partie, ce qui est appelé absorption. La partie de l'onde absorbée est la base de la seconde phase de l'interaction. L'énergie de la particule incidente peut être suffisamment élevée pour se dissiper sur l'ensemble des nucléons de la cible. Deux types d'interactions peuvent avoir lieu : les interactions directes et les interactions semi-directes.. Dans le cas contraire, lorsque la particule incidente possède suffisamment d'énergie pour interagir avec tous les nucléons de la cible, elle y reste suffisamment longtemps pour que le système formé par

le projectile et la cible perdent la mémoire de sa formation [9]. Tous les nucléons de la cible reçoivent toute l'énergie du projectile. Lorsque la particule incidente et la cible ne constituent qu'une seule entité, on parle de noyau composé. Le noyau composé est constamment dans un état excité. Ce noyau peut être désexcité de différentes manières, telles que la diffusion élastique, la diffusion inélastique, l'émission d'une particule différente de celle du projectile, l'émission radiative ou la fission.

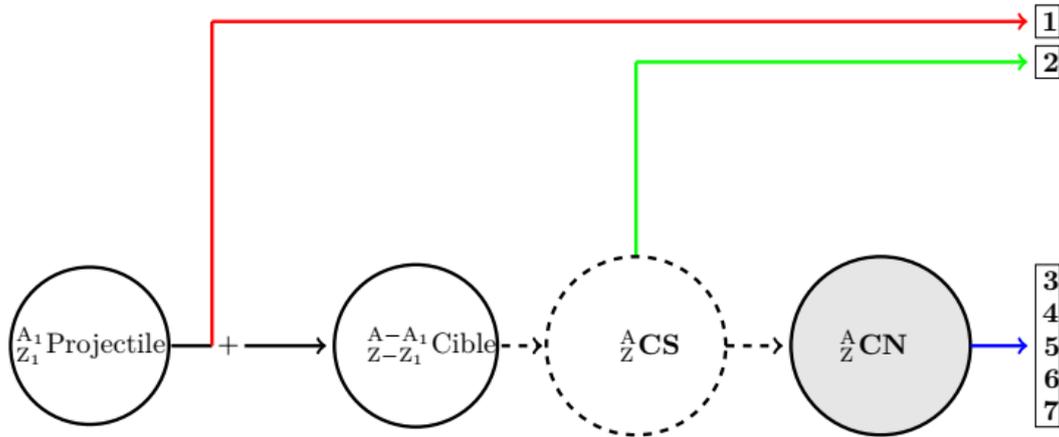


Figure 1.3: Le schéma d'interactions nucléaires.

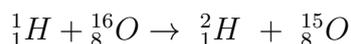
Le schéma montre les différentes étapes de l'interaction entre une particule incidente et une cible. L'onde associée à la particule incidente est représentée par les flèches noires pleines. La diffusion directe par le potentiel est représentée par la flèche rouge. La désexcitation du système composé (CS) est représentée par la flèche verte. La désexcitation du noyau composé (CN) est représentée par la flèche bleue.

Les chiffres 1 à 7 sur la Figure 1.3 représentent les différents modes de désexcitation. On peut distinguer :

- Les phénomènes qui sont directs ou semi-directs.
 1. La diffusion élastique potentielle ;
 2. Les autres réactions directes et semi-directes (la capture, les diffusions inélastiques, etc.) ;
- Les phénomènes dits du noyau composé
 3. La diffusion élastique composée ;
 4. La désexcitation radiative ;
 5. L'émission de particule (si énergiquement possible) ;
 6. La fission (s'il y a lieu) ;
 7. Les diffusions inélastiques.

1.3.1 Réactions Directes

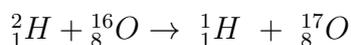
Dans une réaction directe ou semi-directe, le proton ou le neutron interagit directement avec un ou plusieurs nucléons du noyau cible avec une échelle de temps extrêmement rapide, soit de l'ordre de $10^{-22}s$. Ce sont des réactions périphériques, c'est à dire à grand paramètre d'impact dans lesquelles le projectile effleure la cible. Ce type de processus implique que le projectile interagit avec un ou plusieurs nucléons de la cible. Des données sur la structure nucléaire peuvent être recueillies grâce à ces réactions. La réaction directe la plus simple est la diffusion inélastique, où le noyau cible est dans un état excité après la réaction. Lors de la diffusion inélastique, l'énergie du projectile est transférée au noyau cible, ce qui peut provoquer l'excitation d'états collectifs. Les réactions d'échange de charge, quant à elles, impliquent un échange de protons ou de neutrons entre le projectile et la cible, ce qui entraîne une modification de la charge électrique du noyau cible. Beaucoup de réactions de type (p, n) ou (3He , 3H) ont été étudiées. Dans les réactions de transfert, un ou plusieurs nucléons sont transférés de la cible vers le projectile ou vice versa. Lorsque le transfert a lieu de la cible vers le projectile, on parle de réaction de pick-up. Lorsque cela se passe du projectile à la cible, on parle de réaction de stripping. L'énergie de bombardement est en général au voisinage ou un peu au-dessus de la barrière coulombienne. Un exemple d'une réaction de pick-up est la réaction (p, d) O16. Dans cette réaction, un proton (p) frappe un noyau d'oxygène 16 (O16) et un neutron (n) est transféré du noyau cible au projectile. Les produits de la réaction sont un deutéron (d) et un noyau d'oxygène 15 (O15).



Le processus de cette réaction se déroule en deux étapes :

Le proton s'approche du noyau d'oxygène 16. Le proton interagit avec un neutron du noyau cible, et le neutron est transféré au projectile.

En revanche, la réaction suivante est une réaction de stripping où un neutron est arraché au projectile et transféré à la cible [4].



1.3.2 Noyau composé

Lorsque une particule incidente pénètre dans un noyau cible avec un paramètre d'impact beaucoup plus petit que le rayon nucléaire, il y aura une forte probabilité d'interagir avec l'un des nucléons de la cible, éventuellement par une simple diffusion. Le nucléon cible, qui est dévié, et la particule incidente (désormais avec moins d'énergie) peuvent chacun effectuer des collisions successives avec d'autres nucléons. Après plusieurs de ces interactions, l'énergie incidente se répartit entre de nombreux nucléons du système com-

biné du projectile et de la cible. De telles réactions ont un état intermédiaire défini, après l'absorption de la particule incidente mais avant l'émission de la particule (ou des particules) sortante(s). Cet état intermédiaire est appelé le noyau composé. Symboliquement, la réaction $a + X \rightarrow Y + b$ devient

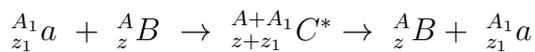


ou C^* indique le Noyau Composé. Par considération, la réaction qui se déroule par l'intermédiaire du noyau composé est un processus en deux étapes : la formation, puis la décroissance ultérieure du noyau composé. Un noyau composé donné peut se désintégrer de différentes manières, et l'hypothèse fondamentale du modèle du noyau composé des réactions nucléaires est que la probabilité relative de désintégration en un ensemble spécifique de produits finals est indépendante du mode de formation du noyau composé. La probabilité de désintégration dépend uniquement de l'énergie totale fournie au système ; en effet, le noyau composé "oublie" le processus de formation et se désintègre principalement en suivant des règles statistiques [10].

1.3.2.1 La diffusion

Une particule du même type que le projectile est recueillie dans la voie de sortie d'une réaction de diffusion. Il existe deux catégories de diffusion : la diffusion élastique et la diffusion non élastique.

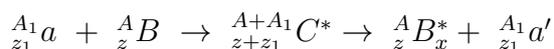
La diffusion élastique Le projectile est absorbé par la cible pendant la diffusion élastique, ce qui lui donne le temps de former un noyau composé. Le noyau composé émet une particule de la même nature et d'une même énergie. Il est possible de résumer le processus de la manière suivante :



Où ${}_{z_1}^{A_1}a$ et ${}_z^A B$ sont respectivement le projectile et la cible (ou noyau résiduel). La charge et le nombre de masse de la cible (ou noyau résiduel) sont respectivement z et A . Pour le projectile (ou éjectile), ils sont respectivement z_1 et A_1 . Le noyau ${}_{z+z_1}^{A+A_1}C^*$ représente le noyau composé éventuellement excité avec $z + z_1$ et $A + A_1$ comme charge et nombre de masse.

La diffusion inélastique la diffusion inélastique et la diffusion élastique partagent des similarités dans leur nature physique, mais se distinguent par un élément important : l'énergie des particules émises dans le centre de masse. Ainsi, une partie de l'énergie du projectile a été transférée à la cible, qui reste dans un état excité du NC. Si l'état d'équilibre du noyau résiduel après la diffusion du noyau composé correspond à son premier état excité, on parle de diffusion inélastique de niveau 1. Si la cible est dans l'état d'équilibre de niveau 2, on parle de diffusion inélastique de niveau 2. Il est possible de résumer le

processus de la manière suivante :



Où ${}_{z_1}^{A_1}a$ et ${}_z^A B$ sont respectivement le projectile et la cible. Les particules ${}_{z_1}^{A_1}a'$ et ${}_z^A B_x^*$ sont le projectile et le noyau résiduel dans son état excité x. La charge et le nombre de masse de la cible sont respectivement z et A. Pour le projectile, ils sont respectivement z_1 et A_1 . Le noyau ${}_{z+z_1}^{A+A_1}C^*$ représente le noyau composé avec $z + z_1$ et $A + A_1$ comme charge et nombre de masse.

1.3.2.2 L'absorption

L'absorption est un phénomène qui se produit lors d'une collision entre particules, lorsque les particules finales sont différentes des particules initiales. Il peut en résulter l'émission de particules, la fission du noyau cible ou la capture de la particule incidente.

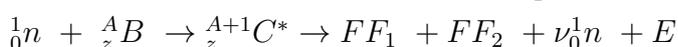
Émission de particules le projectile est immobile et confiné à l'intérieur du noyau composé au cours d'une interaction entre eux. On observe une particule différente de celle du projectile initial et un noyau résiduel distinct du noyau cible initial. Le noyau résiduel peut se trouver dans un état excité (x) ou dans son état fondamental (0). Le processus peut être résumé comme suit :

1. ${}_{z_1}^{A_1}a + {}_z^A B \rightarrow {}_{z+z_1}^{A+A_1}C^* \rightarrow {}_{z+z_1-z_2}^{A+A_1-A_2}D_0 + {}_{z_2}^{A_2}d$ (le noyau résiduel se trouve dans l'état fondamental).

2. ${}_{z_1}^{A_1}a + {}_z^A B \rightarrow {}_{z+z_1}^{A+A_1}C^* \rightarrow {}_{z+z_1-z_2}^{A+A_1-A_2}D_0^* + {}_{z_2}^{A_2}d'$ (le noyau résiduel se trouve dans l'état excité).

Le projectile et la cible sont représentés par ${}_{z_1}^{A_1}a$ et ${}_z^A B$. La charge et le nombre de masse de la cible sont respectivement z et A. Ils sont respectivement z_1 et A_1 pour le projectile. Le noyau composé est ${}_{z+z_1}^{A+A_1}C^*$ avec $z + z_1$ et $A + A_1$ comme charge et nombre de masse. Le noyau résiduel ${}_{z+z_1-z_2}^{A+A_1-A_2}D$ se trouve dans l'état fondamental pour le premier cas et dans un état excité pour le second avec, respectivement, ${}_{z_2}^{A_2}d$ et ${}_{z_2}^{A_2}d'$ comme éjectile.

La fission La fission se produit lorsque le noyau composé se divise essentiellement en deux lors de l'interaction entre la particule incidente et la particule cible, ce qui donne deux noyaux plus légers et l'émission de deux ou trois neutrons. Les deux noyaux sont connus sous le nom de fragments de fission. La fission induite par neutrons et la fission induite par photons sont les deux types de fission qui seront relevés en fonction de la particule incidente. La fission se produit par réaction exothermique. La réaction produit environ 200 MeV. Le schéma suivant représente le processus de fission induite par neutron.

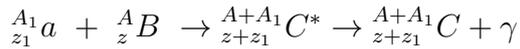


Sur le schéma, on retrouve respectivement le neutron ${}_0^1n$, la cible ${}_z^A B$, le noyau composé ${}_z^{A+1}C^*$, les deux fragments de fission FF_1 et FF_2 , la multiplicité des neutrons émis ν et

l'énergie dégagée E .

La capture

Lorsque la cible absorbe une particule incidente. Le noyau composé, initialement dans un état excité, peut se désexciter en émettant une succession de rayons gamma, appelée cascade gamma. Il s'agit de l'effet de capture radioactive. Ce processus est résumé comme suit :



1.3.3 Pré-équilibre

Que se soit pour la formation d'un noyau composé ou pour une réaction inélastique, on suppose que le noyau ou le système composite formé vit suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation se répartisse sur tous les degrés de libertés microscopiques. On atteint donc un équilibre thermodynamique caractérisé par une température T . Ce système excité ressemble à une goutte de liquide chauffé en évaporant des particules pour les refroidir. À la température T , le spectre en énergie des particules ressemble à celui de l'évaporation. Si l'énergie de bombardement est plus élevée lors d'une collision entre ions lourds, généralement supérieure à 7 à 8 MeV/nucléon, le temps peut ne pas être suffisant pour que le système soit complètement chauffé et des particules rapides, appelé pré-équilibre, peuvent être émises. Des excitations de type particule-trou sont initialement produites lorsque le projectile et la cible se rencontrent (figure 1.4). Dans ces excitations, les nucléons sont promus dans des états excités qui peuvent être le continuum. Dans ce dernier scénario, il est possible que la particule s'échappe et provoque une émission de pré-équilibre. L'excitation particule-trou peut se thermaliser et se répartir sur l'ensemble des degrés de libertés internes si elle ne parvient pas au continuum [4].

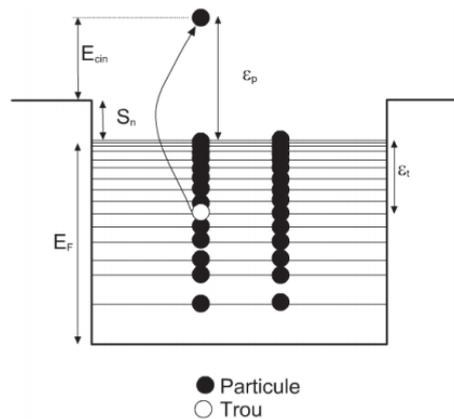


Figure 1.4: Schéma d'une excitation de type particule-trou.

1.4 Bilan d'énergie d'une réaction nucléaire Q

Considérons une réaction de type : $a + X \rightarrow b + Y$

Soit $T_i = T_a + T_x$ l'énergie cinétique totale avant la réaction, et $T_f = T_b + T_y$ l'énergie cinétique totale après la réaction.

Des réactions de break-up, où le noyau du projectile se divise en ses composants, ou des réactions de knock-out, où des nucléons de la cible sont éjectés vers l'avant, sont observées à plus haute énergie. Le bilan d'énergie de l'interaction se note Q et vaut $Q = T_f - T_i$

si $T_f = T_i$ (conservation de l'énergie cinétique totale) , $Q = 0$. Il s'agit dans ce cas d'une diffusion élastique, le projectile subit une déviation de sa trajectoire.

Si $T_f \neq T_i$ le processus est inélastique, $Q \neq 0$ Le bilan devient :

$$Q = (m_a + m_x - m_b - m_y)c^2.$$

On peut passer des masses nucléaires aux masses atomiques, car on peut négliger la différence des énergies de liaison des électrons dans les atomes, donc :

$$Q = (M_a + M_x - M_b - M_y)c^2$$

- si $Q > 0$: la réaction est exoénergétique : elle libère de l'énergie.
- Si $Q < 0$: la réaction est endoénergétique : elle nécessite de l'énergie.

1.4.1 Énergie seuil d'une réaction à Q négatif

Pour qu'une réaction endoénergétique se produise, la particule a doit impérativement posséder une énergie cinétique minimale. Déterminer la valeur seuil se résume à constater que la part de l'énergie cinétique incidente de la particule a transformé en énergie d'excitation du noyau composé doit être au minimum égale à la valeur absolue de Q.

L'énergie cinétique seuil T_{a0} est donnée par :

$$|Q| = \frac{T_{a0} \cdot m_x}{(m_x + m_a)} \quad (1.1)$$

donc

$$T_{a0} = \frac{|Q| \cdot (m_x + m_a)}{m_x} \quad (1.2)$$

et la condition pour qu'il y ait réaction s'écrit : $T_a \geq T_{a0}$

1.5 La section efficace

La section efficace est une quantité fondamentale qui décrit la probabilité qu'un processus ou une interaction spécifique se produise entre deux particules ou systèmes en

physique, en particulier dans le contexte des interactions nucléaires et des particules. Le terme « section efficace » provient de son interprétation géométrique, car il représente la surface effective qu'une particule cible présente à une particule incidente lors d'une collision ou d'une interaction. Plus formellement, la section efficace (désignée par le symbole σ) est définie comme la mesure de la probabilité qu'une interaction ou une réaction particulière se produise par unité de surface de la particule ou du système cible. Elle est exprimée en unités de surface, généralement en barns ($1\text{barn} = 10^{-28}$ mètres carrés) ou en centimètres carrés. Elle fournit des informations sur le taux d'interaction des particules avec une cible. Elle joue un rôle crucial dans la quantification du nombre de réactions issues de l'interaction entre un flux de particules et une cible. En effet, elle permet de déterminer la probabilité qu'une telle interaction aboutisse à une réaction spécifique [11, 12].

Il est également peu probable que toutes les réactions nucléaires se produisent. En revanche, toutes les routes de sortie ne sont pas aussi probables. La section efficace d'une réaction, notée par σ , reflète la probabilité de l'observer. Chaque voie se distingue par une section efficace dite « σ partielle ». En général, pour étudier les caractéristiques du noyau, on réalise des expériences de diffusion (collision) de particules d'un faisceau envoyées sur une cible, permettant ainsi d'observer leur diffusion "derrière" cet objet. La probabilité qu'une « réaction se produise » est généralement ce qui intéresse le physicien. Pour mesurer la section efficace, on fait interagir un grand nombre de particules incidentes avec un grand nombre de noyaux cibles. On mesure ensuite le nombre de particules diffusées par un détecteur. La section efficace est définie comme le rapport entre le nombre de particules diffusées et le nombre de particules incidentes. Elle est indépendante des variables caractérisant le faisceau et la cible, telles que l'intensité du faisceau, la géométrie de la cible et sa densité [11, 12]. La figure 1.5 représente une interaction des rayonnements avec la matière.

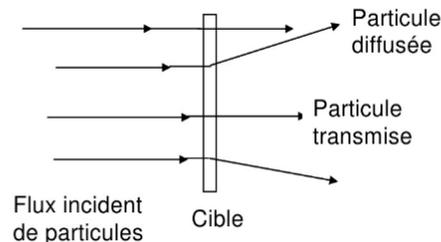


Figure 1.5: Interaction des Rayonnement avec la matière.

Bien sûr, la quantité de particules détectées est proportionnelle au nombre de particules incidentes et au nombre de noyaux cible. Un coefficient de proportionnalité σ est utilisé

pour décrire la relation de proportionnalité. La figure 1.6 montre un schéma relatif à la notion de section efficace

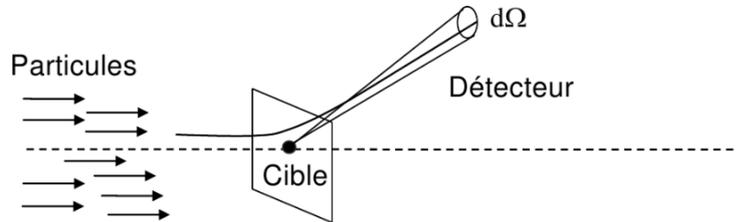


Figure 1.6: Schéma simplifié relatif à la notion de section efficace.

La relation entre le taux d'interaction (T) (nombre de particules « diffusées » par unité du temps) et la section efficace (σ) est alors

$$T = \sigma \cdot \Phi \cdot N_{cible} = \sigma \cdot \Phi \cdot S_{cible} \cdot S \quad (1.3)$$

avec :

Φ : le flux, (le nombre de particules incidentes par unité de surface et par unité du temps).

N_{cible} : le nombre de particules cible dans le volume de la cible correspondant à la surface (S) couverte par le faisceau.

S_{cible} : le nombre de particules cible par unité de surface (densité surfacique de particules)

1.5.1 Probabilité d'Interaction

La probabilité (p) qu'une particule interagisse avec un milieu d'épaisseur donnée est souvent discutée lors de la discussion de l'interaction des particules avec la matière. Cette probabilité est donnée par le rapport entre le taux d'interaction T et le taux de particules incidentes $\Phi \cdot S$

$$p = \frac{T}{\Phi \cdot S} = \sigma \cdot S_{cible} = \frac{\sigma \cdot N_A \cdot (\rho \cdot d)}{A} \quad (1.4)$$

La probabilité d'interaction est directement influencée par la quantité $(\rho \cdot d)$, également connue sous le nom de densité de masse surfacique, dont l'unité de mesure est le g/cm^2 . En outre, l'unité de mesure de (σ) apparaît : parce que (p) n'a pas de dimensions, (σ) a les dimensions d'une surface. Une particule qui toucherait la cible dans cette aire serait diffusée, tandis qu'à l'extérieur de cette aire, elle ne serait pas diffusée. Cependant, il faut

faire attention car cette zone représente la probabilité d'un processus et n'a rien à voir avec la taille physique des centres diffuseurs de la cible [13, 14].

1.5.2 Section Efficace Différentielle

La distribution angulaire des particules diffusées peut fournir des informations sur la façon dont les particules incidentes interagissent avec les noyaux cibles. Par exemple, elle peut être utilisée pour déterminer la forme du potentiel d'interaction entre les deux particules. Les détecteurs sont généralement capables de mesurer le nombre de particules diffusées dans une direction définie par (θ, ϕ) , qui sont les angles d'élévation et d'azimut en coordonnées sphériques [11, 12, 14].

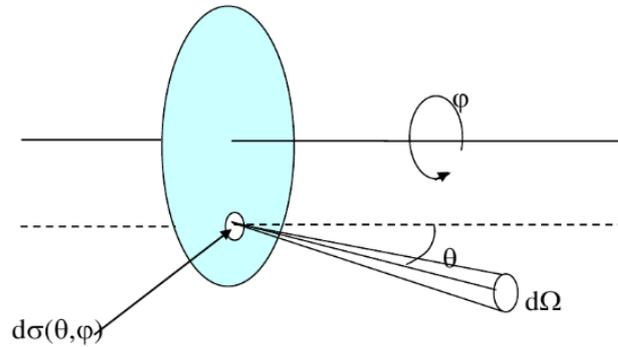


Figure 1.7: Section efficace différentielle angulaire.

On définit la section efficace différentielle (figure 1.7) $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$, Le nombre dn de particules diffusées dans la direction (θ, ϕ) dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ est

$$dn = N_i \cdot (\sigma \cdot n_{cible} \cdot x) = N_i \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot d\Omega \cdot n_{cible} \cdot x \right] \quad (1.5)$$

Après une intégration dans tout l'espace on retrouve bien sûr

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (1.6)$$

Où σ_T est la section efficace totale.

1.5.3 Section Efficace Microscopique

La section efficace microscopique (figure 1.8, notée σ , est un concept abstrait qui dépend de plusieurs facteurs, tels que les propriétés des particules, leur énergie, les caractéristiques de la cible, etc. Elle est utilisée pour quantifier les probabilités d'interaction

entre particules subatomiques lors de diverses réactions physiques, utile pour déterminer les taux d'interaction. Elle correspond à la zone efficace traversée par le projectile lorsqu'il provoque une réaction sur la cible [11–13].

Définition

Un flux incident de neutrons de section S et d'intensité I est pris en compte, arrivant perpendiculairement sur une cible avec n_c noyaux cibles par cm^3 . Chaque noyau cible possède une surface efficace σ pour les neutrons incidents, permettant ainsi la réaction. Soit.

$$\frac{N}{I} = \frac{(n_c \cdot S \cdot \Delta x \sigma)}{S} \rightarrow \sigma = \frac{N}{(I \cdot n_c \cdot \Delta x)} \quad (1.7)$$

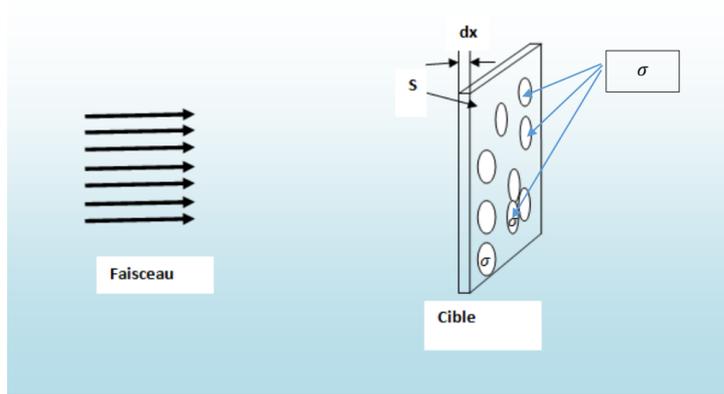


Figure 1.8: Section efficace Microscopique.

Où :

N est la quantité de particules générées par unité de temps.

I : Le nombre de particules qui atteignent la cible en un instant.

n_c : La densité de la cible

Sur le plan du flux, la section efficace est définie comme suit :

$$\sigma = \frac{N}{(\phi \cdot S \cdot n_c \cdot \Delta x)} \quad (1.8)$$

Car $\phi = \frac{I}{S}$, et sachant que $S \cdot n_c \cdot \Delta x$ s'agit simplement du nombre total de noyaux cibles n , alors :

$$\sigma = \frac{R}{(\phi \cdot n)} \rightarrow R = \phi \cdot n \cdot \sigma \quad (1.9)$$

Où

R : Taux de réactions,

n : le nombre total des noyaux cibles.

1.5.4 Section Efficace Macroscopique

À présent, nous prenons en considération une cible Δx d'une certaine épaisseur qui comprend plusieurs couches d'atomes. La section efficace macroscopique s'exprime comme suit :

$$\Sigma = n_c \sigma (cm^{-1}) \quad (1.10)$$

La définition de la section efficace macroscopique sera toujours la somme des sections efficaces macroscopiques des différents noyaux, même si une cible contient plusieurs noyaux. [12]

1.5.5 La Densité Neutronique

Étant donné le grand nombre de neutrons, on les traite statistiquement en utilisant la notion de densité. Le nombre de neutrons par unité de volume est appelé densité neutronique n .

1.5.6 Le Flux Neutronique

Le flux neutronique désigne le nombre de neutrons qui traversent une surface (cm^2) en une unité de temps (s).

$$\phi = n.v \quad (1.11)$$

où : v est la vitesse du neutron et n la densité neutronique.

1.5.7 Le Taux de Réaction

Les interactions par unité de volume et par unité de temps sont représentées par le taux de réaction noté R :

$$R = n.v.\Sigma \quad (1.12)$$

Le flux étant $\phi = n.v$, on exprime alors le taux de réaction par la formule : $R = \Sigma.\phi$ où Σ désigne la section efficace macroscopique.

1.5.8 Le Libre Parcours Moyen

Si l'on a une cible épaisse, il est envisageable d'avoir plusieurs interactions. Toutefois, le libre parcours moyen λ peut être défini comme la distance moyenne entre deux interactions antérieures. Lorsqu'un faisceau I_0 de neutron traverse une cible épaisse, son intensité est réduite à une intensité I , Comme le montre la figure suivante 1.9.

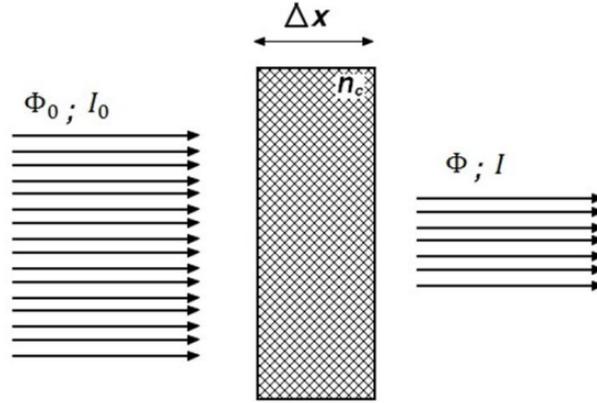


Figure 1.9: Atténuation des Projectiles par un écran d'épaisseur Δx .

$$I = I_0 e^{(-n_c \cdot \sigma \cdot x)} \quad \text{et} \quad \phi = \phi_0 e^{(-n_c \cdot \sigma \cdot x)} \quad (1.13)$$

ou

$$I = I_0 e^{(-\Sigma \cdot x)} \quad \text{et} \quad \phi = \phi_0 e^{(-\Sigma \cdot x)} \quad (1.14)$$

On définit le libre parcours moyen, selon l'expression suivante :

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{(-\Sigma \cdot x)} dx}{\int_0^\infty e^{(-\Sigma \cdot x)} dx} = \frac{1}{\Sigma} \quad (1.15)$$

Ou encore, on peut l'écrire sous la forme :

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{M}{\rho \cdot \sigma \cdot N_a} \quad (1.16)$$

Où M : est la masse atomique,

ρ est la masse volumique,

N_a : est le nombre d'AVOGADRO.

Le libre parcours moyen s'exprime en cm.

1.6 Les Sources de Neutrons

Les neutrons sont principalement créés par des réactions nucléaires. Ils peuvent provenir de réacteurs nucléaires, d'accélérateurs et de sources isotopiques [10, 12].

1.6.1 Les Réacteurs Nucléaires

Les réactions en chaînes de fission se déroulent dans les réacteurs nucléaires, qui génèrent des neutrons à partir de noyaux lourds. Avec une moyenne de 2 MeV, ces neutrons produisent une énergie pouvant aller jusqu'à 15 MeV. Ces sources de neutrons sont intenses, leur fluence varie entre 10^{12} et $10^{14} \frac{n}{cm^2.s}$ [10, 12].

1.6.2 Les Accélérateurs de Particules Chargées

Les neutrons mono-cinétiques peuvent être créés à l'aide d'accélérateurs de particules chargées (figure 1.10). Les neutrons fournis par ces accélérateurs sont créés par des réactions nucléaires à la suite de l'impact d'ions accélérés sur une cible. Les neutrons sont générés dans toutes les directions lorsque ces ions interagissent avec les noyaux des atomes de la cible. La nature et l'énergie des particules incidentes, ainsi que les angles d'émission des neutrons, déterminent l'énergie de ces neutrons émis. Les neutrons quasi mono-énergétiques peuvent être obtenus en choisissant un angle spécifique [10, 12]. En raison de leurs performances énergétiques avantageuses (Bilans), les principales réactions utilisées pour produire des neutrons (réactions de fusion) sont les suivantes :

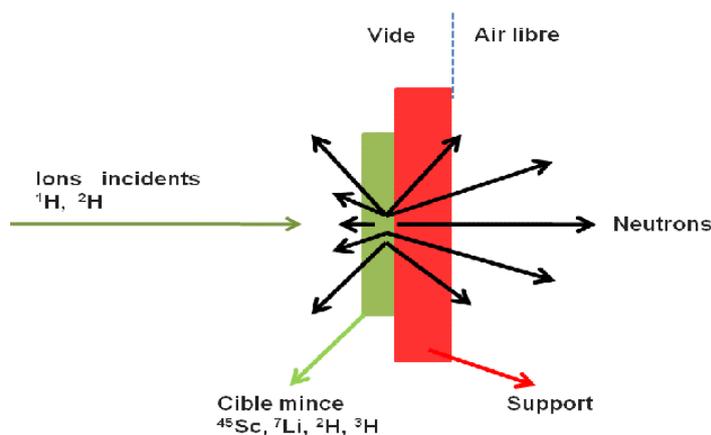
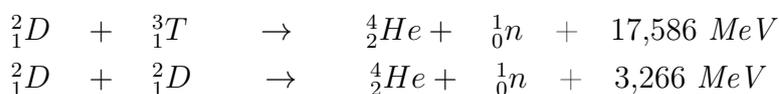


Figure 1.10: Schéma du principe de production des neutrons dans un accélérateur .



1.6.3 Les sources de neutrons isotopiques

Il est possible de générer des neutrons en utilisant un mélange intime d'isotopes dont l'un au moins est un radio-élément émettant de rayonnement (α ou γ). L'émission des neutrons se produit alors par une réaction (α, n) ou (γ, n). L'avantage de ces sources est qu'elles peuvent être transportées [10, 12].

1.6.4 Les Sources à Fission Spontanée

Le radionucléide californium ^{252}Cf est l'une des sources à fission spontanée les plus fascinantes. Il représente une source de neutrons avec des avantages tels qu'un bruit de fond gamma bas et des neutrons faciles à ralentir et à thermaliser en raison de leur énergie moyenne relativement faible d'environ 2 MeV. Cependant, en raison de sa période courte, il est nécessaire de le renouveler fréquemment. Elle produit une fluence spécifique d'environ 2.10^{12} (n/s.g) [10, 12].

1.7 Interaction Proton-Matière

En physique nucléaire et en physique des particules, l'interaction des protons avec la matière est un phénomène essentiel. Ils peuvent interagir avec différents types de matériaux de trois façons distinctes. D'abord, les protons ralentissent en raison de collisions multiples avec les électrons des atomes. Ensuite, ils subissent des déviations causées par des collisions avec les noyaux atomiques. Enfin, dans certains cas, ils entrent en collision directe avec un noyau, produisant ainsi des particules secondaires. Ces processus sont appelés respectivement le ralentissement, la diffusion et les interactions nucléaires. Contrairement aux radiations non chargées (rayons X, γ et neutrons), les particules chargées, comme les protons, perdent leur énergie d'une manière particulière. En raison de leur champ de force électrique, elles interagissent avec les électrons ou le noyau de presque chaque atome qu'elles traversent. La majorité de ces interactions transfèrent individuellement de petites fractions de l'énergie cinétique de la particule [15].

1.7.1 le ralentissement

La théorie du ralentissement des protons dans la matière repose principalement sur la manière dont ils perdent leur énergie cinétique à travers diverses interactions avec les atomes et les électrons du milieu traversé. En raison de leur charge positive et de leur masse importante par rapport aux électrons, les protons présentent des caractéristiques

de ralentissement spécifiques, qui se manifestent par un transfert d'énergie progressif [15]. Voici les principaux aspects de cette théorie :

1.7.1.1 Perte d'Énergie par Ionisation et Excitation

La principale interaction par laquelle les protons perdent leur énergie en traversant un matériau se fait par l'interaction avec les électrons des atomes du matériau cible. Le champ électrique du proton, en traversant la matière, interagit avec les électrons, provoquant des excitations (les électrons sont poussés à des niveaux d'énergie supérieurs) ou des ionisations (les électrons sont éjectés de l'atome). Ce processus de perte d'énergie est continu et se produit par petites quantités, chaque interaction ne transférant qu'une fraction minimale de l'énergie totale du proton. Ce phénomène est souvent modélisé par l'approximation de ralentissement continu (CSDA, Continuous Slowing Down Approximation), qui décrit la diminution progressive de l'énergie des protons lors de leur passage dans la matière [15].

1.7.1.2 Pouvoir d'Arrêt et Effet de Bragg

Le pouvoir d'arrêt (ou capacité de ralentissement) désigne la quantité d'énergie perdue par le proton par unité de longueur parcourue dans le matériau. Cette valeur dépend de l'énergie du proton et de la densité du milieu. Lorsqu'un proton ralentit, son pouvoir d'arrêt augmente, atteignant un maximum juste avant qu'il ne soit complètement arrêté. Ce point de maximum de transfert d'énergie est appelé le pic de Bragg. Cet effet rend possible une concentration de la dose d'énergie à une profondeur précise, ce qui est particulièrement utile en protonthérapie pour cibler les tumeurs sans affecter les tissus environnants [15].

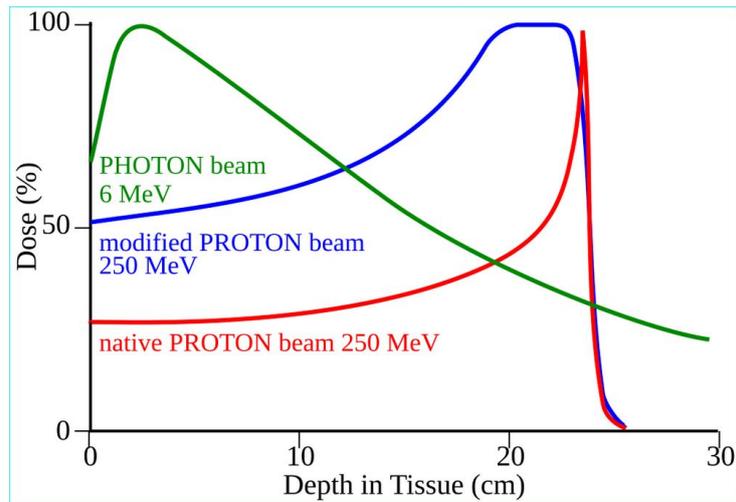


Figure 1.11: Pouvoir d'Arrêt et Effet de Bragg.

1.7.1.3 Faible Émission de Rayonnement de Freinage (Bremsstrahlung)

Contrairement aux électrons, les protons ne produisent que très peu de rayonnement de freinage lorsqu'ils traversent la matière. En effet, le rayonnement de freinage est émis lorsqu'une particule chargée est fortement accélérée ou déviée par un champ électrique, ce qui est moins probable pour les protons en raison de leur masse élevée. Cette faible émission de Bremsstrahlung est avantageuse dans les applications médicales, car elle minimise l'énergie rayonnée dans les tissus environnants [15].

1.7.2 la Diffusion

La théorie de la diffusion des protons dans la matière décrit comment ces particules subissent des déviations angulaires en traversant un matériau, dues aux interactions répétées avec les noyaux et les électrons du milieu. En raison de leur charge positive et de leur masse élevée, les protons suivent une trajectoire généralement rectiligne, bien que perturbée par des effets de diffusion. Cette trajectoire, moins affectée par la diffusion angulaire que celle des électrons, peut tout de même présenter de légères déviations causées par de petites interactions successives. Le parcours total d'un proton, appelé ****portée****, est une valeur bien définie qui dépend de son énergie initiale et de la nature du matériau traversé [15, 16]. Voici les aspects principaux de cette théorie :

1.7.2.1 Diffusion Coulombienne Multiple

La diffusion coulombienne multiple est le mécanisme principal de diffusion pour les protons dans la matière. Elle résulte des multiples petites interactions coulombiennes

entre le proton et les noyaux des atomes dans le matériau. Chaque interaction avec un noyau entraîne une petite déviation de la trajectoire du proton. Étant donné que ces interactions sont nombreuses, leurs effets se combinent pour produire une diffusion globale de la trajectoire du proton [16].

1.7.2.2 Diffusion Élastique et Diffusion Inélastique

La diffusion élastique (figure 1.12) se produit lorsque le proton interagit avec un noyau ou un électron sans perte significative d'énergie cinétique. Dans ce cas, seule la direction du proton est modifiée, tandis que son énergie reste presque constante [10].

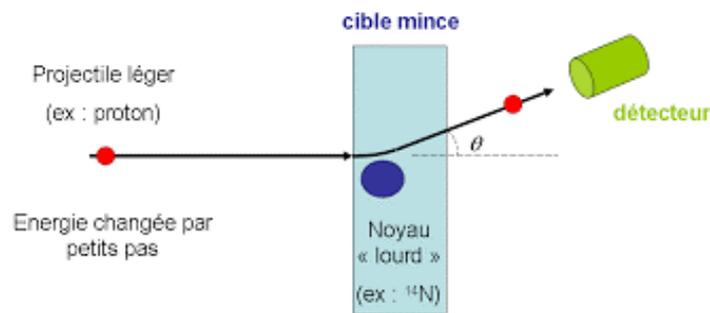


Figure 1.12: Diffusion élastique.

La diffusion inélastique (figure 1.13), en revanche, entraîne une perte d'énergie pour le proton, car une partie de son énergie est transférée au noyau ou à l'électron avec lequel il interagit. La diffusion inélastique est moins fréquente que la diffusion élastique mais contribue également à la dispersion de la trajectoire [10].

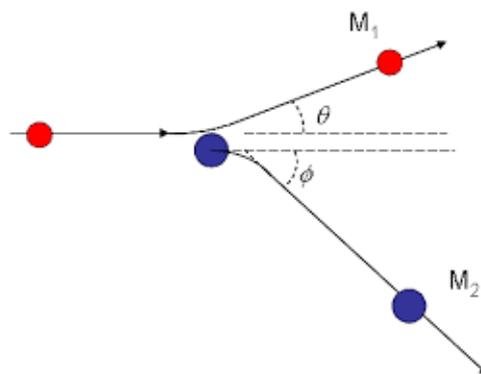


Figure 1.13: Diffusion inélastique.

1.7.2.3 Théorie de la Diffusion Multiple de Molière

La Théorie de la Diffusion Multiple de Molière est un modèle qui décrit la manière dont une particule chargée, comme un proton, est déviée en traversant un matériau. Selon

cette théorie, la particule subit de nombreuses petites déviations angulaires en raison des interactions électrostatiques avec les noyaux atomiques du matériau. Bien que chaque déviation individuelle soit généralement faible, l'effet cumulé de toutes ces déviations produit une dispersion globale de la trajectoire de la particule. Le modèle de Molière propose une approche statistique pour estimer la distribution angulaire résultante de ces multiples diffusions. La théorie prévoit que les déviations suivent une distribution gaussienne pour les petits angles, mais que les déviations plus grandes, bien que rares, sont responsables d'une "queue" non gaussienne dans la distribution. La Théorie de la Diffusion Multiple de Molière est donc essentielle pour prédire avec précision la trajectoire moyenne et la distribution angulaire de particules comme les protons dans des applications de physique médicale, de radioprotection, et de physique des hautes énergies [17].

1.7.2.4 Effet de la Diffusion sur le Profil de Dose

L'effet de la diffusion multiple sur le profil de dose des protons, ou d'autres particules chargées, est crucial en physique médicale, notamment en thérapie par faisceau de protons. En traversant la matière, les protons subissent des diffusions successives, déviant légèrement de leur trajectoire initiale en raison des interactions avec les noyaux et les électrons des atomes du milieu. Cette diffusion multiple élargit le faisceau de protons, modifiant ainsi le profil de dose délivrée dans les tissus. Dans un milieu homogène, cette diffusion produit une distribution de dose plus large que celle d'un faisceau sans diffusion, car les protons s'écartent de l'axe central du faisceau en s'approchant de leur point d'arrêt. Le profil de dose prend donc une forme plus étalée en périphérie, avec une zone de dépôt de dose plus diffuse en dehors du point de dépôt maximal, le pic de Bragg. L'élargissement du faisceau dû à la diffusion multiple peut être bénéfique ou indésirable selon le contexte clinique : il permet de couvrir une zone tumorale plus large, mais nécessite un contrôle précis pour éviter d'endommager les tissus sains adjacents.

En somme, la diffusion multiple influence la manière dont la dose est distribuée dans le matériau traversé, et des ajustements sont souvent nécessaires en radiothérapie pour compenser cet effet et garantir une précision optimale du traitement [15].

1.7.2.5 Diffusion Noyau-Noyau à Hautes Énergies

À des énergies très élevées, les protons peuvent également interagir directement avec les noyaux des atomes du milieu. Bien que ces interactions soient rares, elles peuvent entraîner des déviations angulaires importantes et même déclencher des réactions nucléaires, produisant ainsi des particules secondaires. Ces effets se manifestent surtout en physique nucléaire et dans les applications de haute énergie, mais restent moins fréquents en proton-

thérapie, où les énergies sont ajustées pour minimiser ce type d'interaction. En physique des hautes énergies, la diffusion entre noyaux accélérés à des vitesses relativistes aboutit à des interactions complexes, libérant une grande quantité d'énergie et produisant de nombreuses particules secondaires. Lors de ces collisions, la matière peut temporairement se transformer en un état exotique connu sous le nom de plasma de quarks et de gluons. Dans ce plasma, les quarks et les gluons, normalement confinés à l'intérieur des protons et des neutrons, sont libérés, permettant ainsi d'explorer les propriétés fondamentales de la force nucléaire forte.

Ces interactions de haute énergie révèlent des phénomènes comme la fragmentation des noyaux (qui se brisent en fragments plus petits), la production de jets (des ensembles de particules projetées dans des directions spécifiques), et des fluctuations dans la distribution de la matière et de l'énergie. L'étude de ces processus fournit des informations essentielles sur la structure de la matière et les interactions entre ses constituants élémentaires, contribuant ainsi à notre compréhension des conditions de l'Univers primordial [18].

1.7.3 Les Interactions Nucléaires

Les interactions nucléaires des protons surviennent lorsque des protons possédant une énergie cinétique suffisante (généralement autour de 100 MeV) entrent en collision avec les noyaux atomiques du matériau traversé. Contrairement aux interactions électrostatiques, qui entraînent surtout des pertes d'énergie progressives, ces collisions nucléaires sont moins fréquentes mais ont des effets marquants. Lorsqu'un proton frappe directement un noyau avec un paramètre d'impact inférieur au rayon nucléaire, il peut provoquer une réaction inélastique. Dans ce cas, un ou plusieurs nucléons (protons ou neutrons) du noyau cible peuvent être éjectés, souvent en direction de l'avant, dans un processus appelé cascade intranucléaire. Le noyau, désormais fortement excité, se désexcite en émettant des particules d'évaporation, principalement des nucléons de basse énergie, ainsi que des rayons gamma. Ce processus libère une quantité importante d'énergie et génère des particules secondaires telles que des neutrons, des protons secondaires, des particules alpha, et des rayons gamma. Dans des contextes comme la protonthérapie, ces interactions sont surveillées pour éviter les dépôts de dose indésirables dans les tissus sains environnants. Par ailleurs, dans la recherche en physique nucléaire et la radioprotection, l'étude de ces interactions permet d'approfondir notre compréhension des mécanismes nucléaires fondamentaux et d'évaluer les effets des radiations [10]. Voici une description détaillée de ces interactions :

1.7.3.1 La diffusion élastique proton-noyau

La diffusion élastique proton-noyau est un type d'interaction dans laquelle un proton entre en collision avec un noyau atomique sans causer de changement permanent dans la structure interne du noyau ou du proton. Au cours de cette interaction, le proton transfère une partie de son énergie cinétique au noyau, mais l'énergie totale et le moment cinétique du système proton-noyau sont conservés. Par conséquent, le proton et le noyau sont simplement déviés l'un de l'autre sans qu'aucune particule secondaire ne soit créée.

Dans ce type de diffusion, le proton subit une déviation angulaire en raison de la force de répulsion électrostatique (force de Coulomb) exercée par le noyau, qui est lui-même chargé positivement. L'angle de déviation dépend de l'énergie initiale du proton et du paramètre d'impact (la distance minimale entre le proton et le noyau au moment de l'interaction). La diffusion élastique est plus marquée pour des protons de faible énergie, tandis que des protons à haute énergie suivent des trajectoires plus rectilignes en raison de leur grande impulsion. La diffusion élastique proton-noyau est un phénomène crucial pour comprendre les interactions des particules chargées dans les matériaux et joue un rôle important dans divers domaines, y compris la physique des accélérateurs et la radioprotection, où elle influence le comportement des faisceaux de protons et le profil de dose dans les matériaux traversés [10, 19]

1.7.3.2 La diffusion inélastique proton-noyau

La diffusion inélastique proton-noyau désigne une interaction au cours de laquelle un proton entre en collision avec un noyau atomique et transfère une quantité significative d'énergie au noyau. Contrairement à la diffusion élastique, cette interaction n'entraîne pas une simple déviation du proton ; elle modifie l'état énergétique du noyau, pouvant entraîner l'excitation du noyau ou la libération de particules secondaires.

Lors d'une diffusion inélastique, l'énergie du proton est partiellement utilisée pour exciter le noyau cible, le poussant à un état d'énergie plus élevé. Cette excitation peut entraîner la désintégration du noyau par émission de particules telles que des nucléons (protons ou neutrons), des particules alpha, ou encore des rayons gamma. En fonction de l'énergie du proton et de l'impact de la collision, plusieurs processus peuvent se produire, tels que la **cascade intranucléaire** (où des nucléons sont éjectés du noyau) ou l'émission de **particules d'évaporation** (nucléons de faible énergie).

La diffusion inélastique proton-noyau est un phénomène clé en physique nucléaire et en applications de haute énergie, comme dans les accélérateurs de particules et la protonthérapie. Elle permet de libérer de l'énergie et de générer des particules secondaires, qui sont utilisées pour étudier les propriétés du noyau et des interactions fondamentales

dans la matière. En protonthérapie, ces interactions sont contrôlées pour minimiser les effets indésirables sur les tissus sains, tout en maximisant les effets sur les cellules tumorales [19, 20].

1.7.3.3 Réactions de capture protonique

Dans une réaction de capture protonique, un proton est capturé par un noyau et se combine avec un nucléon (proton ou neutron), ce qui augmente la masse du noyau. Ce processus peut provoquer l'émission de rayonnements gamma ou de particules légères en raison de l'excitation du noyau cible.

Ces réactions jouent un rôle clé dans différents domaines de la physique nucléaire, comme dans les étoiles, où elles participent aux processus de fusion nucléaire produisant de l'énergie. Dans les accélérateurs de particules et en physique des hautes énergies, elles sont utilisées pour générer des noyaux plus lourds ou pour explorer les propriétés des noyaux dans des conditions extrêmes.

En radiothérapie, en particulier en protonthérapie, les réactions de capture protonique sont exploitées pour cibler les tumeurs avec une grande précision. Les particules secondaires ou les rayonnements produits sont étroitement contrôlés afin de minimiser les effets indésirables sur les tissus sains [21].

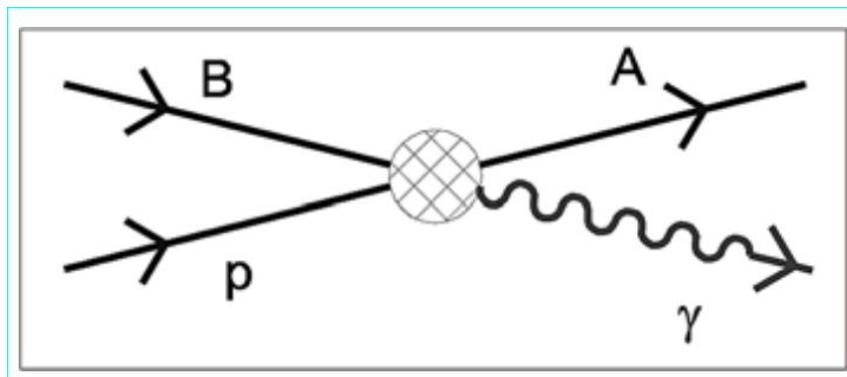


Figure 1.14: Réactions de capture protonique.

1.7.3.4 Réactions de fusion proton-proton

Les réactions de fusion proton-proton sont des processus nucléaires dans lesquels deux protons se combinent pour former un noyau plus lourd, libérant de l'énergie dans le processus. Ce type de réaction se produit principalement à des températures extrêmement élevées, comme celles rencontrées dans les étoiles, y compris notre Soleil.

Lors de la fusion proton-proton, deux protons (particules chargées positivement) se rapprochent suffisamment sous l'effet de la pression et de la température élevée pour

surmonter la répulsion électromagnétique entre eux, grâce à l'énergie cinétique résultant de la chaleur extrême. Lorsque cela se produit, les protons fusionnent et forment un noyau de deutérium (un isotope de l'hydrogène), un positron (une particule antimatière) et un neutrino. Ce noyau de deutérium peut ensuite réagir avec un autre proton pour former un noyau d'hélium-3, libérant à chaque étape une quantité significative d'énergie. Les réactions de fusion proton-proton sont cruciales pour la production d'énergie dans les étoiles, en particulier les étoiles de faible à moyenne masse, comme notre Soleil. Elles sont responsables de la lumière et de la chaleur émises par ces étoiles, en maintenant l'équilibre entre la pression exercée par la chaleur et la gravité.

En physique des hautes énergies et dans le cadre de la recherche en fusion nucléaire sur Terre, des recherches sont menées pour reproduire ces réactions de manière contrôlée, notamment dans des réacteurs de fusion expérimentaux, dans l'espoir de produire une source d'énergie propre et abondante [22].

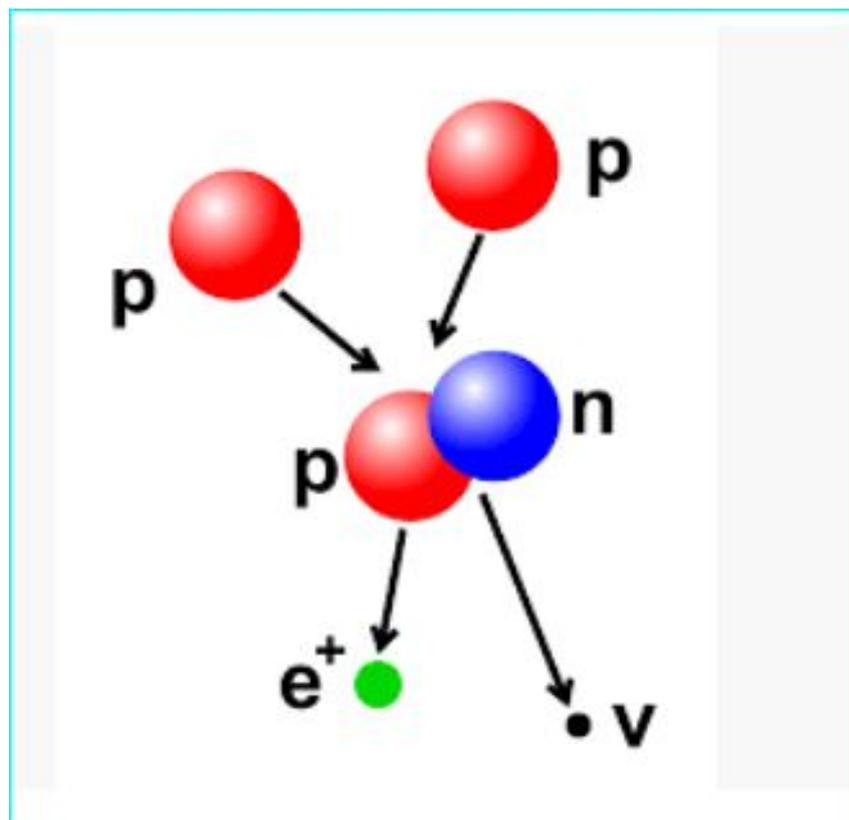


Figure 1.15: Réactions de fusion proton-proton.

1.7.3.5 Réactions de spallation

Les réactions de spallation (figure 1.16) sont des processus nucléaires où un noyau atomique subit une collision avec une particule incidente, généralement un proton, un

neutron ou un noyau léger, ce qui provoque l'éjection de plusieurs particules de faible masse, telles que des nucléons (protons et neutrons), des particules alpha, ou des fragments nucléaires. Ces réactions se produisent généralement à des énergies élevées, souvent dans des accélérateurs de particules ou dans des environnements astrophysiques.

Lors d'une réaction de spallation, l'énergie de la particule incidente est transférée au noyau cible, ce qui peut entraîner sa fragmentation. Le noyau cible se brise en plusieurs morceaux, libérant ainsi une grande quantité d'énergie et de particules secondaires. Ce phénomène est particulièrement important dans le contexte des accélérateurs de particules et de la production de neutrons, ainsi que dans les interactions de haute énergie qui se produisent dans des environnements comme les rayons cosmiques ou les réacteurs nucléaires [23].

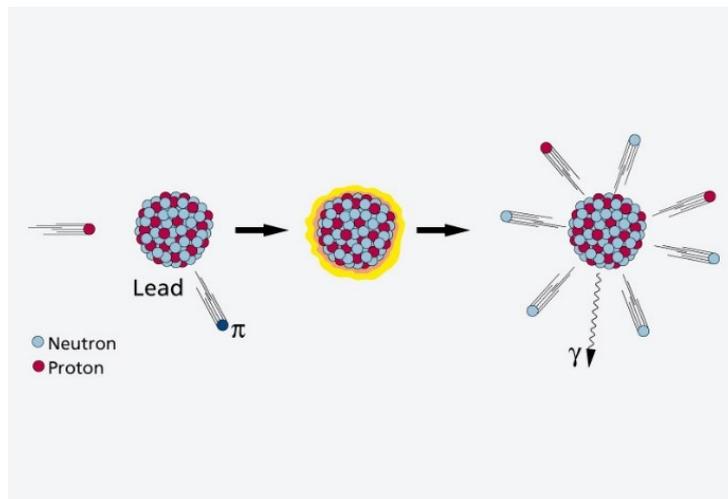


Figure 1.16: Principe de la réaction de spallation utilisé comme source de neutron SINQ.

1.8 L'utilité de La Réaction (p,n)

La réaction (p,n), également appelée réaction de capture de proton (p, n), est une réaction nucléaire dans laquelle un proton (p) est capturé par un noyau cible, produisant ainsi un neutron (n). Dans divers domaines de la recherche scientifique et de l'application technologique, cette réaction est d'une grande utilité. La réaction (p,n) est fréquemment utilisée comme suit :

1.8.1 Production de Neutrons

La réaction (p,n) est utilisée pour produire des neutrons, qui peuvent ensuite servir à des fins de recherche en physique nucléaire, sciences des matériaux, radiobiologie,

dosimétrie et autres domaines scientifiques.

1.8.2 Radiothérapie

En médecine, la réaction (p,n) peut être utilisée pour générer des neutrons utilisés en radiothérapie. Des faisceaux de neutrons peuvent être dirigés vers des tumeurs pour le traitement du cancer, car les neutrons ont une capacité accrue à endommager les tissus cancéreux par rapport aux photons utilisés dans la radiothérapie conventionnelle.

1.8.3 Analyse des Matériaux

La réaction (p,n) est utilisée comme technique d'analyse des matériaux. Les neutrons générés peuvent être utilisés dans des techniques non destructives, telles que l'activation neutronique pour déterminer la composition élémentaire des matériaux, la diffraction de neutrons pour analyser la structure cristalline et les matériaux légers ou magnétiques, la radiographie neutronique pour imager l'intérieur de matériaux opaques aux rayons X, ainsi que la spectroscopie des neutrons pour étudier la dynamique atomique.

1.8.4 Caractérisation des Noyaux

La réaction (p,n) est utilisée pour étudier la structure interne des noyaux atomiques. En étudiant les propriétés des neutrons émis dans cette réaction, les chercheurs peuvent déduire des informations sur la distribution des neutrons dans le noyau cible.

1.8.5 Production de Radio-isotopes

La réaction (p,n) peut être utilisée pour produire des radio-isotopes, qui sont des isotopes radioactifs utilisés à des fins médicales (imagerie, thérapie), en recherche et dans d'autres applications.

1.8.6 Sécurité Nucléaire

Dans le domaine de la sécurité nucléaire, la réaction (p,n) peut être utilisée pour détecter des matières nucléaires spécifiques et des matériaux fissiles, contribuant ainsi aux efforts de non-prolifération et de contrôle des armes nucléaires.

Chapitre 2

Modèles Théoriques Et Calculs Nucléaires

2.1 Introduction

L'étude des réactions nucléaires constitue un domaine essentiel de la physique nucléaire, permettant de percer les mystères de l'interaction entre les particules subatomiques au cœur des noyaux atomiques. Pour appréhender ces phénomènes complexes, les scientifiques ont développé une série de modèles théoriques sophistiqués, visant à décrypter les mécanismes sous-jacents et à prédire les résultats expérimentaux. Ces modèles fournissent un éclairage précieux sur la manière dont les noyaux réagissent lors de collisions et d'interactions, ouvrant ainsi la voie à une meilleure compréhension des propriétés nucléaires, des processus astrophysiques et des applications technologiques. Dans cette exploration, nous plongerons dans les modèles théoriques des réactions nucléaires, explorant leur rôle crucial dans l'élucidation de la structure nucléaire et des interactions fondamentales qui façonnent notre compréhension du microcosme atomique. Lorsqu'un projectile interagit avec un noyau cible, de nombreuses réactions nucléaires potentielles peuvent se produire. Les probabilités de ces réactions, également appelées sections efficaces, dépendent à la fois de la nature et de l'énergie du projectile, ce qui rend la modélisation des réactions nucléaires particulièrement complexe. Lorsque l'énergie du neutron sortant est équivalente à celle du neutron incident, cela conduit à ce que l'on appelle une "diffusion élastique", où l'énergie du neutron "émis" est maximale. En revanche, le neutron peut également se répandre de manière dispersée ou aléatoire sur les états discrets du noyau cible, ce qui génère plusieurs pics d'émission à haute énergie correspondant aux différents états accessibles. Dans ce contexte, on parle d'une "interaction directe", et l'on utilise le modèle optique pour décrire ce phénomène. Le neutron peut également être capturé par le noyau cible.

Le noyau résultant de cette réaction peut être excité et tendre à se désexciter en émettant des particules, lesquelles auront une faible énergie d'émission. Ce phénomène est associé à un spectre d'évaporation, qui est décrit par le modèle du noyau composé. Contrairement aux réactions directes, qui sont des processus rapides, l'évaporation correspond à un processus plus lent, au cours duquel le système (composé du noyau cible et du projectile) a le temps de s'équilibrer pour former un noyau composé. Entre ces deux situations extrêmes, il existe une zone de chevauchement décrite par le modèle de pré-équilibre lorsque l'énergie du projectile est inférieure à 200 MeV, et par le modèle de cascade intra-nucléaire pour des énergies plus élevées. Le calcul des sections efficaces nécessite d'appliquer ces trois modèles de manière cohérente pour traiter l'ensemble des voies possibles. Comme illustré dans la figure ci-dessous 2.1, on commence par utiliser le modèle du potentiel optique pour séparer les composantes des réactions directes des processus où la particule incidente est absorbée par la cible (section efficace de réaction). Le potentiel optique fournit également des coefficients de transmission au modèle du noyau composé.

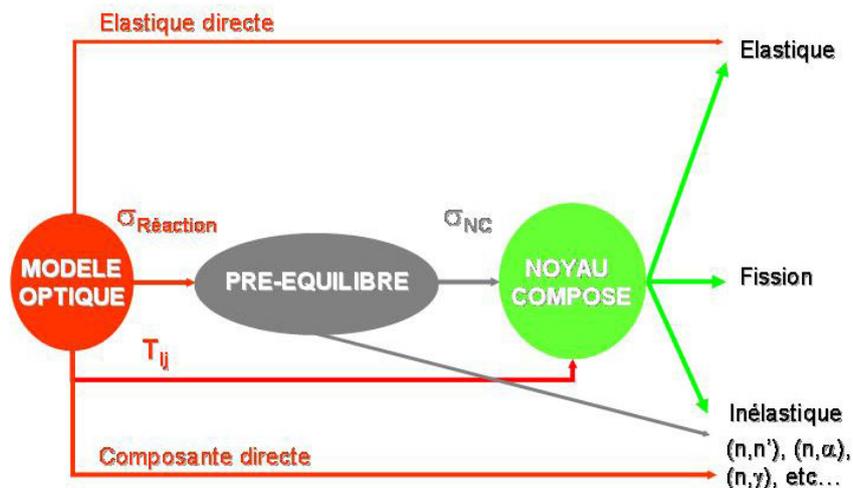


Figure 2.1: La Succession des modèles nucléaires.

Ensuite, la section efficace de réaction est traitée par le modèle de pré-équilibre [24], qui réalise une deuxième séparation en décrivant les émissions rapides qui se produisent avant que le système n'atteigne un état d'équilibre. Finalement, seule une fraction de la section efficace de réaction permet de former un noyau composé, dont la désintégration est décrite par le même modèle. Comme indiqué dans le schéma ci-dessus, tous ces modèles contribuent directement aux différentes voies de sortie, à l'exception de la voie de fission, qui est exclusivement décrite par le modèle du noyau composé [9].

2.2 Le Modèle Optique

Le modèle optique a été créé dans les années 1950 par John Blatt, un physicien américain, en collaboration avec Victor Weisskopf [25]. Ce modèle a rapidement été adopté par la communauté scientifique et a servi à expliquer de nombreux phénomènes nucléaires différents. L'hypothèse centrale de ce modèle est que l'interaction complexe entre une particule incidente et un noyau peut être représentée par un potentiel moyen-champ complexe, qui divise le flux de réaction en une partie couvrant la diffusion élastique de forme et une partie décrivant toutes les voies non élastiques concurrentes. Le modèle présenté ici vise à calculer les coefficients de transmission qui conditionnent la formation du noyau composé. Deux cas distincts sont étudiés : Capture d'une particule incidente (la voie incidente) ou Émission d'une particule b (la voie inverse). Le modèle optique présente la difficulté de déterminer le potentiel complexe à introduire dans l'équation de Schrödinger pour une cible et un projectile d'une énergie spécifique, afin de reproduire les observables expérimentales. La résolution de l'équation de Schrödinger avec ce potentiel complexe permet de prédire les observables de base, à savoir la distribution angulaire de diffusion élastique et le pouvoir d'analyse, les sections efficaces réactionnelle et totale... Pour cela, deux approches sont possibles :

L'approche semi-microscopiques, qui cherche à évaluer, à priori, le potentiel optique, à partir d'ingrédients les plus fondamentaux.

L'approche phénoménologique, où le potentiel est construit à l'aide de fonctions simples dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire le plus fidèlement possible diverses données expérimentales [26, 27].

2.2.1 Le Potentiel Optique

Le modèle optique est une approximation qui permet de traiter une collision nucléaire comme la collision d'une particule avec un potentiel complexe, permet à la résolution de l'équation de Schrödinger d'une particule dans ce potentiel [28]. Le modèle optique est une approximation qui permet de ramener un problème à A+1 corps (le cas où le projectile est un nucléon) à la résolution de l'équation de Schrödinger d'une particule dans un champs complexe central [28].

$$\hat{H}\varphi = \sum_{i=1}^{A+1} \left[-\frac{1}{2}\nabla^2 + V(\vec{r}_i) \right] \cdot \varphi = E\varphi \quad (2.1)$$

Dans ce cas, l'équation de Schrödinger 2.1, peut se réduire à :

$$\nabla^2\Phi + \frac{2\mu}{\hbar} [E - V(\vec{r}_i)]\Phi = 0 \quad (2.2)$$

μ : La masse réduite qui permet de calculer l'énergie du système projectile-cible dans le référentiel du centre de masse.

Le potentiel complexe $V(r)$ comprend une partie réelle qui décrit la voie élastique de la réaction et une partie imaginaire qui est liée à la perte de flux causée par les voies de réaction qui n'ont pas été prises en compte explicitement :

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (2.3)$$

$U(r)$: la partie réelle du potentiel $V(r)$.

$W(r)$: la partie imaginaire du potentiel $V(r)$.

Les premiers potentiels optiques ont été conçus pour étudier l'interaction des neutrons avec les noyaux atomiques. Par la suite, d'autres potentiels optiques ont été élaborés pour analyser la diffusion des protons, ainsi que des ions lourds. Les premières analyses de la diffusion élastique avaient recours à un potentiel en forme de puits carré, mais ce modèle a par la suite été remplacé par une approche plus réaliste sur le plan physique :

$$V(r) = U.f(r) + iW.g(r) \quad (2.4)$$

U : la profondeur de la partie réelle. W : la profondeur de la partie imaginaire. les facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$ sont des fonctions de la distance r entre les deux noyaux. Ils sont exprimés comme suit :

$$f(r) = \frac{-1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (2.5)$$

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (2.6)$$

La fonction $f(r)$ adopte la structure de la fonction de Wood-Saxon afin de garantir la saturation des forces nucléaires, ce qui signifie que les nucléons n'interagissent qu'avec leurs voisins les plus proches.

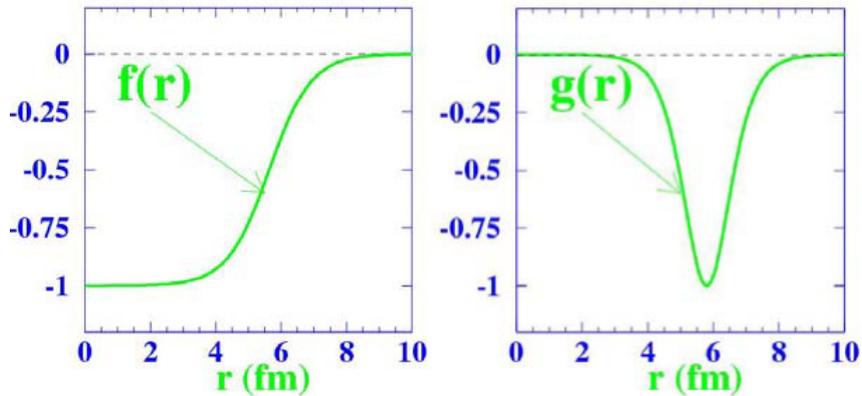


Figure 2.2: Dépendance radiale du potentiel optique phénoménologique.

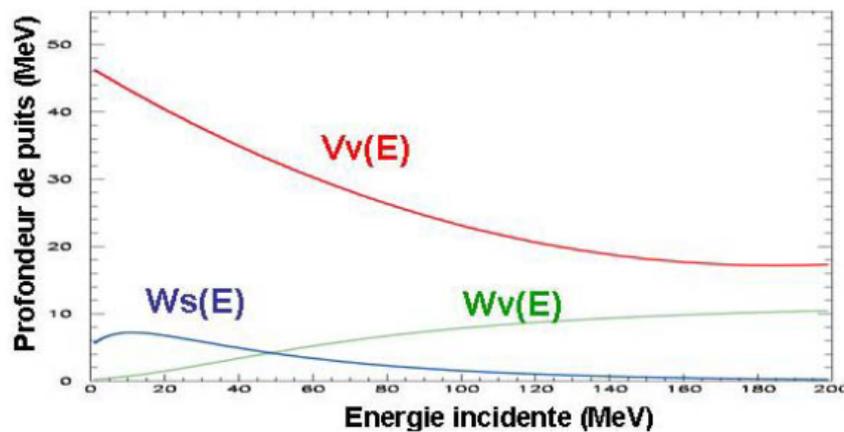


Figure 2.3: Dépendance énergétique des profondeurs de puits du potentiel optique central.

R : représente l'extension du potentiel qui doit être égale ou similaire au rayon du noyau.

a : Le paramètre qui contrôle la vitesse à laquelle la fonction $f(r)$ diminue. Il est lié à la diffusivité de la surface nucléaire, c'est-à-dire à la façon dont les particules traversent la surface du noyau.

L'énergie incidente influence la forme du facteur de forme de la partie imaginaire $g(r)$, comme le montre la figure ci-dessus.

A basse énergie (inférieure à 10 MeV/nucléon), on ne considère que l'absorption qui est localisée à la surface nucléaire. Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est représenté par une fonction dérivée de Wood-Saxon concentrée à la surface du noyau. Lorsque l'énergie est plus élevée, la partie imaginaire est généralement constituée de deux termes : un terme de surface décrit et un terme de volume décrit par un potentiel de Wood-Saxon. En outre, on intègre le terme qui désigne la relation entre le spin de la particule incidente et le moment orbital du système nucléaire (le couplage spin-orbite). :

$$V_{SO}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} \cdot c} \right)^2 \cdot \frac{V_{SO}}{r} \frac{\partial f}{\partial t} \vec{\ell} \cdot \vec{S} \quad (2.7)$$

$\vec{\ell}$: l'opérateur du moment angulaire.

\vec{S} : l'opérateur du spin.

$\left(\frac{\hbar}{m_{\pi} \cdot c} \right)^2$: longueur d'onde Compton du pion.

Finalement, on ajoute un potentiel Coulombien au potentiel $V(r)$ lorsque la particule incidente est chargée. C'est le potentiel généré entre une charge ponctuelle Z_1 et une sphère chargée de charge Z_2 de rayon R :

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) & \text{avec } r \leq R \\ \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} & \text{avec } r > R \end{cases} \quad (2.8)$$

En raison de ces diverses contributions, le potentiel complexe $V(r)$ employé dans le modèle optique présente la forme suivante :

$$V(r) = V_C(r) - U \cdot f(r) + i \cdot W_V f(r) + i W_S g(r) + V_{SO}(r) \quad (2.9)$$

La profondeur de chaque potentiel peut être influencée par la forme en termes d'énergie :

$$V = V_0 + V_1 \cdot E + V_2 \cdot E^2 + V_3 \cdot E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (2.10)$$

La dépendance en énergie entre le rayon réduit r_i et le rayon de diffusivité a_i peut également être linéaire :

$$r_i = r_i^0 + r_i^1 \cdot E \text{ sachant que } R_i = r_i \cdot A^{\frac{1}{3}}$$

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 \cdot E \text{ sachant que } i=1,2,3,4$$

Le type du potentiel est indiqué par l'indice i (réel de volume, imaginaire de surface, etc...). Les différents potentiels dépendent de $(E - E_f)$, où E_f est l'énergie de Fermi. Pour des neutrons incidents,

$$E_f^n = -1/2[S_n(Z, N) + S_n(Z, N + 1)] \quad (2.11)$$

où S_n est l'énergie de séparation du neutron, tandis que pour les protons incidents,

$$E_f^p = -1/2[S_p(Z, N) + S_p(Z + 1, N)] \quad (2.12)$$

où S_p est l'énergie de séparation du proton. La paramétrisation des différents potentiels pour les neutrons ou les protons est donnée par :

$$V_V(E) = v_1[1 - v_2(E - E_f) + v_3(E - E_f)^2 + v_4(E - E_f)^3] \quad (2.13)$$

$$W_V(E) = w_1 \frac{(E - E_f)^2}{(E - E_f)^2 + (w_2)^2} \quad (2.14)$$

$r_V = \text{constante}$

$a_V = \text{constante}$

$$W_D(E) = d_1 \frac{(E - E_f)^2}{(E - E_f)^2 + (d_3)^2} \exp[-d_2(E - E_f)] \quad (2.15)$$

$r_d = \text{constante}$

$a_d = \text{constante}$

$$V_{SO}(E) = v_{SO1} \exp[-v_{SO2}(E - E_f)] \quad (2.16)$$

$$W_{SO}(E) = w_{SO1} \frac{(E - E_f)^2}{((E - E_f)^2 + (w_{SO2})^2)} \quad (2.17)$$

$r_{SO} = \text{constante}$

$a_{SO} = \text{constante}$

$r_C = \text{constante}$

où : $E_f = E_f^n$ pour les neutrons incidents et $E_f = E_f^p$ pour les protons incidents, E représente l'énergie incidente dans le système laboratoire.

2.2.1.1 Les paramètres globaux du modèle optique pour les neutrons d'énergie $0,001 \leq E \leq 200 \text{ MeV}$ et les noyaux de masse $24 \leq A \leq 209$ sont donnés par

$$V_V(E) = v_1^n [1 - v_2^n (E - E_f^n) + v_3^n (E - E_f^n)^2 - v_4^n (E - E_f^n)^3] \quad (2.18)$$

$$W_V(E) = w_1^n \frac{(E - E_f^n)^2}{(E - E_f^n)^2 + (w_2^n)^2} \quad (2.19)$$

$$r_V = 1,3039 - 0,4054A^{-\frac{1}{3}}$$

$$a_V = 0,6778 - 1,487 \cdot 10^{-4} A$$

$$W_D(E) = d_1^n \frac{(E - E_f^n)^2}{(E - E_f^n)^2 + (d_3^n)^2} \exp[-d_2^n (E - E_f^n)] \quad (2.20)$$

Tableau 2.1: Les différents paramètres v^n du modèle optique pour les neutrons

<i>Potentiel réel de volume $V_V(E)$</i>	$r_v(fm)$	$r_V = 1,3039 - 0,4054 A^{-\frac{1}{3}}$
	$a_v(fm)$	$a_V = 0,6778 - 1,487 \cdot 10^{-4} A$
	$v_1^n(MeV)$	$59.3 - 21(N - Z)/A - 0.024A$
	$v_2^n(MeV^{-1})$	$0.007228 - 1.48 \cdot 10^{-6} A$
	$v_3^n(MeV^{-2})$	$1.994 \cdot 10^{-5} - 2.0 \cdot 10^{-8} A$
	$v_4^n(MeV^{-3})$	$7 \cdot 10^{-9}$
<i>Potentiel imaginaire de volume $w_V(E)$</i>	$w_1^n(MeV)$	$12.195 + 0.0167A$
	$w_2^n(MeV)$	$73.55 + 0.0795A$
<i>Potentiel imaginaire de surface $w_D(E)$</i>	$r_D(fm)$	$r_D = 1,3424 - 0,01585 A^{\frac{1}{3}}$
	$a_D(fm)$	$a_D = 0,5187 - 5,205 \cdot 10^{-4} A$
	$d_1^n(MeV)$	$16.0 - 16.0(N - Z)/A$
	$d_2^n(MeV^{-1})$	$0.0180 + 0.003802 / (1 + \exp[(A - 156)/8])$
	$d_3^n(MeV)$	11.5
<i>Potentiels réels de spin orbite</i>	$r_{SO}(fm)$	$r_{SO} = 1,1854 - 0,647 \cdot A^{-\frac{1}{3}}$
	$a_{SO}(fm)$	$a_{SO} = 0,59$
	$v_{SO1}^n(MeV)$	$5.922 + 0.0030A$
<i>Potentiels réels de spin orbite</i>	$v_{SO2}^n(MeV^{-1})$	0.0040
	$w_{SO1}^n(MeV)$	$-3,1$
<i>Potentiels réels de spin orbite</i>	$w_{SO2}^n(MeV)$	160
	$E_f^n(MeV)$	$-11.2814 + 0.02646 A$

$$r_D = 1,3424 - 0,01585A^{\frac{1}{3}}$$

$$a_D = 0,5446 - 1,656 \cdot 10^{-4} A$$

$$V_{SO}(E) = v_{SO1}^n \exp[-v_{SO2}^n(E - E_f^n)] \quad (2.21)$$

$$W_{SO}(E) = w_{SO1}^n (E - E_f^n)^2 / ((E - E_f^n)^2 + (w_{SO2}^n)^2) \quad (2.22)$$

$$r_{SO} = 1,1854 - 0,647 \cdot A^{-\frac{1}{3}}$$

$$a_{SO} = 0,59$$

Les différents paramètres v^n du modèle optique pour les neutrons sont représentés dans le tableau ci-dessous :

2.2.1.2 Les paramètres globaux du modèle optique pour les protons d'énergie $0,001 \leq E \leq 200 \text{ MeV}$ et les noyaux de masse $24 \leq A \leq 209$ sont donnés par

$$V_V(E) = v_1^p [1 - v_2^p (E - E_f^p) + v_3^p (E - E_f^p)^2 - v_4^p (E - E_f^p)^3] + V_C \cdot v_1^p [v_2^p - [2v_3^p (E - E_f^p) + 3v_4^p (E - E_f^p)^2]] \quad (2.23)$$

$$W_V(E) = w_1^p \frac{(E - E_f^p)^2}{((E - E_f^p)^2 + (w_2^p)^2)} \quad (2.24)$$

$$r_V = 1,3039 - 0,4054A^{-\frac{1}{3}}$$

$$a_V = 0,6778 - 1,487 \cdot 10^{-4}A$$

$$W_D(E) = d_1^p (E - E_f^p)^2 ((E - E_f^p)^2 + (d_3^p)^2) \exp[-d_2^p (E - E_f^p)] \quad (2.25)$$

$$r_D = 1,3424 - 0,01585A^{\frac{1}{3}}$$

$$a_D = 0,5187 - 5,205 \cdot 10^{-4}A$$

$$V_{SO}(E) = v_{SO1}^p \exp[-v_{SO2}^p (E - E_f^p)] \quad (2.26)$$

$$W_{SO}(E) = w_{SO1}^p \frac{(E - E_f^p)^2}{((E - E_f^p)^2 + (w_{SO2}^p)^2)} \quad (2.27)$$

$$r_{SO} = 1,1854 - 0,647 \cdot A^{-\frac{1}{3}}$$

$$a_{SO} = 0,59$$

$$r_C = 1,198 - 0,697 \cdot A^{-\frac{2}{3}} + 12,994 \cdot A^{-\frac{5}{3}}$$

Les différents paramètres v^p du modèle optique pour les protons sont représentés dans le tableau ci-dessous.

Une illustration de la dépendance en énergie adoptée ici pour les composantes du OMP est montrée sur la Figure 2.4 pour des protons incidents sur du ^{27}Al .

Tableau 2.2: Les différents paramètres v^p du modèle optique pour les Protons

<i>Potentiel réel de volume $V_V(E)$</i>	$r_v(fm)$	$r_V = 1,3039 - 0,4054 A^{-\frac{1}{3}}$
	$a_v(fm)$	$a_V = 0,6778 - 1,487 \cdot 10^{-4} A$
	$v_1^p(MeV)$	$59.3 - 21(N - Z)/A - 0.024A$
	$v_2^p(MeV^{-1})$	$0.007067 + 4,23 \cdot 10^{-6} A$
	$v_3^p(MeV^{-2})$	$1.729 \cdot 10^{-5} + 1,136 \cdot 10^{-8} A$
	$v_4^p(MeV^{-3})$	$7 \cdot 10^{-9}$
<i>Potentiel imaginaire de volume $w_V(E)$</i>	$w_1^p(MeV)$	$14,667 + 0.009629 \cdot A$
	$w_2^p(MeV)$	$73,55 + 0.0795A$
<i>Potentiel imaginaire de surface $w_D(E)$</i>	$r_D(fm)$	$r_D = 1,3424 - 0,01585 A^{\frac{1}{3}}$
	$a_D(fm)$	$a_D = 0,5187 - 5,205 \cdot 10^{-4} A$
	$d_1^p(MeV)$	$16,0 - 16,0(N - Z)/A$
	$d_2^p(MeV^{-1})$	$0.0180 + 0.003802 / (1 + \exp[(A - 156)/8])$
	$d_3^p(MeV)$	11.5
<i>Potentiels réels de spin orbite</i>	$r_{SO}(fm)$	$r_{SO} = 1,1854 - 0,647 \cdot A^{-\frac{1}{3}}$
	$a_{SO}(fm)$	$a_{SO} = 0,59$
	$v_{SO1}^p(MeV)$	$5,922 + 0,0030A$
	$v_{SO2}^p(MeV^{-1})$	0,0040
<i>Potentiels réels de spin orbite</i>	$w_{SO1}^p(MeV)$	-3,1
	$w_{SO2}^p(MeV)$	160
<i>Energie de fermi</i>	$E_f^p(MeV)$	-8,4075 + 0,01378 A
<i>Potentiel Coulombien</i>	$r_C(MeV)$	$1,198 + 0,697A^{-2/3} + 12,994A^{-5/3}$
	$\bar{V}_C(MeV)$	$1,73 \cdot ZA^{-1/3} / r_C$

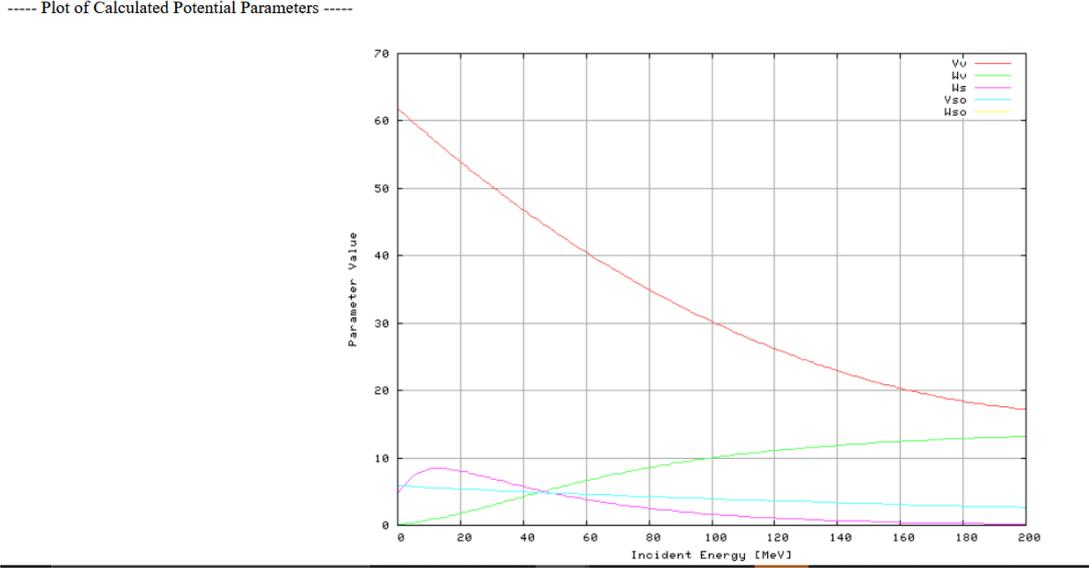


Figure 2.4: la dépendance en énergie adoptée ici pour les composantes du OMP pour des protons incidents sur du ^{27}Al .

2.2.2 Coefficients de transmission

La section efficace totale d'un matériau peut être mesurée en faisant passer un faisceau de neutrons d'énergie E_n à travers une cible composée des isotopes à étudier. Le coefficient de transmission, qui est le rapport entre le flux incident et le flux sortant après l'interaction avec la cible, est directement lié à la section efficace totale.

Les coefficients de transmission sont obtenus à l'aide du modèle optique, qui sont ensuite utilisés pour déterminer les sections de formation efficaces du noyau composé. Le formalisme de Hauser-Feshbach [29] utilise ces sections efficaces pour prédire les produits d'une réaction nucléaire.

Lorsqu'un noyau composé est fortement excité, il a de nombreuses possibilités de se désexciter. La diffusion élastique est une voie possible, mais elle est peu probable car elle nécessite que le noyau conserve son énergie et sa structure.

On a alors σ_{CN} qui correspond avec la section efficace de réaction σ_R ($\sigma_{CN}^C \approx \sigma_R$).

La résolution de l'équation de Schrödinger au niveau de la région interne ($r < R_C$), où le potentiel coulombien est donné par :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \quad (2.28)$$

Et la région externe ($r > R_C$), où le potentiel optique est nul :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} \quad (2.29)$$

avec $r = r_0(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{2}{3}})$, permet de déterminer la fonction éta :

$$\eta_{lj}(E) = \exp |2i\delta_{lj}(E)| \quad (2.30)$$

$\delta_{lj}(E)$: étant le déphasage de la fonction d'onde sortante.

Les coefficients de transmissions $T_{lj}(E)$ et les termes $\eta_{lj}(E)$ sont liés par la relation suivante :

$$T_{lj}(E) = 1 - |\eta_{lj}|^2 \quad (2.31)$$

η_{lj} : l'élément de matrice de diffusion, dépend du déphasage δ_{lj} par

$$\eta_{lj} = \frac{((u'_{lj}F_l - u_{lj}F'_l) - i(u_{lj}G'_l - u'_{lj}G_l))}{((u_{lj}F'_l - u'_{lj}G_l) - i(u_{lj}G'_l - u'_{lj}G_l))} = \exp(2i\delta_{lj}) \quad (2.32)$$

F : La fonction de Coulomb régulière qui décrit le comportement d'une particule chargée dans la région où le potentiel coulombien est dominant.

G : La fonction de Coulomb irrégulière qui décrit le comportement d'une particule chargée dans la région où le potentiel coulombien est infini.

u : présente la fonction d'onde dans la région interne.

u' : la dérivée de la fonction u .

Concernant des particules de spin 1/2, les coefficients de transmissions sont donnés par :

$$T_l = \frac{((l+1)T_l^{(j=l+1/2)} + lT_l^{(j=l-1/2)})}{(2l+1)} \quad (2.33)$$

concernant des particules de spin 1 les coefficients de transmission sont donnés par :

$$T_l = \frac{((2l+3)T_l^{(j=l+1)} + (2l+1)T_l^{(j=l)} + (2l-1)T_l^{(j=l-1)})}{(2l+1)} \quad (2.34)$$

D'une façon générale, pour une particule incidente de spin S , les coefficients de transmission de moment angulaire j sont donnés comme suit :

$$T_l = \frac{1}{((2S+1)(2l+1))} \sum_{(j=|l-S|)^{(l+S)} (2j+1) T_{lj} \quad (2.35)$$

Les sections efficaces totales, élastiques, de réaction et les rayons de diffusion des neutrons à basse énergie sont déterminées en utilisant les coefficients de transmission.

2.2.3 Densité de Niveaux

Dans les modèles statistiques de prédiction des sections efficaces, les densités de niveaux nucléaires sont utilisées pour les énergies d'excitation où aucune information sur les niveaux discrets n'est disponible ou incomplète.

Il existe plusieurs modèles de densité de niveaux, allant d'expressions analytiques phénoménologiques à des densités de niveaux tabulées dérivées de modèles microscopiques. Les détails complets concernant les modèles phénoménologiques peuvent être trouvés dans Koning et al [30]. La détermination précise de la section efficace et des spectres d'énergie des particules émises est grandement influencée par la densité de niveaux. Par conséquent, les paramètres qui influencent les diverses expressions de la densité de niveaux sont d'une importance capitale, et leur sélection requiert une étude paramétrique appropriée pour obtenir des résultats cohérents avec les données expérimentales.

2.2.3.1 Le modèle du gaz de Fermi

l'expression générale de la densité d'états totale, selon les méthodes de la mécanique statistique [31] est écrit comme suit :

$$\omega^{tot}(E_x) = \frac{\exp[S(E_x)]}{\sqrt{D(E_x)}}, \quad (2.36)$$

La densité de niveaux totale $\rho^{tot}(E_x)$ correspond au nombre total de niveaux par MeV autour de l'énergie E_x . Elle est obtenue en sommant la densité de niveaux sur le spin et la parité. Pour un noyau d'énergie d'excitation E_x , de spin J et de parité Π , la densité de niveaux $\rho(E_x, J, \Pi)$

est donnée par :

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \rho(E_x)\rho(J, \Pi) \quad (2.37)$$

ou $\rho(J, \Pi)$ est la distribution de spin telle que :

$$\rho(J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{(2J+1)}{\sqrt{8\Pi\sigma^3}} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.38)$$

où σ^2 est le paramètre de spin de coupure.

L'expression de densité de niveaux analytique la plus connue est sans doute celle du modèle du gaz de Fermi (FGM) [32]. Ce modèle repose sur l'hypothèse que les états mono-particulaires qui construisent les niveaux excités du noyau sont espacés de manière égale, et qu'ils s'appliquent en général aux nucléons non interagissant, en l'absence de niveaux collectifs. Pour un système à deux fermions, c'est-à-dire en distinguant les neutrons et les

protons excités, la densité d'état totale du gaz de Fermi se lit :

$$\omega_F^{tot} = \frac{\sqrt{\pi} \exp [2\sqrt{a.D}]}{12 a^{1/4}.U^{5/4}}, \quad (2.39)$$

Dans le cas des noyaux pairs impairs, l'énergie d'excitation est donnée par l'énergie effective U telle que :

$$U = E_x - \Delta \quad (2.40)$$

où Δ est l'énergie de l'appariement.

D'où la densité de niveaux de l'expression 2.37 devient :

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^3\sqrt{2\pi}} \exp - \left[\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi} \exp [2\sqrt{a.D}]}{12 a^{1/4}.U^{5/4}} \quad (2.41)$$

Ces équations montrent que les densités de niveaux dans le cas du modèle de gaz de Fermi dépendent de trois paramètres sont : a , σ et Δ .

2.2.3.2 Modèle de Gilbert et Cameron

Dans le Modèle de Gilbert et Cameron (*GC*) [33] appelé aussi Modèle de Température Constante (MTC), la plage d'énergie d'excitation est divisée en deux parties :

- Une partie à basse énergie, allant de 0 MeV jusqu'à une énergie de correspondance E_M , où s'applique la loi de température constante.

$$\rho_{GC}(E_x) = \frac{1}{T} \exp \left(\frac{E_x - E_0}{T} \right) \quad (2.42)$$

où est T est la température nucléaire et E_0 est un paramètre libre.

- Une partie à haute énergie, au-dessus de E_M , où s'applique le modèle du gaz de Fermi qui est donnée par la formule 2.39 où l'énergie d'excitation effective est $U = E_x - \Delta$. L'énergie d'appariement est donnée par :

$$\Delta = n \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.43)$$

où $n = 0, 1$ ou 2 pour les noyaux impairs-impairs, impairs et pairs-pairs respectivement.

Le paramètre de spin de coupure est donné par :

$$\sigma^2(E_x) = 0.146 A^{2/3} \sqrt{aU} \quad (2.44)$$

2.2.3.3 Modèle Back-Shifted Fermi Gas (B.S.F.G.M.)

Ce modèle [34] vise à étendre l'application de la formule du gaz de Fermi jusqu'à la région de température constante pour les énergies d'excitation faibles, en incluant la température nucléaire dans l'expression du gaz de Fermi. Dans cette situation, la densité totale des niveaux est exprimée par :

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U')a^{1/4}} \frac{\exp \sqrt{2aU'}}{(U' + T)^{5/4}} \quad (2.45)$$

$$\sigma^2(U') = 0.015TA^{5/3} \quad (2.46)$$

Le spin de coupure est $\sigma^2(U')$. On définit la température nucléaire T selon l'équation suivante :

$$U' = aT^2 - T \quad (2.47)$$

La différence entre U et U' est due à l'énergie d'appariement Δ soient :

$$U' = \left\{ \begin{array}{ll} U - 2\Delta & \text{pair - pair} \\ U - \Delta & \text{pair - impair} \\ U & \text{impair - impair} \end{array} \right\} \quad (2.48)$$

2.2.3.4 Correction de couche d'Ignatyuk

Les deux formules de densité de niveaux, Gilbert-Cameron [33] et BSFGM [34], s'appuient sur un paramètre a défini dans le cadre du modèle équidistant, et qui est constant pour toute la gamme d'énergie d'excitation. Or, lorsque l'énergie d'excitation est élevée, l'effet de couche n'est pas le même à basse énergie. Pour cette raison, Ignatyuk [35] a suggéré une correction en utilisant le paramètre de densité de niveau a en fonction de l'énergie d'excitation E_x . Ou :

$$a = a(E_x) = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma U]}{U} \right) \quad (2.49)$$

où \tilde{a} est valeur asymptotique de (\tilde{a} à des énergies d'excitation élevées et est l'effet de couche. L'impact de l'effet de couche est d'autant plus significatif que l'énergie d'excitation est faible, et il est minime à des énergies d'excitation élevées où $a(E_x)$ est grande. (\tilde{a} coïncide avec sa valeur asymptotique \tilde{a}).

\tilde{a} peut être tirée de la formule empirique :

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (2.50)$$

où α et β sont des paramètres libres.

2.3 Le Modèle du Noyau Composé

Le modèle du noyau composé est un modèle théorique qui explique comment un noyau composé se forme et se désintègre. Lorsque l'absorption d'une particule incidente par un noyau cible entraîne la formation d'un noyau composé, cela crée un système instable de neutrons et de protons. ce modèle a été introduit en 1935 par Niels Bohr et John Wheeler. Ils ont proposé ce modèle pour expliquer la présence de résonances dans les courbes de la section efficace totale des réactions de neutrons de basse énergie sur tous les noyaux. La largeur de ces résonances est due au temps de vie des états excités des noyaux composés [9].

Le noyau composé se désintègre ensuite en une ou plusieurs particules, dont les énergies sont déterminées par les règles de sélection de la mécanique quantique. Le modèle du noyau composé est basé sur l'hypothèse que la formation et la désintégration du noyau composé sont des processus indépendants. Ce modèle vise à expliquer les propriétés des réactions nucléaires qui impliquent des neutrons de basse énergie. Il est utilisé pour calculer la section efficace des réactions nucléaires, la distribution angulaire des produits de réaction, et la durée de vie des états excités des noyaux composés. Il est à noter que ce modèle est un outil important pour comprendre les interactions protons-noyaux [9, 10].

2.3.0.1 Formalisme statistique de Hauser-Feshbach, Weisskopf et Ewing

Examinons la réaction $A(a, b)B$ et la section efficace $\sigma(a, b)$; les voies d'entrée et de sortie sont présentées respectivement par $c = A + a$ et $c' = B + b$.

La section efficace moyenne est d'abord décrite par le modèle du noyau composé, qui est défini dans le formalisme de la matrice R. Ce modèle est basé sur la théorie de Hauser et Feshbach [29]. Elaborée par Wigner et Eisinger [36], ensuite, par Lane et Thomas [37], La section efficace moyenne pour une voie de réaction $c' \neq c$ est exprimée par

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JII'V'} g_J \overline{|S_{c'c}^J|^2} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JII'V'\lambda\mu} g_J \frac{\overline{(u_{\lambda c'}^J u_{\lambda c}^{-J*} u_{\mu c'}^{J*} u_{\mu c}^{-J})}}{(E - W_\lambda^J)(E - W_\mu^{J*})} \quad (2.51)$$

Où k_c présente le vecteur d'onde dans la voie incidente c , W_λ^J et W_μ^{J*} sont les énergies propres du noyau composé dans les états λ et μ et $S_{c'c}^J$ est la matrice de collision et sa moyenne est donnée par :

$$|S_{c'c}^J|^2 = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c'}^J u_{\lambda c}^{-J*} u_{\mu c'}^{J*} u_{\mu c}^{-J} (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)}{(E_\lambda^J + E_\mu^J)^2 + 1/4(\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)^2} \quad (2.52)$$

E_λ^J et E_μ^J sont les énergies du noyau composé formées dans les états λ et μ , et Γ_λ^J et Γ_μ^J sont les largeurs partielles dans les états λ et μ .

D'après la formule de dispersion de Kapoor et Peierls [36], les fonctions $u_{\lambda c'}^J$ et $u_{\mu c}^{-J}$ s'écrivent comme :

$$u_{\lambda c'}^J = (\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} a_{c'})^{1/2}}{u_{c'd}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \quad (2.53)$$

et

$$\bar{u}_{\lambda c}^J = (\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c a_c)^{1/2}}{u_{c'd}^{(-)}(k_c, a_c)} \bar{\gamma}_{\lambda c}^J \quad (2.54)$$

$\gamma_{\lambda c'}^J$ et $\bar{\gamma}_{\lambda c}^J$ représentent les largeurs réduites et $u_{c'd}^{(-)}$ et $u_{c'd}^{(+)}$ sont les fonctions d'ondes radiales entrantes et sortantes de forme asymptotique,

$$u_{c'd}^{(+)} \approx \exp [i(k_c r_c - \eta_c \log 2k_c r_c - \frac{1}{2}l\pi)] \quad (2.55)$$

et

$$u_{c'd}^{(-)} \approx \exp [-i(k_c r_c - \eta_c \log 2k_c r_c - \frac{1}{2}l\pi)] \quad (2.56)$$

Et satisfont à l'équation de Schrödinger :

$$\left(\frac{d^2}{dr_c^2} + k_c^2 - \frac{l(l+1)}{r_c^2} - \frac{2\mu_c}{\hbar^2} \frac{Z_a Z_A e^2}{r_c} \right) u_{cl}(k_c, r_c) = 0 \quad (2.57)$$

avec $\eta_c = \frac{\mu_c}{\hbar^2} \frac{Z_a Z_A e^2}{r_c}$

Les contributions des termes $\lambda \neq \mu$ avec des signes aléatoires sont de l'ordre de $\frac{(I \bar{\Gamma}_\lambda^J)^{(1/2)}}{D}$. Ceci est beaucoup plus petit que la contribution des termes définis positivement avec $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de $(\frac{I}{D})$, soit le rapport $\sqrt{\frac{I \bar{\Gamma}_\lambda^J}{D}} / (\frac{I}{D}) = \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}_\lambda^J}{D}} \ll 1$. Par conséquent, en gardant seulement les termes avec $\lambda = \mu$ dans la relation 2.52, la matrice de collision devient :

$$\overline{|S_{c'c}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \frac{I}{D} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J \bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J} 2\bar{\Gamma}_\lambda^J = \frac{T_{c'c}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (2.58)$$

où

$$T_c^J \equiv T_{cI}^J = 2\pi \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (2.59)$$

En reportant 2.58 dans 2.51, la formule de la section efficace de la réaction est exprimée comme suit :

$$\bar{\sigma}_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JII'I'} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (2.60)$$

où la sommation s'effectue sur toutes les voies ouvertes possibles c'' dans le dénominateur. Dans le cas où de nombreuses voies sont ouvertes, la décomposition du noyau composé par voie élastique devient un événement rare, c à d, $\Gamma_{\lambda c}/\Gamma_{\lambda} \ll 1$, alors, la section efficace totale de la réaction dans la voie c , qui est la somme de toutes les voies possibles c' excepté c de l'équation (2.60) peut être approximativement donnée par :

$$\sigma_c(\text{reaction}) \equiv \sigma_R \cong \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JI} g_J T_{cI}^J \quad (2.61)$$

Le sens physique de la quantité T_{cI}^J désigne la probabilité de formation du noyau composé par la voie c de moment angulaire (l, I, J) . C'est le coefficient de transmission. La section efficace de la réaction totale σ_R est égale à la section efficace de formation du noyau composé $\sigma_{CN}^{(c)}$, en négligeant la probabilité de décomposition du noyau composé par la voie élastique,

$$\sigma_c(\text{reaction}) \equiv \sigma_R \cong \sigma_{CN}^{(c)} \quad (2.62)$$

$$T_{cI} = T_{cl}(E_c) \quad \text{pour} \quad |I - J| \leq l \leq I + J \quad (2.63)$$

$T_{cI} = 0$ ailleurs

En effectuant la sommation sur J et I à droite de l'équation (2.61) avec la sommation sur J du facteur statistique g_J avec lequel on peut moyenner sur tous les états initiaux et sommer sur tous les états finaux.

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I + 1)(2l + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (2.64)$$

Avec $\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A$

$\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A$ la sommation sur I s'écrit :

$$(2I + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (2.65)$$

La section efficace de formation du noyau composé est exprimée par :

$$\sigma_{CN}^{(c)} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_l (2l + 1) T_{cl}(E_c) \quad (2.66)$$

Cas des neutrons : aux énergies incidentes $E_n \approx 14MeV$, les coefficients de transmission pour les ondes de moments angulaires $\ell \leq \lambda_c$ avec $\lambda_c = \frac{1}{k_c}$ qui interviennent pendant l'interaction sont voisine et proche de l'unité. , si bien que les sections efficaces $\sigma_{CN}^{(c)}$ peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma_{CN}^{(c)} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1) \approx \pi (R + \lambda)^2 \quad (2.67)$$

Avec $R = r_0 A^{1/3}$

Dans le cas des particules chargées, il est nécessaire de prendre en considération de la hauteur du potentiel V_c de la barrière Coulombienne existant entre les deux particules de la voie lors du calcul des coefficients de transmission. $\sigma_{CN}^{(c)}$ peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{CN}^{(c)} = \left\{ \begin{array}{ll} \pi R^2 \left(1 - \frac{V_c}{E_c}\right) & \text{si } E_c > V_c \\ 0 & \text{si } E_c < V_c \end{array} \right\} \quad (2.68)$$

2.3.0.2 Expressions des probabilités de décomposition du noyau composé

Dans l'expression de la section efficace (Eq.2.61) nous avons pris en compte les noyaux finaux dans des états spécifiques. Lorsque le noyau résiduel est très excité, les états ne sont pas résolus et il ne sera possible de parler que de la partie efficace moyennée par rapport à ces états au niveau d'un intervalle $dE_{c'}$. Dans chaque état, l'énergie $E_{c'}$ de la particule b émise dans la voie c' est représentée par un spin I_B et une énergie d'excitation E_B du noyau résiduel B . Si la densité de niveau correspondant à cet état est $\omega(E_B, I_B)$, la section efficace par unité d'énergie, dans l'intervalle $dE_{c'}$ comprenant $dE_{c'} \omega(E_B, I_B)$ niveaux, peut s'écrire, d'après ((Eq.2.61), sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JI\ell'I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (2.69)$$

La somme sur toutes les voies de sorties c'' dans le dénominateur de l'expression précédente (Eq.2.69) peut être écrite approximativement par :

$$\sum_{c'I_{B'}} \int_0^{w_{B'}} T_{c''}^J \omega(E_B, I_B) dE_{B'} \quad (2.70)$$

Où $I_{B'}$, $E_{B'}$ et $w_{B'}$ sont le spin, l'énergie d'excitation et l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel dans la voie c'' respectivement. Ils sont liées par :

$$w_{B'} = E_{B'} + E_{c''} \quad (2.71)$$

La densité de niveaux $\omega(E_B, I_B)$ est donnée par

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + \frac{1}{2})} \omega_0(E_B) \quad (2.72)$$

où $\gamma = \frac{2\hbar^2}{\mathfrak{J}_B T}$ représente une constante qui dépend du moment d'inertie \mathfrak{J}_B et de la température T . Dans la limite où \mathfrak{J}_B est très grand, on peut l'approximer par :

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (2.73)$$

En introduisant (Eq.2.63) et (Eq.2.72) dans la relation (Eq.2.69), il vient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_I \sum_{I_{B''}} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_{B'}} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (2.74)$$

En tenant compte l'expression précédente (Eq.2.74) et l'expression (Eq.2.62) de la section efficace de formation du noyau composé $\sigma_{CN}^{(c)}$. La relation (Eq.2.69) s'écrit alors :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^{(c)} \frac{(2I_b + 1) \sigma_{CN}^{(c')} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{w_{B'}} \sigma_{CN}^{(c'')} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (2.75)$$

Où le terme

$$\frac{(2I_b + 1) \sigma_{CN}^{(c')} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{w_{B'}} \sigma_{CN}^{(c'')} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} = P_{c'}(E_{c'}) \quad (2.76)$$

représente la probabilité que le noyau composé se décompose lorsqu'une particule b d'énergie $E_{c'}$ est émise dans la voie c' . La somme du dénominateur s'applique à toutes les voies ouvertes $c' = (b', B')$. la somme sur l'énergie intrinsèque de B' est prise en considération explicitement par l'intégrale sur $E_{B'}$. Par conséquent, l'équation (Eq.2.75) donne le spectre d'énergie des particules émises par le noyau composé [25]. Sachant que $k' = 2mE/\hbar^2$, nous retrouvons alors l'expression de Weisskopf et Ewing [25] qui s'écrit :

$$\frac{d\bar{\sigma}_{cc'}}{dE_{c'}} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1) \left(\frac{2m_b}{\hbar^2}\right) \sigma_{CN}^b E_b \rho(J, U)}{(2I_{b'} + 1) \left(\frac{2m_{b'}}{\hbar^2}\right) \sigma_{CN}^{b'} E_{b'} \rho(J, U)} \quad (2.77)$$

où σ_{CN}^b et σ_{CN}^n représentent respectivement les sections efficaces de formation du noyau composé par une particule b et par un neutron. Elles sont exprimées par :

$$\sigma_{CN}^b = \pi \lambda_b^2 \frac{2J_{CN} + 1}{(2I_A + 1)(2I_b + 1)} \sum_{S=|I_A - I_b|}^{I_A + I_b} \sum_{\ell=|J_{CN} - S|}^{J_{CN} + S} T_\ell^b(E_b) \quad (2.78)$$

$$\sigma_{CN}^n = \pi \lambda_n^2 \frac{2J_{CN} + 1}{(2I_A + 1)(2I_n + 1)} \sum_{S=|I_A - I_n|}^{I_A + I_n} \sum_{\ell=|J_{CN} - S|}^{J_{CN} + S} T_\ell^n(E_n) \quad (2.79)$$

I_b : spin de la particule b

I_A : spin du noyau.

J : moment angulaire total du noyau composé.

$\rho(J, U)$: densité de niveau du noyau résiduel.

La sommation est faite sur toutes les voies possibles ouvertes de décroissance du noyau composé et (n,p, α ...) et les coefficients de transmission $T_\ell^b(E_b)$ et $T_\ell^n(E_n)$ sont calculés par le modèle optique.

La section efficace est donnée par :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{NC}^c \int P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (2.80)$$

Dans le cas d'une réaction de type $A(n, b)B$ cette section efficace intégrée peut être donnée sous la forme suivante :

$$\sigma_{nb} = \frac{m_n}{m_b} \sigma_{NC}^n \exp\left(\frac{Q_{(n,b)} - V_b}{T}\right) \quad (2.81)$$

Par conséquent, le modèle statistique d'évaporation [25] montre aussi la dépendance de la section efficace à l'énergie de la réaction $Q_{(n,b)}$ qui est donnée par : $Q_{(n,b)} = S_n - S_b$. Où S_n , S_b se réfèrent aux énergies de séparation d'un neutron n et d'une particule b .

2.4 Le Modèle de Pré-équilibre

La description de trois processus distincts, soit les réactions directes, le mécanisme de pré-équilibre et la formation et l'évaporation du noyau composé, est requise par les modèles cherchant à étudier tous les aspects d'une réaction nucléaire. Depuis l'hypothèse de N. Bohr, les modèles de noyau composé ont été développés et sont assez fiables pourvu qu'on leur donne de bonnes conditions initiales. Plus tard, les théories de réactions directes ont fourni une description assez précise des processus directs. Cependant, l'étape pré-équilibre n'a été décrite que dans les années soixante. Selon J. J. Griffin [38, 39], le modèle

des excitons a été le premier à apparaître. Il est basé sur une équation maîtresse décrivant l'évolution du nombre d'excitons, soit le nombre de particules et de trous du système. Selon cette théorie, l'évolution au cours du temps de la probabilité $P(n, t)$ de trouver n excitons dans le système au temps t est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{dP(n, t)}{dt} = & P(n-2, t) \cdot \lambda^+(n-2, E) + P(n+2, t) \lambda^-(n+2, E) \\ & - P(n, t) [\lambda^+(n+2, E) + \lambda^-(n-2, E) + L(n, E)] \end{aligned} \quad (2.82)$$

La fonction $L(n, E)$ est le taux d'émission de particules du système dans un état d'énergie E à n excitons.

La fonction $\lambda^+(n-2, E)$ représente la probabilité qu'un système avec une énergie E et $n-2$ excitons atteigne un état avec n excitons. De même, $\lambda^-(n+2, E)$ est la probabilité qu'un système avec une énergie E et $n+2$ excitons passe à un état à n excitons. Ces probabilités sont définies par :

$$\lambda^\pm(n, E) = |M|^2 \omega^\pm(n, E), \quad (2.83)$$

Où $\omega^\pm(n, E)$ est la densité d'états finaux et M est un élément de matrice, généralement donné par la relation $|M|^2 = \frac{K}{E A^3}$

Le paramètre K est un facteur qui peut être ajusté à l'aide des données expérimentales spécifiques.

Cette méthode instinctive de résolution du problème a été très appréciée et a été améliorée et affinée au fil du temps [26, 40]. Cependant, le facteur K doit toujours être limité par l'expérience et n'a pas réellement d'équivalent microscopique.

Les travaux de T. Tamura, T. Udagawa et H. Lenske [41, 42], H. Feshbach, A. Kerman et A. K. Koonin [43] et H. Nishioka, W. A. Weidenmuller et S. Yoshida [44] ont permis de proposer une formulation microscopique du mécanisme de pré-équilibre.

Les calculs pratiques ont été largement utilisés et ont permis d'améliorer ces modèles au cours des deux dernières décennies [45–47]. Pour plus d'informations, une revue détaillée de ces modèles et de leurs applications est disponible dans le livre de E. Gadioli et P. E. Hogson [48] et les références associées.

Les deux formes du modèle exciton sont les plus cohérentes avec les données expérimentales : la forme approximative appelée « closed form » et celle appelée « Exciton model with Master Equation ». Après l'échange (interaction) initial entre la particule incidente et le noyau cible, le système nucléaire excité parvient à l'équilibre par une série d'échanges à deux corps (particule-particule et trou-trou).

Une particule de pré-équilibre peut être émise au cours de cette série d'interactions (Figure.2.5). Le nombre de particules p et de trous h excités détermine la complexité du système nucléaire excité; le nombre d'états exciton (n) est donc la somme de p et h ($n = p + h$).

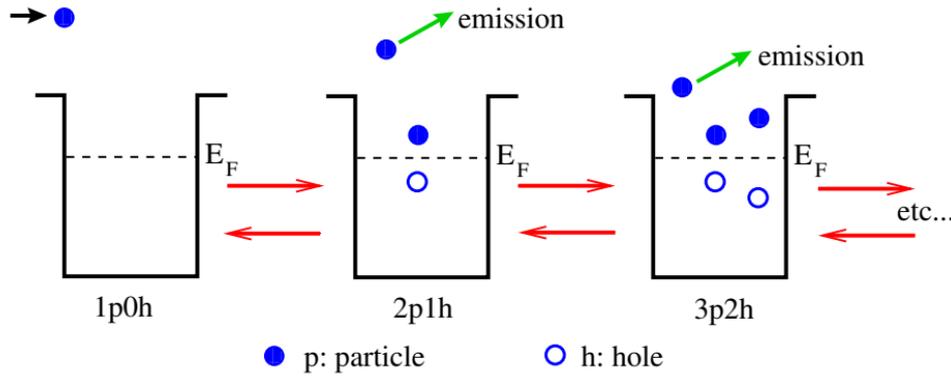


Figure 2.5: Flux de réaction dans le modèle exciton.

Le modèle exciton est un modèle mathématique qui décrit la dynamique d'un système nucléaire excité. Il est basé sur un ensemble d'équations combinées, appelées (MASTER EQUATION), qui modélisent les interactions à deux corps entre les particules et les trous. À chaque interaction, le système devient plus complexe, avec une configuration de particule-trou plus élevée. (Chaque fois qu'une interaction se produit n est augmenté d'une valeur de 2).

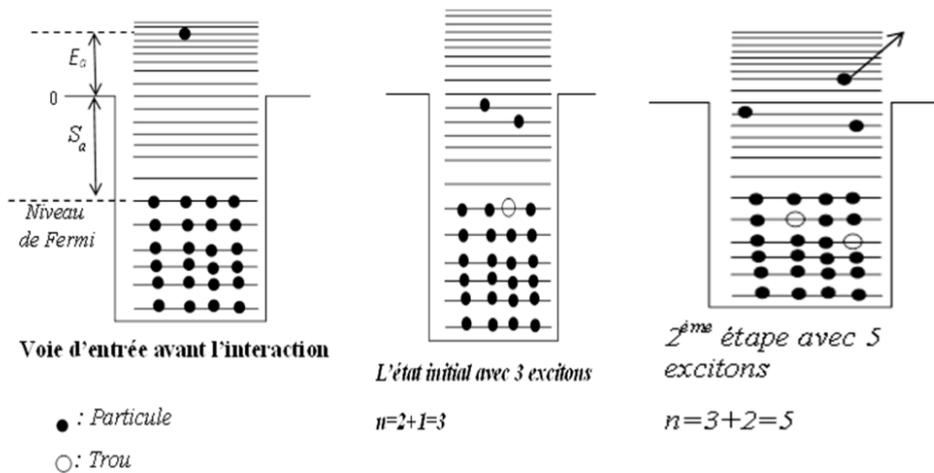


Figure 2.6: Processus de pré-équilibre décrit par le modèle exciton.

Dans le système (M E), selon [24], $W(n, E_b)$ correspond au taux d'émission de particule de pré-équilibre b , calculé en utilisant le principe de la balance détaillée pour une

particule d'énergie E_b .

$$W(n, E_b) = \frac{2I_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} m_b \sigma_{CN}^b(E_b) E_b \frac{\omega(P - P_b, h, U)}{\omega(P, h, U)} Q_b(P) \quad (2.84)$$

$\omega(P - P_b, h, U)$ représente la densité d'états exciton du noyau résiduel évaluée à une énergie d'excitation U qui est égale :

$$U = E - E_b - S_b \quad (2.85)$$

$\omega(P, h, E)$ représente la densité d'état exciton du noyau composé qui possède une énergie d'excitation E .

Le nombre de nucléons de la particule émise est P_b et σ_{CN}^b est la section efficace de formation du noyau composé par la voie inverse.

l'expression de $\omega(P, h, U)$ est donnée selon williams par :

$$\omega(P, h, E) = \frac{g^n (E - A_{P,h})^{n-1}}{P! h! (n-1)!} \quad (2.86)$$

$$g = \frac{6a}{\pi^2} \quad (2.87)$$

$$A_{P,h} = \frac{P^2 + h^2 + P - 3h}{4g} \quad (2.88)$$

$A_{P,h}$ est un paramètre qui limite le nombre d'états autorisés en raison du principe d'exclusion de Pauli [49].

$Q_b(P)$: C'est un paramètre qui distingue un neutron d'un proton.

$\lambda^+(n)$: Taux de transitions internes de voie $n \rightarrow n + 2$.

$\lambda^-(n)$: Taux de transitions internes de voie $n \rightarrow n - 2$.

En utilisant la formule de densité d'états de William et la règle d'or de Fermi.

$\lambda^+(n)$ et $\lambda^-(n)$ sont données par [50] :

$$\lambda^+(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g^3 (E - A_{P+1,h+1})^2}{2(n+1)} \quad (2.89)$$

$$\lambda^-(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g P h (n-2)}{2} \left[1 - \frac{n-1 (P-1) (P-2) + (h-1)(h-2)}{8 g (E - A_{P,h})} \right] \quad (2.90)$$

$|M|^2$: Est la valeur moyenne du carré de l'élément de matrice de l'interaction à deux corps entre l'état initial et l'état final. Fréquemment, on calcule $|M|^2$ en fonction de l'éner-

gie d'excitation E du noyau composé et de la masse A en utilisant la relation suivante :

$$|M|^2 = \frac{K}{E A^3} \quad (2.91)$$

K : est un paramètre libre. Lorsque la configuration des états exciton est plus complexe (n élevé), il est recommandé d'exprimer $|M|^2$ en utilisant la paramétrisation de Kalbach [51], qui utilise l'énergie d'excitation par exciton. $e = E/n$. Dans cette paramétrisation $|M|^2$ est donné par [51]

$$|M|^2 = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{K}{A^3} \frac{1}{\sqrt{14MeV^2}} & e \leq 2MeV \\ \frac{K}{A} \sqrt{\frac{e}{7MeV}} & 2 \leq e \leq 7MeV \\ \frac{K}{A^3 e} & 7 \leq e \leq 15MeV \\ \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{15MeV}{e}} & e \geq 15MeV \end{array} \right\} \quad (2.92)$$

La condition initiale pour la résolution du système d'équation « M.E » est :

$$P(P, h, t = 0) = \delta_{P, P_0} \delta_{h, h_0} \quad (2.93)$$

$P_0 = 2$: est le nombre de particules initiales. $h_1 = 1$: est le nombre de trous initiaux.

2.4.0.1 la section efficace de pré-équilibre

Les particules de pré-équilibre b émises ont un spectre d'énergie donné par :

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \sum_{n=2}^{\bar{n}} W_b(n, E_b) \tau(n) \quad (2.94)$$

$\tau(n)$: est la durée de vie moyenne d'un état exciton définie par :

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{t_{eq}} P(n, t) dt \quad (2.95)$$

est le temps requis pour que le système nucléaire soit équilibré. t_{eq} : est le temps nécessaire pour que l'équilibre du système nucléaire soit atteint.

2.4.1 La section efficace de réaction (p,b) ou (n,b)

La section efficace de pré-équilibre a été ajoutée à la section efficace d'évaporation pour calculer la section efficace totale. Ces deux parties efficaces ont été calculées de manière distincte.

La section efficace totale de la réaction (n, b) ou (p,b) est la somme des contributions de deux phénomènes : l'évaporation et le pré-équilibre. Pour distinguer la contribution de

chacun de ces phénomènes, il est nécessaire de normaliser les sections efficaces.

Le spectre d'énergie des particules b émises par les deux processus suscités est donné par :

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = F \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{eq} + \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{pre} \quad (2.96)$$

Où F un paramètre de normalisation donné par :

$$F = 1 + \frac{1}{\sigma_{CN}^n} \sum_b \left[\int \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{pre} dE_b \right] \quad (2.97)$$

Où $\left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{pre}$: la section efficace différentielle de pré-équilibre.

$\left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{eq}$: la section efficace différentielle de l'évaporation.

2.5 Codes de calcul

2.5.1 Code Talys 1.96

Le code Talys [2, 52] est un programme informatique permettant d'analyser et de prédire les réactions nucléaires. L'objectif principal de sa conception est de simuler les réactions nucléaires impliquant des neutrons, des photons, des protons, des deutons, des tritons, des particules d'hélium et alpha, dans la gamme d'énergie de 1 eV à 200 MeV et pour des nucléides cibles de masse 12 et plus. Il comprend un ensemble complet de modèles de réaction nucléaire, y compris des modèles optiques, des modèles de noyau composé, des modèles de pré-équilibre et des modèles de réaction directe. Le code Talys est utilisé pour diverses applications, notamment l'évaluation des données nucléaires, la conception de réacteurs nucléaires et la physique médicale. Cela nous permet d'évaluer les réactions nucléaires depuis la gamme des résonances jusqu'aux énergies intermédiaires.

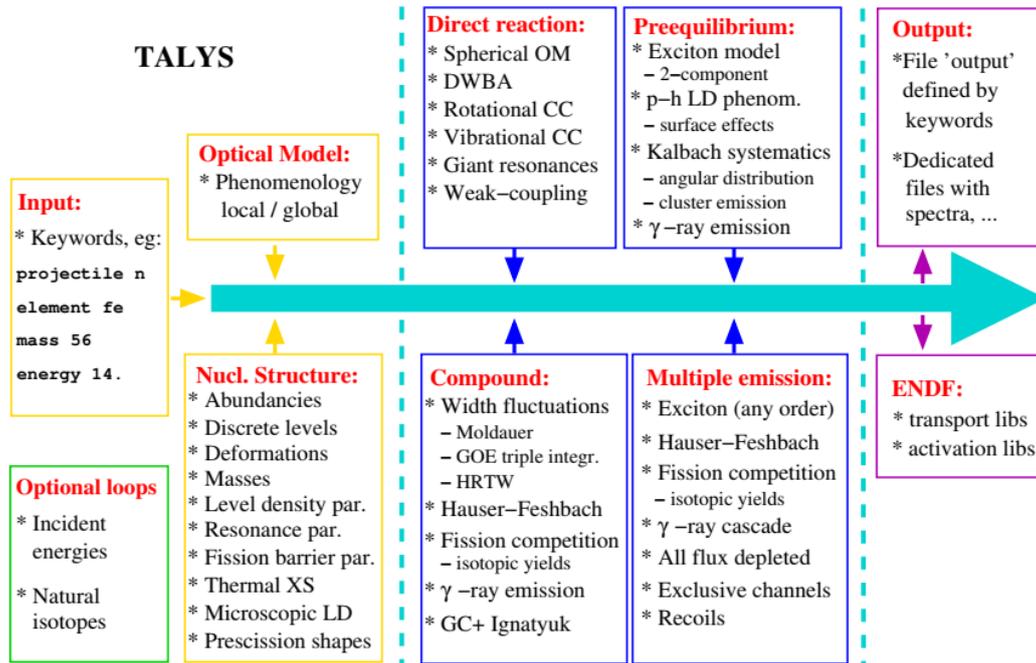


Figure 2.7: les modèles nucléaires utilisés par Talys.

le développement de TALYS [2, 52] s'est principalement déroulé à NRG Petten aux Pays-Bas, au CEA Bruyères-le-Châtel en France, à l'Université Libre de Bruxelles en Belgique et, plus récemment, à l'AIEA à Vienne en Autriche.

Le code Talys a deux objectifs principaux, intimement liés. Premièrement, il s'agit d'un outil de physique nucléaire permettant d'analyser les expériences de réactions nucléaires. L'interaction entre l'expérience et la théorie nous donne un aperçu de l'interaction fondamentale entre les particules et les noyaux, et des mesures précises nous permettent d'affiner nos modèles. En retour, lorsque l'on estime que les modèles nucléaires résultants ont un pouvoir de prédiction suffisant, ils peuvent donner une indication de la fiabilité des mesures. Une fois son rôle d'outil de physique nucléaire rempli, le code Talys entre en jeu pour sa deuxième fonction : celle d'outil de données nucléaires. Que ce soit en mode par défaut, lorsqu'aucune mesure n'est disponible, ou après un ajustement fin des paramètres ajustables des différents modèles de réaction sur la base de données expérimentales existantes. Le code Talys [2, 52] peut générer des données nucléaires pour tous les canaux de réaction ouverts, sur une grille d'énergie et d'angle définie par l'utilisateur. Les bibliothèques de données nucléaires construites à partir de ces résultats calculés et expérimentaux fournissent des informations essentielles pour les technologies nucléaires existantes et nouvelles. Voici quelques applications importantes qui reposent directement ou indirectement sur les données générées par des codes de simulation de réactions nucléaires comme TALYS :

- Réacteurs nucléaires conventionnels et innovants
- Transmutation des déchets radioactifs
- Réacteurs à fusion
- Applications d'accélérateurs de particules
- Sécurité intérieure
- Production d'isotopes médicaux
- Radiothérapie
- Logging de puits de pétrole
- Géophysique et astrophysique

L'idée de créer un programme informatique capable de prédire simultanément de nombreux canaux de réaction nucléaire. Des exemples bien connus de codes "tout-en-un" du siècle dernier sont GNASH [50], ALICE [53] et EMPIRE [54]. Ils ont été et sont encore largement utilisés, non seulement à des fins académiques, mais aussi pour la création des bibliothèques de données nucléaires existantes dans le monde entier. EMPIRE est toujours maintenu et étendu par ses auteurs originaux, tandis que différentes versions locales de GNASH et ALICE existent dans le monde entier, toutes avec des extensions et des améliorations différentes. TALYS est plus récent dans le sens où il a été entièrement écrit à partir de zéro au 21e siècle (à l'exception d'un module très important, le code à canaux couplés ECIS), en utilisant un ensemble cohérent de procédures de programmation. Voici quelques fonctionnalités spécifiques du logiciel TALYS :

Modèles nucléaires :

- Implémentation précise de nombreux modèles nucléaires récents pour les réactions directes, composites, pré-équilibre et de fission.
- Description continue et fluide des mécanismes de réaction sur une large gamme d'énergie et de masse. Les limites officielles sont de 0,001 à 200 MeV et de $12 < A < 339$, mais il est possible d'aller au-delà en théorie.

Calculs intégrés :

- Calculs entièrement intégrés du modèle optique et des canaux couplés par le code ECIS-06 [55].
- Incorporation de paramétrisations récentes du modèle optique pour de nombreux noyaux, à la fois phénoménologiques (avec optionnellement des relations de dispersion) et microscopiques.

Données de sortie :

- Sections efficaces totales et partielles, spectres d'énergie, distributions angulaires, spectres bi-différentiels et reculs.
- Sections efficaces de production de photons discrets et continus.

- Fonctions d'excitation pour la production de nucléides résiduels, y compris les sections efficaces isomériques.

- Modélisation exacte des sections efficaces de canaux exclusifs, par exemple $(n;2np)$, spectres et reculs.

Bibliothèque de paramètres :

- Référence automatique aux paramètres de structure nucléaire tels que les masses, les niveaux discrets, les résonances, les paramètres de densité de niveaux, les paramètres de déformation, la barrière de fission et les paramètres des rayons gamma, généralement issus de la bibliothèque de paramètres d'entrée de référence de l'AIEA [56].

Modèles de fluctuations de largeur :

- Divers modèles de fluctuations de largeur pour les réactions composites binaires et, à des énergies plus élevées, émission multiple de Hauser-Feshbach jusqu'à la fermeture de tous les canaux de réaction.

Modèles de densité de niveaux :

- Divers modèles de densité de niveaux phénoménologiques et microscopiques. Modèles de fission :

- Divers modèles de fission pour prédire les sections efficaces et les rendements des fragments et produits de fission, les multiplicités de neutrons et les spectres de neutrons et de gamma prompts de fission.

Modèles de réactions pré-équilibre :

- Modèles pour les réactions pré-équilibre et les réactions pré-équilibre multiples jusqu'à n'importe quel ordre.

Paramètres non résolus :

- Génération de paramètres pour la gamme de résonances non résolues. En plus des fonctionnalités listées précédemment, TALYS propose également :

Reconstruction de la gamme de résonance :

- Conversion de la gamme de résonance en sections efficaces ponctuelles en utilisant des paramètres de résonance tabulés.

Taux de réactions astrophysiques :

- Calcul des taux de réaction astrophysiques en utilisant la moyenne maxwellienne.

Couplage avec d'autres codes :

- Option de démarrer avec une distribution d'énergie d'excitation au lieu d'une combinaison projectile-cible, utile pour coupler TALYS à des codes de cascade intranucléaire ou pour étudier les fragments de fission.

Systématique et modèles alternatifs :

- Utilisation de systématiques si une théorie adéquate pour un mécanisme de réaction particulier n'est pas encore disponible ou implémentée, ou simplement comme alternative

prédictive aux modèles nucléaires plus physiques.

Production d'isotopes médicaux :

- Rendements de production d'isotopes médicaux en fonction de l'énergie de l'accélérateur et du courant du faisceau.

Format de sortie ENDF-6 :

- Fichiers de sortie pour la génération automatique de données nucléaires au format ENDF-6 en utilisant le programme TEFAL.

Optimisation et covariance :

- Entrées et sorties flexibles permettant l'optimisation automatique par rapport aux données expérimentales et la génération de données de covariance par le programme TASMANN.

Transparence et facilité d'utilisation :

- Code source transparent.
- Communication d'entrée/sortie facile à utiliser et à comprendre.

L'idée centrale est que nous fournissons toujours un ensemble complet de réponses pour une réaction nucléaire, pour tous les canaux ouverts et toutes les sections efficaces, spectres, distributions angulaires... Que ces réponses soient générées par des méthodes physiques sophistiquées ou par une approche empirique plus simple dépend de l'état actuel de la théorie des réactions nucléaires et de notre capacité à mettre en œuvre cette théorie. Avec le code Talys, un ensemble complet de sections efficaces peut déjà être obtenu avec un minimum d'effort, grâce à un fichier d'entrée de quatre lignes du type :

```

projectile n
element      Fe
mass        56
energy      14.
    
```

Figure 2.8: fichier Input simple de TALYS.

L'utilisation du code Talys est simple et accessible. L'idée est que même si l'utilisateur ne fournit que peu d'informations, il obtient tout de même des réponses complètes :

- Pour les informations essentielles, un fichier d'entrée de quatre lignes suffit. Il fournit des estimations raisonnables des principales quantités de la réaction nucléaire.
- Si vous souhaitez plus de précision, vous pouvez ajouter des "mots-clés" à votre fichier d'entrée. TALYS en propose près de 400, vous permettant de personnaliser vos résultats.

• Certains types de réactions sont difficiles à modéliser et ne peuvent pas être couvertes par des valeurs par défaut. D'autres codes peuvent parfois être plus performants sur des tâches spécifiques.

La base de données de structure nucléaire du code TALYS a été créée à partir d'une collection de fichiers de données "brutes", provenant en grande partie de la bibliothèque de paramètres d'entrée de référence RIPL [56]

TALYS offre toutes les fonctions d'excitation. Après une exécution avec de nombreuses énergies incidentes, calculer les taux de production ou de réaction pour diverses applications est relativement simple. L'astrophysique et la fabrication d'isotopes médicaux en sont des exemples.

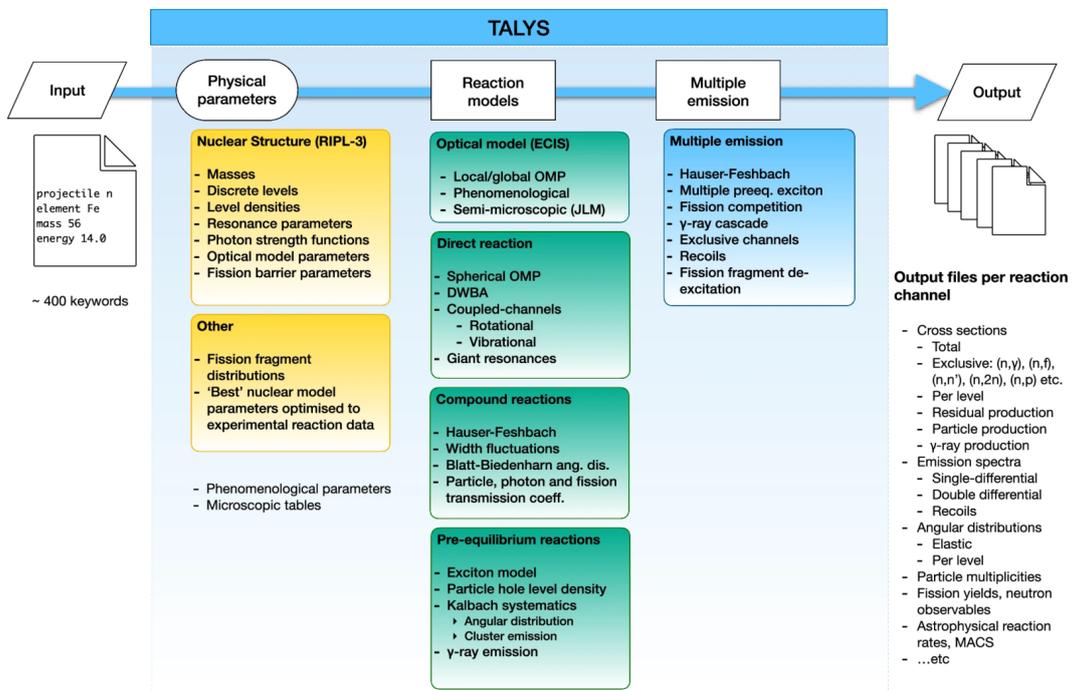


Figure 2.9: la modélisation des réactions nucléaires dans Talys.

Chapitre 3

Résultats et Discussions

Dans ce troisième chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude détaillée des réactions nucléaires générant des neutrons. Les protons et les neutrons jouent un rôle essentiel dans de nombreux domaines tels que l'énergie, la médecine. Leur production contrôlée via des réactions nucléaires spécifiques est donc cruciale pour des applications variées. Nous commencerons par rappeler les bases de la physique nucléaire concernant ces réactions, avant de passer en revue les principaux types de réactions permettant de produire des neutrons. Nous verrons comment il est possible, en choisissant judicieusement les noyaux mis en jeu, d'optimiser le rendement en neutrons. Enfin, nous aborderons les applications concrètes de ces réactions nucléaires produisant des neutrons, dans des domaines tels que l'imagerie médicale, la stérilisation, les analyses physico-chimiques ou encore la détection de matériaux illicites. Nous verrons comment le contrôle fin des flux de neutrons permet d'envisager des utilisations très diverses.

3.1 Étude Systématique des Réactions (p,n)

L'étude des sections efficaces des réactions nucléaires induites par des protons produisant des neutrons joue un rôle primordial dans différents domaines, tels que la technologie des réacteurs de fusion et des systèmes pilotés par accélérateur (Accelerator Driven System, ADS), ainsi que dans la médecine nucléaire, notamment pour la production d'isotopes utilisés soit pour le diagnostic des maladies cancéreuses, soit au niveau de la thérapie. Les études théoriques des fonctions d'excitation nécessitent une bibliothèque de données sur les paramètres caractéristiques de la réaction à étudier. Ces données comprennent en particulier la structure nucléaire de tous les noyaux impliqués dans la réaction, ainsi que les paramètres de la densité de niveaux et du modèle optique. Les méthodes théoriques pour calculer les sections efficaces des réactions nucléaires induites par des protons produisant des neutrons sont souvent complexes et nécessitent un grand nombre de données. Les

études systématiques des données expérimentales et des modèles théoriques simples sont une alternative plus rapide et plus flexible. Cette méthode permet d'identifier rapidement les sections efficaces et d'en extrapoler pour les cas où les mesures sont difficiles ou impossibles. Le modèle d'évaporation et le modèle d'exciton sont des modèles théoriques suffisants pour créer de nouvelles formules semi-empiriques des sections efficaces intégrées des réactions de type (n,b) ou (p,b) produisant des neutrons dans la gamme d'énergie des neutrons produits lors des réactions de fusion, de fission ou de spallation. Ces formules permettent d'identifier rapidement les sections efficaces en fonction d'un seul noyau cible.

Dans ce chapitre, nous analysons les données expérimentales des sections efficaces intégrées des réactions de type (p,n) produisant des neutrons, disponibles dans la bibliothèque EXFOR [3] de l'AIEA [56]. Nous utilisons deux modèles théoriques pour décrire ces réactions : le modèle statistique d'équilibre [29] et le modèle exciton de pré-équilibre [38]. Le modèle de la gouttelette de Myers et Swiatecki [57] permet de décrire l'énergie de réaction Q_{pn} . Les sections efficaces intégrées sont basées sur quatre termes : les effets d'asymétrie, l'asymétrie de surface, l'énergie coulombienne et l'énergie de diffusivité coulombienne, comme le montre ce modèle. Pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 37 et 209, nous avons développé des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (p, n) à l'énergie des protons incidents ($E_p = 7,5 \text{ MeV}$ et $E_p = 12,4 \text{ MeV}$). Les études systématiques des fonctions d'excitation étudiées ont été calculées et comparées aux données expérimentales obtenues à partir de la bibliothèque d'EXFOR [3] et comparées ensuite aux résultats de calcul de Code Talys 1.96 [2, 52].

L'émission de neutrons à l'équilibre est la principale contribution à la section efficace de la réaction (p,n) à 7,5 MeV. Dans le deuxième point, on va discuter le formalisme et les paramètres du modèles utilisée dans cette étude

3.2 Formalisme et paramètres du modèle

Prenons la réaction $A(p, n)B$ qui se caractérise par la voie d'entrée $a = A + p$ et la voie de sortie $b = B + n$. Les diverses définitions des symboles présentées dans ce chapitre sont les suivantes :

E_p : Énergie cinétique des protons incidents.

S_p : Énergie de séparation du proton.

$E_{CN} = E_p + S_p$: Énergie d'excitation du noyau composé.

S_n : Énergie de séparation de la particule émise (neutron dans notre cas).

E_n : Énergie cinétique de la particule émise (neutron dans notre cas).

$U = E_{CN} - E_n - S_n$: Énergie d'excitation du noyau résiduel B .

En se basant sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing et Blatte Biedenharn [58], la section efficace d'une réaction du type (p,n) est donnée par :

$$\sigma_{(p,n)} = \sigma_{non}(E_p) \frac{\Gamma_n}{\sum \Gamma_x} \quad (3.1)$$

où σ_{non} est la section efficace de l'interaction non élastique du proton incident avec un noyau à l'énergie cinétique E_p , Γ_x est la largeur du niveau d'émission de la particule de type x , n se réfère à l'émission de neutrons, la somme est pour tous les canaux ouverts. Dans notre cas, on peut écrire l'équation précédente comme suit

$$\sigma_{(p,n)} = \sigma_R \frac{\Gamma_n}{\sum \Gamma_{b'}} \quad (3.2)$$

$$\sum \Gamma_{b'} = \Gamma_p + \Gamma_n \quad (3.3)$$

Γ_n est la largeur du niveau d'émission de la particule n , et Γ_p est la largeur du niveau d'émission de la particule p .

la largeur du niveau d'émission Γ_p de la particule p peut s'écrire, selon le principe de l'équilibre détaillé (balance détaillée), comme suit

$$\Gamma_p = \frac{(2S_p + 1) M_p}{\pi^2 h^2 \rho_a(E_a)} \int_{V_p}^{E_a - B_p - \delta_p} \epsilon_p \sigma_c(\epsilon_p) \rho_b(E_b) d\epsilon_p \quad (3.4)$$

où la masse du proton est représentée par M_p et son spin par S_p , respectivement ; B_p et δ_p représentent l'énergie de séparation des protons et le caractère du noyau, respectivement ; les densités de niveau du noyau composé et du noyau résiduel sont respectivement $\rho_a(E_a)$ et $\rho_b(E_b)$ E_a et E_b représentent l'énergie d'excitation des noyaux composé et résiduel, respectivement ; V_p est la barrière coulombienne du proton ; ϵ_p et σ_c sont l'énergie du proton émis et la section efficace du processus inverse, respectivement. Lorsque l'énergie du proton incident n'est pas trop élevée, la section efficace inverse reste approximativement constante et peut être prise comme suit :

Pour les neutrons :

$$\sigma_c(\epsilon_n) = \pi R^2 \quad (3.5)$$

pour les Protons :

$$\sigma_c(\epsilon_p) = \begin{cases} 0, & \epsilon_p < V_p \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{V_p}{\epsilon_p}\right), & \epsilon_p \geq V_p \end{cases} \quad (3.6)$$

La probabilité qu'un proton traverse une barrière dans la limite classique est notée par $\left(1 - \frac{V_p}{\epsilon_p}\right)$, où R est le rayon du noyau. La densité de niveau [33] peut être approxi-

mativement calculée en fonction de l'entropie du système nucléaire :

$$\frac{\rho_b(E_b)}{\rho_a(E_a)} \approx \exp[S_b(E_b) - S_a(E_a)] \quad (3.7)$$

En utilisant l'entropie du système indiquée par :

$$\frac{dS}{dE} = 1/T \quad (3.8)$$

Où T est la température nucléaire. Ainsi, on obtient

$$S_b(E_b) - S_a(E_a) \approx \frac{(E_b - E_a)}{T} = -(\varepsilon_p + B_p + \delta_p)/T \quad (3.9)$$

En substituant les équations (3.7, 3.8 et 3.9) à l'équation (3.4), on obtient l'expression suivante

$$\Gamma_p = \frac{(2S_p + 1) M_p}{\pi \hbar^2} R^2 \int_{V_p}^{E_a - B_p - \delta_p} \varepsilon_p \left(1 - \frac{V_p}{\varepsilon_p}\right) \exp\left(-\frac{(\varepsilon_p + B_p + \delta_p)}{T_p}\right) d\varepsilon_p \quad (3.10)$$

L'équation ci-dessus peut être simplifiée après intégration, et on obtient

$$\Gamma_p = \frac{(2S_p + 1) M_p}{\pi \hbar^2} R^2 T_p^2 \left(1 - \frac{V_p}{\varepsilon_p}\right) + \exp - \frac{(V_p + B_p + \delta_p)}{T_p} \quad (3.11)$$

De même, la désintégration des neutrons peut être exprimée comme suit,

$$\Gamma_n = \frac{(2S_n + 1) M_n}{\pi \hbar^2} R^2 T_n^2 \exp - \frac{(B_n + \delta_n)}{T_n} \quad (3.12)$$

où $Q_{(p,n)} = V_p + B_p + \delta_p - B_n - \delta_n$, est $Q_{(p,n)}$ l'énergie de la réaction (p,n).

Selon la formule semi-empirique de la masse [57], l'énergie de la réaction (p,n) est approximativement égale à

$$Q_{(p,n)} = \gamma_1 \left(\frac{N - Z - 1}{A}\right) + \gamma_2 \frac{Z}{A^{1/3}} \quad (3.13)$$

où A , N et Z représentent les nucléons du noyau cible, le nombre des neutrons et les protons, respectivement, γ_i sont des constantes.

La température nucléaire est évaluée selon [1] comme suit :

$$T_p \cong \sqrt{\frac{C \propto E_p}{A}} \quad (3.14)$$

$$T_n \cong \sqrt{\frac{C(\alpha E_p + Q_{(p,n)})}{A}} \quad (3.15)$$

où C est la constante combinant le paramètre de densité de niveau nucléaire et le nombre de masse du noyau [33], et $\alpha = \frac{A}{A+1}$

On peut écrire la section efficace comme suit :

$$\sigma_{(p,n)} = \sigma_R \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}} \quad (3.16)$$

$$\sigma_{(p,n)} \approx \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\alpha E_p - V_p}{T_p} - \frac{\alpha E_p + Q_{(p,n)}}{T_n}\right]} \quad (3.17)$$

En utilisant les équations (3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15, 3.16 et 3.17), on peut obtenir les approximations suivantes pour $\sigma_{(p,n)}$

$$\sigma_{(p,n)} = \sigma_R \frac{1}{1 + \exp\left[\sqrt{\frac{A}{4C\alpha E_p}} \left(\frac{Q_{(p,n)}^2}{\alpha E_p} - Q_{(p,n)} - 2V_p\right)\right]} \quad (3.18)$$

En prenant en considération les équations (3.13) et (3.18), comme dans le cas [1], la formule à six paramètres suivante peut être proposée pour cette réaction (p,n) où la section efficace Systématique est donnée par :

$$\sigma_{(p,n)} = \frac{\sigma_R}{\exp(A^{\beta_1} (\beta_2 S^2 + \beta_3 S + \beta_4 V + \beta_5)) + \beta_6} \quad (3.19)$$

où $S = \frac{N-Z-1}{A}$, $V = A.Z^{-1/3}$, β_i sont des paramètres où $i = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , σ_R est la section efficace non élastique calculée pour tous les noyaux stables avec le nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ en utilisant le sous programme ECIS 06, rédigé par Raynal [55], implémenté dans le code Talys [2, 52] et le modèle optique. σ_R peut être exprimé comme suit [1] :

$$\sigma_R(7, 5MeV) = 813,44.\exp(-1,2797 \times 10^{-4}(A - 17,878)^2) \quad (3.20)$$

où A est le nombre de masse cible. la formule approximative de la section efficace non élastique du proton (figure 3.1)

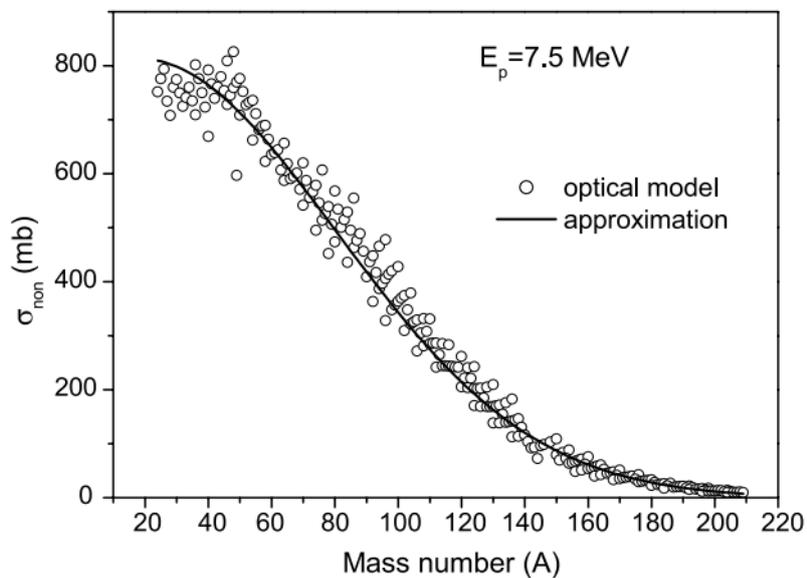


Figure 3.1: La section efficace non-élastique calculée par [1].

Dans notre travail, la section efficace non élastique à une énergie incidente du proton qui est égale à 7,5 MeV pour les noyaux stable dont la masse est $37 \leq A \leq 209$ est calculée par le code Talys 1.96 [2], peut être écrite par approximation en utilisant l'équation suivante :

$$\sigma_R(7,5 \text{ MeV}) = \exp(6,55662 + 0,00751A - 1,38644 \cdot 10^{-4} A^2), \quad (3.21)$$

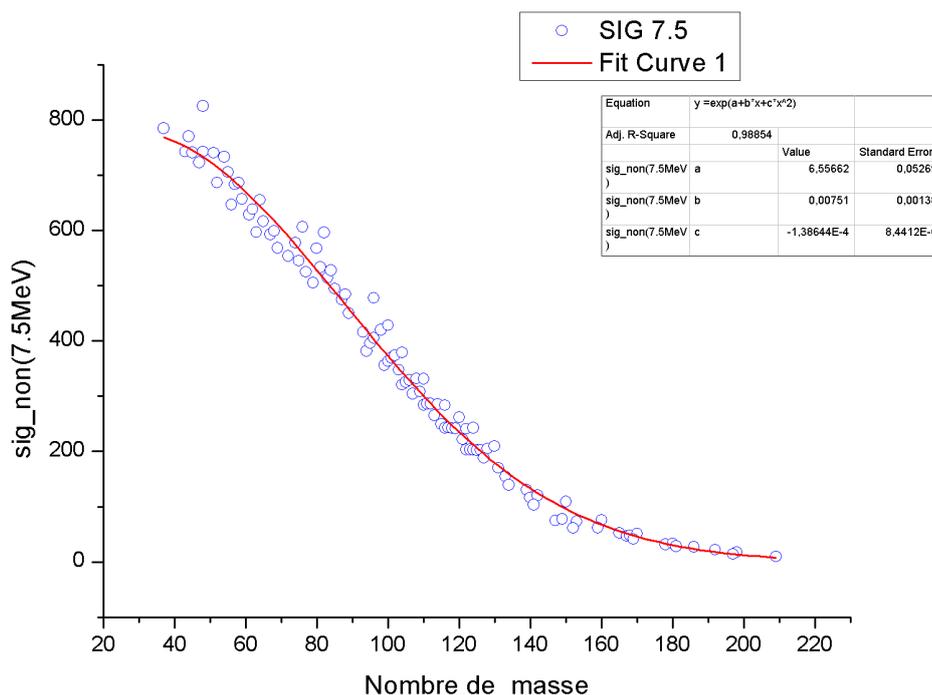


Figure 3.2: La section efficace non-élastique calculée via ECIS-06 implémenté sous Talys 1.96 pour les noyaux stable dont la masse est $37 \leq A \leq 209$.

La section inélastique σ_R des protons est présentée dans la figure (3.2) pour tous les noyaux stables avec le nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ à l'énergie incidente du proton 7,5 MeV calculée à l'aide du modèle optique via ECIS-06 implémenté sous Talys 1.96 [2] et évaluée par l'équation (3.21).

3.3 Fonction d'excitation (p,n) de la Réaction Expérimentale et Énergies de Seuil

Les valeurs des énergies de seuil utilisées pour chaque réaction ont été calculées à l'aide du programme Web QCALC des services de données nucléaires du Brookhaven National Laboratory [59]. Les énergies de seuil pour les réactions endothermiques sont calculées par l'expression :

$$E_{th} = \frac{m_3 + m_4}{m_3 + m_4 - m_1} |Q| \quad (3.22)$$

où m_3 et m_1 sont respectivement les masses des particules sortantes et incidentes et m_4 est la masse du nucléide produit. Q représente la valeur de Q_{value} de la différence de

masse (QM) (Aldama 2003). Ensuite, nous calculons le rapport entre l'énergie du proton incidente et l'énergie seuil afin de spécifier les isotopes concernés par la formule proposée ($7.5/E_{th} > 1.3$) [60].

Nous prenons la fonction d'excitation de la réaction expérimentale (p,n) pour 109 cibles avec un nombre de masse compris entre 37 et 209. Ces données proviennent de la base de données EXFOR (2022- 2023) [3] et sont disponibles dans la gamme d'énergie 7-8 MeV. Elles ont été réduites à 7,5 MeV par interpolation et extrapolation, selon le cas, des fonctions d'excitation de la réaction (p,n) à l'aide d'un logiciel statistique approprié. Le traitement statistique des sections efficaces expérimentales disponibles pour un seul noyau et une seule énergie d'incidence des protons a été effectué en utilisant la méthode des "moyennes pondérées" [1].

$$\langle \sigma^{exp} \rangle = \frac{\sum_{j=1}^n \sigma_j / (\Delta \sigma_j)^2}{\sum_{j=1}^n 1 / (\Delta \sigma_j)^2}, \quad (3.23)$$

$$\langle \Delta \sigma^{exp} \rangle = \max(\Delta \sigma_A, \Delta \sigma_B) \quad (3.24)$$

et

$$\Delta \sigma_A = \left(\frac{\sum_{j=1}^n (\sigma_j - \langle \sigma^{exp} \rangle)^2 / (\Delta \sigma_j)^2}{(n-1) \sum_{j=1}^n 1 / (\Delta \sigma_j)^2} \right)^{1/2}, \quad (3.25)$$

$$\Delta \sigma_B = \left(\sum_{j=1}^n 1 / (\Delta \sigma_j)^2 \right)^{-1/2} \quad (3.26)$$

où $\langle \sigma^{exp} \rangle$ et $\langle \Delta \sigma^{exp} \rangle$ sont la section efficace de la réaction (p,n) et son erreur évaluée à l'aide de données provenant de plusieurs mesures; σ_i et $\Delta \sigma_i$ sont la section efficace et ses erreurs, obtenues dans la i^{me} expérience; n est le nombre de mesures effectuées pour le noyau. Le tableau 1 présente la section efficace de la réaction (p,n), $\langle \sigma^{exp} \rangle \pm \langle \Delta \sigma^{exp} \rangle$, dérivée de l'examen des données expérimentales pour 109 noyaux (tableau 3.1). La figure (3.3) et le tableau (3.1) montrent les sections efficaces expérimentales et Sections efficaces évaluées par l'équation (3.19). La figure (3.4) montre le rapport entre la section efficace expérimentale et la section efficace calculée.

3.4 Les Paramètres statistiques \sum et χ^2

Le minimum des paramètres statistiques \sum et χ^2 garantit la qualité de l'ajustement de la fonction d'excitation de la réaction expérimentale (p,n) de notre formule à paramètres libres fournie par l'équation (3.19).

\sum s'écrit comme suit :

$$\sum = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2 \quad (3.27)$$

σ_i^{cal} est la section efficace calculée, σ_i^{exp} et $\Delta\sigma_i^{exp}$ représentent les données expérimentales et l'erreur associée, respectivement. L'ajustement optimal est déterminé par la valeur minimale de χ^2 , qui est

$$\chi^2 = \frac{\sum}{N - M} \quad (3.28)$$

où N représente le nombre de données expérimentales et M représente le nombre de paramètres libres dans la formule proposée.

L'application de la formule 3.19, suivie d'un ajustement des paramètres β_i ($\beta_1 = 3.26$, $\beta_2 = -7.8 \cdot 10^{-3}$, $\beta_3 = 65.6 \cdot 10^{-5}$, $\beta_4 = 1.55 \cdot 10^{-6}$, $\beta_5 = -2.11 \cdot 10^{-5}$, $\beta_6 = 1.24$) a permis d'obtenir des résultats satisfaisants. Cet ajustement est appliqué à 109 noyaux. Le tableau 3.5 montre les valeurs ajustées pour les différents paramètres β_i pour la relation Eq. (3.19) à six paramètres.

Tableau 3.1: Sections efficaces expérimentales de la réaction (p, n) pour une énergie de 7,5 MeV, ($\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$) Section efficace calculée, le taux $7,5/E_{th}$, σ_{sys} à partir de l'eq (3.19), et la valeur du $\sum = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2$.

Z	A	$\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$ (mb)	$7.5/E_{th}$	σ_{sys}	\sum (mb)	Données Expérimentales
17	37	$352,5 \pm 20,4$	4,57	356,9	0,05	[61]
20	43	$199,5 \pm 14,1$	2,44	290,7	41,89	[62, 63]
20	44	$415,5 \pm 24,2$	1,65	450,2	2,05	[62, 63]
20	48	$890,0 \pm 49,0$	14,60	584,0	38,97	[64]
21	45	$212,1 \pm 45,7$	2,57	264,9	1,33	[62, 65]
22	47	$181,1 \pm 29,0$	1,97	237,7	3,80	[62, 66]
22	48	$366,3 \pm 8,2$	1,53	373,6	0,79	[62, 66–68]
23	51	$402,3 \pm 39,0$	4,79	547,1	13,78	[62, 66, 69–77]
24	52	$257,0 \pm 16,7$	1,34	271,3	0,73	[66, 71, 78, 79]

Table 3.1

(Continued) 3.1

Z	A	$\sigma_{\text{exp}} \pm \Delta\sigma_{\text{exp}}$	$7.5/E_{th}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
24	54	587,0±68,4	3,40	554,9	0,21	[62, 78]
25	55	447,0±37,2	7,26	500,6	2,07	[70, 80]
26	56	146,6±14,0	1,37	159,6	0,86	[62, 66, 81, 82]
26	57	331,6±56,9	4,55	463,3	5,35	[62, 66, 83]
26	58	466,0±56,8	2,38	533,4	1,40	[62, 84, 85]
27	59	431,5±27,5	3,97	409,7	0,62	[69, 70, 73]
28	61	356,4±26,6	2,44	335,0	0,64	[86–88]
28	62	438,3±53,8	1,55	509,7	1,76	[86, 89]
28	64	442,4±35,8	3,00	499,7	2,56	[62, 86, 87, 90–94]
29	63	285,0±10,9	1,77	242,5	15,20	[62, 69, 71, 95–98]
29	65	542,5±9,4	3,46	493,7	26,97	[62, 69, 71, 74, 95, 97, 99–101]
30	67	451,7±54,1	4,14	481,7	0,31	[62, 102, 103]
30	68	519,4±14,4	2,00	475,6	9,23	[62, 97, 103, 104]
31	69	290,0±29,0	2,45	469,5	38,31	[62]
32	72	329,5±33,0	1,43	450,9	13,54	[62]
32	74	538,3±53,8	2,21	438,4	3,44	[62]
32	76	401,7±40,2	4,34	425,7	0,35	[62]
33	75	347,±36,1	4,49	432,0	5,55	[62, 70, 105]
34	77	351,5±31,4	3,44	419,4	4,67	[62, 106]
34	80	325,1±32,5	2,79	400,3	5,35	[62]
34	82	452,9±45,3	8,44	387,6	2,07	[62]
35	79	407,7±60,1	3,07	406,7	0,00	[62, 95, 107]
35	81	504,0±20,0	6,96	393,9	30,26	[108]
36	83	348,8±10,5	4,35	381,2	9,55	[109]
36	84	243,8±19,0	2,14	374,9	47,61	[109]
37	85	291,2±44,5	4,01	368,5	3,02	[62, 110]
38	87	300,0±30,0	2,80	355,4	3,47	[62,]
38	88	426,0±52,1	1,68	349,6	2,14	[62, –114]
39	89	285,8±18,5	2,05	343,4	9,68	[62, 70, 115–117]
40	96	501,0±69,5	12,00	300,4	8,32	[62, 118]
41	93	336,0± 59,0	6,24	318,6	0,08	[70, 73]
42	94	196,5±50,3	1,47	312,5	5,31	[118, 119]
42	95	316,3±29,8	3,00	306,4	0,10	[62, 118, 120, 121]
42	96	364,0±36,4	1,97	300,4	3,05	[62]

Table 3.1

(Continued) 3.1

Z	A	$\sigma_{\text{exp}} \pm \Delta\sigma_{\text{exp}}$	$7.5/E_{th}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
42	98	451,6±22,6	3,01	288,4	31,63	[120]
42	100	291,3±26,7	7,77	276,7	0,29	[118, 122]
44	99	381,0±57,3	2,62	282,6	2,94	[123]
44	100	323,9±25,8	1,68	276,7	3,33	[123]
44	101	331,0±49,6	5,59	270,9	1,46	[123]
44	102	307,4±46,1	2,39	265,2	0,83	[123]
44	104	109,5±31,0	3,87	253,9	21,70	[124]
45	103	282,0±20,2	5,47	259,6	1,23	[69, 70, 103, 125]
46	104	270,0±30,0	1,46	253,9	0,28	[126]
46	105	347,8±35,0	3,48	248,3	8,07	[126]
46	106	204,0±21,0	1,98	242,8	3,42	[126, 127]
46	108	300,0±30,0	2,75	232,0	5,13	[126]
46	110	336,2±17,2	4,48	221,4	44,67	[127]
47	107	250,3±14,4	3,37	237,4	0,80	[71, 95]
47	109	222,0±22,1	7,45	226,7	0,04	[71, 128]
48	110	302,6±29,2	1,59	221,4	7,72	[129–131]
48	111	190,1±27,6	4,52	216,2	0,89	[129, 130, 132, 133]
48	112	266,1±36,1	2,20	211,1	2,31	[129, 131]
48	114	280,0±42,0	3,33	201,0	3,52	[131, 134, 135]
48	116	324,8±48,7	5,97	191,8	7,50	[131]
49	113	247,0±4,0	4,08	206,0	104,65	[75, 136]
50	115	212,0±16,0	1,95	196,1	0,97	[137]
50	116	178,0±21,0	1,35	191,3	0,40	[137, 138]
50	117	204,5±14,9	2,97	186,5	1,44	[139, 140]
50	118	154,2±19,2	1,67	181,8	2,07	[140, 141]
50	119	261,1±20,9	5,42	177,2	16,09	[139]
50	120	196,0±20,2	2,14	172,7	1,33	[137, 139, 141]
50	122	279,0±12,5	3,11	163,8	84,90	[133, 139, 140]
50	124	268,9±12,6	5,33	155,2	81,37	[140]
51	121	132,5±53,2	4,05	168,2	0,45	[88, 142, 143]
52	122	216,6±43,3	1,48	163,8	1,48	[144]
52	123	158,0±15,0	3,70	159,5	0,00	[145]
52	124	142,9±16,2	1,88	155,2	0,58	[146]
52	125	226,0±36,3	7,68	151,0	4,26	[147]

Table 3.1

(Continued) 3.1

Z	A	$\sigma_{\text{exp}} \pm \Delta\sigma_{\text{exp}}$	$7.5/E_{th}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
52	126	214,4±25,0	2,53	146,9	7,26	[148]
52	128	187,9±28,2	3,65	138,9	3,01	[149]
52	130	72,5±8,7	6,20	131,2	45,66	[99]
53	127	122,9±39,3	5,72	142,9	0,25	[95, 107, 150]
54	131	114,0±12,5	6,52	127,5	1,17	[151]
55	133	223,7±23,6	5,72	120,3	19,16	[152]
56	134	21,2±2,5	1,64	116,8	20,48	[153]
57	139	53,7±9,7	7,11	100,3	23,13	[71, 154]
58	140	91,0±14,2	1,78	97,2	0,19	[155]
58	142	87,7±7,2	4,87	91,2	0,25	[155, 156]
59	141	48,7±13,1	2,85	94,2	12,06	[157]
60	150	41,9±3,0	8,61	70,2	90,03	[158]
62	147	94,5±11,2	2,97	77,7	2,23	[159, 160]
62	149	126,9±9,7	5,04	72,6	31,25	[159, 160]
63	151	66,4±0,60	5,97	67,9	6,42	[161]
64	152	45,7±4,2	1,56	65,6	22,85	[162]
64	160	81,2±9,0	8,39	49,5	12,45	[163]
65	159	104,3±44,6	6,49	51,3	1,43	[154, 164]
67	165	78,0±11,6	6,43	41,1	10,11	[165, 166]
68	167	58,8±8,3	4,87	38,1	6,23	[167]
68	168	52,8±7,3	3,03	36,6	4,87	[167]
68	170	57,9±9,1	6,81	33,9	6,87	[168]
69	169	35,9±9,9	4,43	35,3	0,00	[169, 170]
72	178	13,8±2,3	2,85	24,6	22,28	[142]
72	180	24,9±2,7	4,58	22,7	0,63	[142, 171]
73	181	33,3±3,4	7,55	21,8	11,47	[69, 73, 172]
74	186	15,6±2,1	5,47	17,6	0,92	[173, 174]
76	192	6,53±0,7	4,07	13,5	95,03	[175]
78	198	11,1±1,4	6,74	10,3	0,30	[176]
79	197	14,4±1,6	5,39	10,7	5,29	[69, 73, 177, 178]
83	209	10,7±3,4	2,79	6,1	1,83	[179, 180]

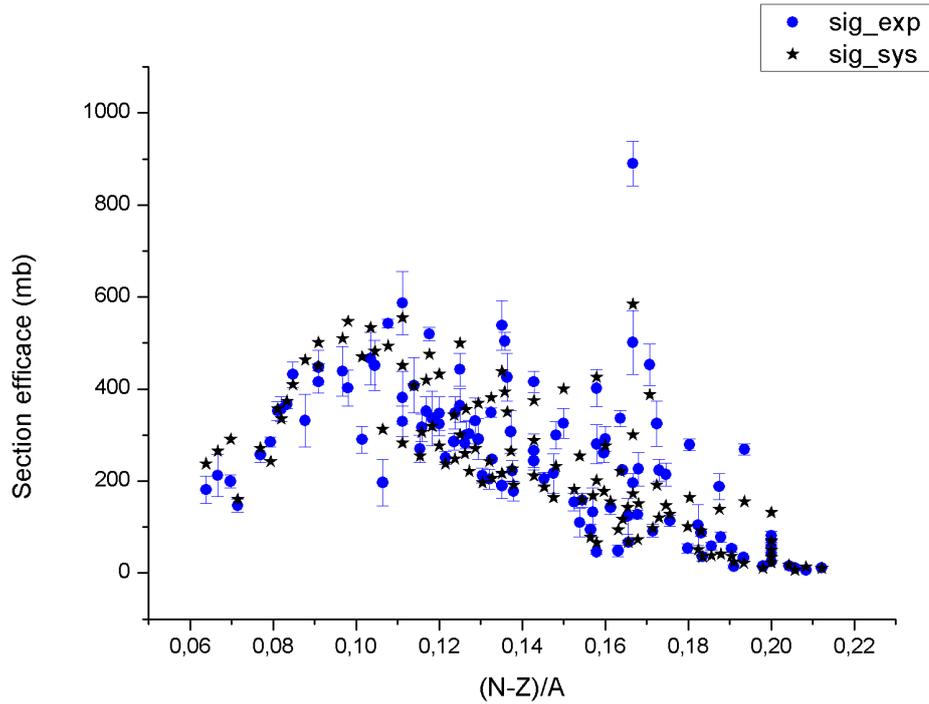


Figure 3.3: La section efficace de réaction (p,n) pour 109 noyaux de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ à l'énergie incidente du proton de 7,5 MeV obtenue à partir de l'analyse des données expérimentales (tableau 3.1) et calculée par systématique, équations (3.19) en fonction du paramètre $(N-Z)/A$.

Comme illustré dans le graphique ci-dessus, les sections efficaces expérimentales (σ_{exp}) ont été comparées à celles obtenues de manière systématique (σ_{sys}) en fonction du rapport $(N - Z)/A$. On observe une tendance générale, avec des variations significatives entre les deux valeurs, pouvant résulter d'incertitudes expérimentales ou d'approximations dans le modèle systématique. L'analyse des données montre que les sections efficaces dépendent du rapport $(N - Z)/A$, suggérant une influence de la composition isotopique sur la réaction. Ces résultats sont essentiels pour améliorer la compréhension des réactions nucléaires et affiner les modèles théoriques.

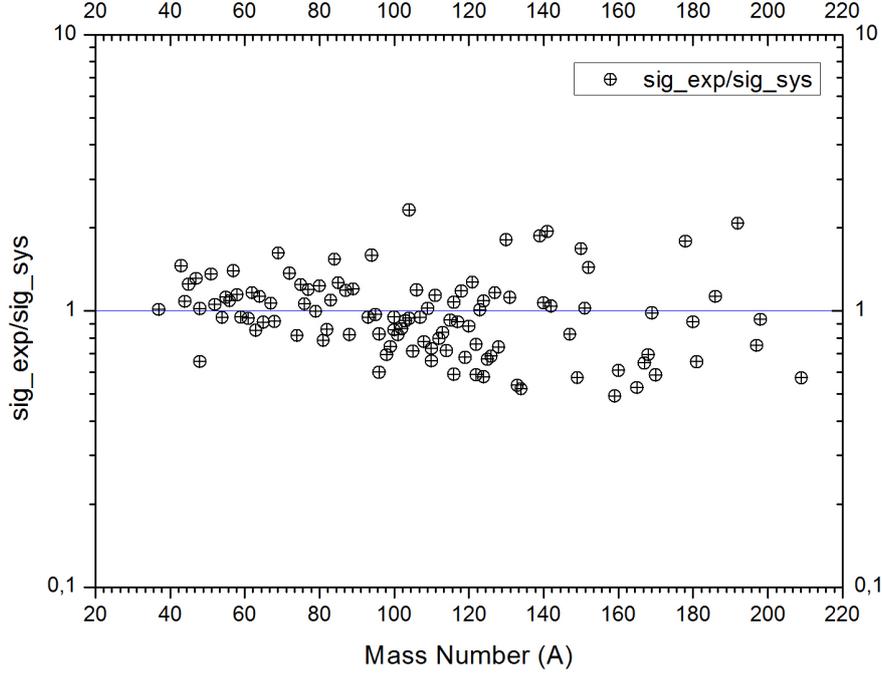


Figure 3.4: Rapport des sections efficaces de réaction (p, n) expérimentales et calculées pour les noyaux dans la plage $37 \leq A \leq 209$.

Le graphe ci-dessus présente le rapport des sections efficaces de réaction (p, n), comparant les valeurs expérimentales et calculées pour divers noyaux atomiques en fonction de leur nombre de masse (A), variant de 37 à 209. La majorité des points se situe autour de la ligne $Y=1$ (rapport $\sigma_{exp}/\sigma_{sys} = 1$), indiquant que, pour la plupart des noyaux, les sections efficaces théoriques sont proches des valeurs expérimentales. Cependant, certaines fluctuations montrent des écarts, avec des points au-dessus ou en dessous de cette ligne, suggérant que les modèles théoriques pourraient nécessiter des ajustements pour certains noyaux.

Tableau 3.2: révèle les valeurs d'ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.19), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])

Formula	\sum	χ^2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
This work	1279,6	12,42	3,26	-7,8 $\times 10^{-3}$	65,6 $\times 10^{-5}$	1,55 $\times 10^{-6}$	-2,11 $\times 10^{-5}$	1,24

Dans cette partie de travail, une nouvelle formule semi-empirique a été dérivée pour systématiser la section efficace de réaction (p,n) de 7,5 MeV. Le modèle d'exciton de pré-équilibre et le modèle d'évaporation, ainsi que la formule de masse semi-empirique, ont été

utilisés dans cette étude. Les sections efficaces calculées pour les isotopes avec un rapport de 7,5 MeV et un seuil de réaction supérieur à 1,3 ($7,5/E_{th} > 1,3$) avec cette nouvelle formule sont en bon accord avec les valeurs expérimentales (EXFOR2022). Cette formule à six nouveaux paramètres conduit aux valeurs les plus faibles de $\Sigma = 1279,6$ et $\chi^2 = 12,42$.

Par ailleurs, en utilisant les mêmes 90 isotopes analysés par Broeders et Konobeyev [1] et en tenant compte d'autres paramètres d'ajustement, nous avons comparé nos résultats avec ceux de leur étude, présentés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 3.3: Comparaison avec des résultats antérieurs

Formula	Σ	χ^2
This work	862,3	10,26
Broeders et Konobayev	976,0	11,60

On observe que notre étude a un ajustement légèrement meilleur suite à un choix rigoureux des paramètres $beta_i$.

3.5 La formule pour le calcul des sections efficaces de la réaction (p,n) pour une énergie $E_p = 12,4$ MeV

Selon la référence [1], Pour étudier la dépendance systématique de la section efficace, il est utile de diviser les noyaux en deux groupes en fonction de seuil de la réaction (p,2n), si l'énergie seuil de la réaction (p,2n) est supérieure ou inférieure à 12,4 MeV. Cela est dû au fait que l'émission d'un deuxième neutron est plus probable que l'émission d'un deuxième proton.

3.5.1 Noyaux avec un seuil de réaction (p, 2n) supérieur à 12,4 MeV

Il existe des données expérimentales pour 29 noyaux avec une énergie de seuil de la réaction (p,2n) supérieure à 12,4 MeV

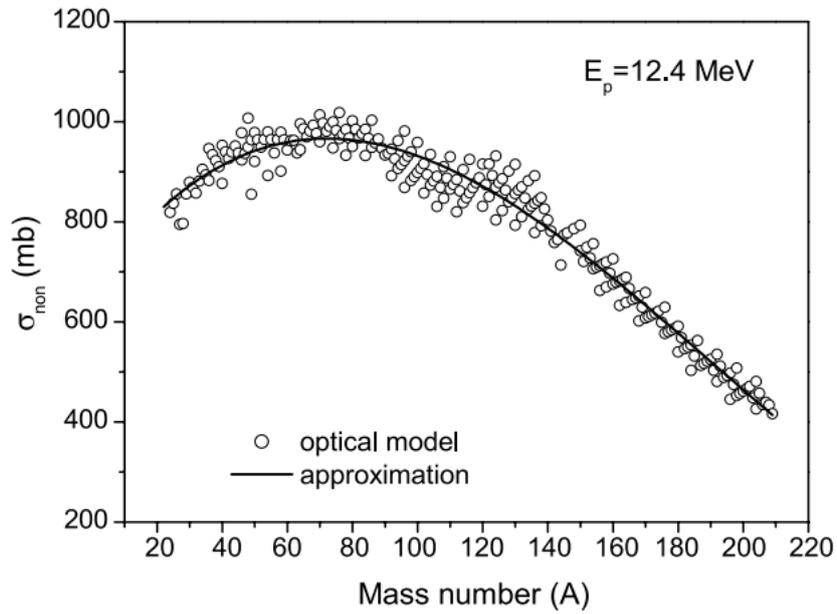


Figure 3.5: les sections efficaces non élastiques calculées par [1].

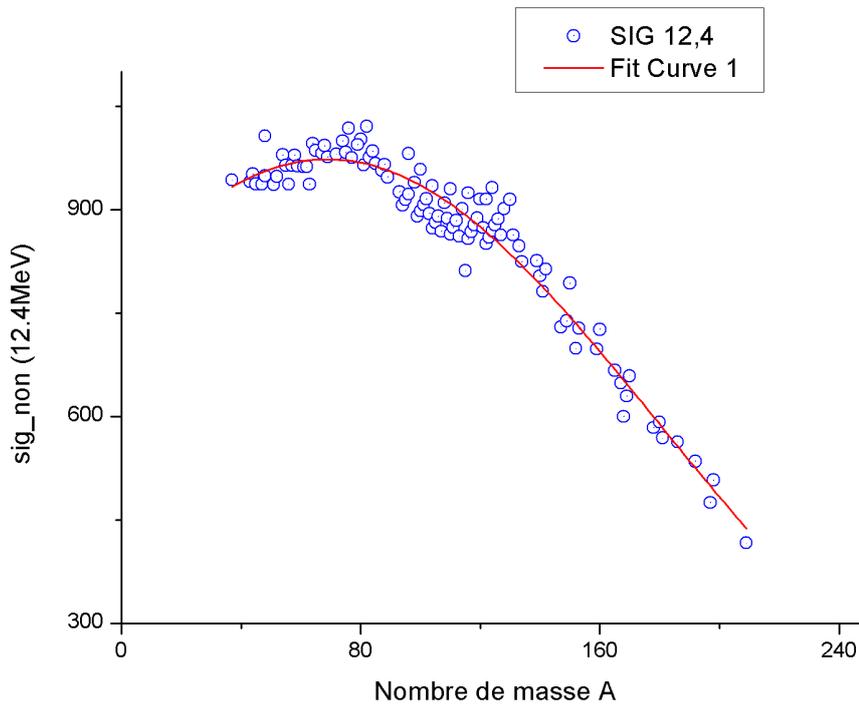


Figure 3.6: Les sections efficaces non-élastique calculée pour les noyaux stable dont la masse est $37 \leq A \leq 209$ à une énergie incidente du proton autours de 12,4 MeV.

La formule pour la section efficace de la réaction (p,n) à une énergie incidente du proton

supérieur à 12,4 MeV est obtenue en ajustant l'équation (3.19) aux données expérimentales obtenue du sit EXFOR 2023 [3].

$$\sigma_{(p,n)} = \frac{\sigma_R(12.4MeV)}{\exp(A^{\beta_1} (\beta_2 S^2 + \beta_3 S + \beta_4 V + \beta_5)) + \beta_6} \quad (3.29)$$

Les valeurs de la section efficace non élastique à une énergie incidente de proton égale à 12,4 MeV, notée $\sigma_{non}(12.4 \text{ MeV})$, calculées à l'aide du modèle optique et du code ECIS06 implémenté dans TALYS 1.96 [2], pour tous les nucléides stables avec $37 \leq A \leq 209$, sont représentées à la figure 3.6. Ces valeurs ont ensuite été ajustées et peuvent être approximées par l'équation suivante :

$$\sigma_R(12,4MeV) = \exp(6,68668 + 0,00561A - 4,07387 \cdot 10^{-5} A^2), \quad (3.30)$$

où A est le nombre de masse de la cible, et la section efficace est exprimée en mb.

Tableau 3.4: montre les valeurs d'ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.19), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])

Formula	Σ	χ^2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
This work	234,1	10,17	-2,5	- 5,071119 $\times 10^7$	64,9 $\times 10^6$	1,904674 $\times 10^0$	-1,09607 $\times 10^5$	1,5

Une nouvelle formule semi-empirique a été proposée pour systématiser la section efficace de réaction (p,n) de 12,4 MeV. Le modèle d'exciton de pré-équilibre et le modèle d'évaporation, ainsi que la formule de masse semi-empirique, ont été utilisés dans cette étude. Les sections efficaces calculées pour les isotopes avec cette nouvelle formule sont en bon accord avec les valeurs expérimentales (EXFOR2023) [3]. Cette formule à six nouveaux paramètres conduit aux valeurs les plus faibles de $\Sigma = 234,1$ et $\chi^2 = 10,17$.

3.5.2 Noyaux avec le seuil de réaction (p, 2n) inférieur à 12,4 MeV

Dans ce cas, il faut tenir compte de la probabilité d'émission du second neutron pour obtenir l'expression analytique de la section efficace. Cette dernière est approximativement égale à [1]

$$\sigma_{(p,n)} = \sigma_{non} \frac{\Gamma'_n}{\Gamma_n + \Gamma_p} = \frac{\Gamma'_n / \Gamma_n}{1 + \Gamma_p / \Gamma_n}, \quad (3.31)$$

où Γ'_n la largeur de l'émission de neutrons dans la gamme d'énergie allant de $\alpha E_p +$

$Q(p, 2n)$ à $\alpha Ep + Q(p, n)$, $\alpha = A/(A + 1)$, Γ_n et Γ_p sont les largeurs d'émission totales des neutrons et des protons. L'intégration des largeurs de neutrons donne l'expression approximative suivante

$$\frac{\Gamma'_n}{\Gamma_n} = \exp \left[-\frac{\alpha Ep + Q(p, 2n)}{T_n} \right] \left(1 + \frac{\alpha Ep + Q(p, n)}{T_n} \right) \quad (3.32)$$

D'après la formule semi-empirique de masse, l'énergie de la réaction (p, 2n) est estimée comme suit :

$$\begin{aligned} Q_{(p, 2n)} = & \delta_1 \left(\frac{N - Z - 3}{A} \right)^2 + \delta_2 \left(\frac{N - Z - 1,5}{A} \right) \\ & + \delta_3 \frac{(Z + 1)^2}{A^{4/3}} + \delta_4 \frac{Z}{A^{1/3}} + \delta_5 \frac{1}{A^{1/3}} + \delta_6 \end{aligned} \quad (3.33)$$

où N , Z et A se réfèrent au noyau cible, δ_i sont des constantes

En utilisant les équations (3.31), (3.32) et (3.33), on peut écrire la formule suivante pour la systématique de la réaction (p,n), concernant les noyaux dont le seuil de réaction (p,2n) est inférieur à 12,4 MeV

$$\begin{aligned} \sigma_{(p, n)} = & \sigma_{non} \exp [A^{1/2}(\beta_1 R^2 + \beta_2 P + \beta_3 V + \beta_4)] \\ & + (1 + A^{1/2}(\beta_5 R^2 + \beta_2 P)) \end{aligned} \quad (3.34)$$

où $R = (N - Z - 3)/A$,

$P = (N - Z - 1,5)/A$,

$V = ZA^{-1/3}$,

β_i sont des paramètres.

Tableau 3.5: Sections efficaces expérimentales de la réaction (p, n) pour une énergie de 12,4 MeV ($\sigma_{exp} \pm \Delta \sigma_{exp}$), Section efficace calculée σ_{sys} , à partir de l'eq (3.29) et l'eq (3.34), et la valeur du $\sum = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta \sigma_i^{exp}} \right)^2$.

Z	A	$\sigma_{exp} \pm \Delta \sigma_{exp}$	σ_{sys}	\sum	Données Expérimentales
20	43	214,9 ± 42,8	261,2	1,17	[62, 63]
20	44	601,5 ± 89,3	483,2	1,76	[62, 63]
21	45	288,8 ± 24,1	281,2	0,10	[62, 181]
22	47	266,6 ± 22,1	301,7	2,53	[62, 66]
22	48	503,0 ± 11,8	388,2	94,70	[62, 66–68]

Table 3.4

(Continued) 3.5

Z	A	$\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
23	51	609,9 ± 26,6	824,6	65,16	[62, 66, 72, 76, 77]
24	52	286,8 ± 27,1	344,4	4,52	[62, 66]
24	54	671,0 ± 67,1	966,2	19,35	[62]
26	56	391,8 ± 31,1	332,4	3,65	[62, 66]
26	57	313,9 ± 24,3	470,0	41,27	[62, 66, 83]
26	58	653,4 ± 39,1	740,3	4,94	[62, 84, 85]
27	59	604,3 ± 60,4	470,7	4,89	[73]
28	60	292,2 ± 13,8	335,1	9,69	[62, 88, 91, 182, 183]
28	61	372,9 ± 30,7	416,8	2,05	[86–88]
28	62	586,3 ± 94,9	555,2	0,11	[62, 86, 89]
28	64	558,5 ± 25,7	721,1	40,04	[62, 66, 86, 87, 91–93, 183]
29	63	426,2 ± 41,3	399,0	0,43	[62, 95, 96]
29	65	602,0 ± 24,6	634,8	1,79	[62, 95, 99, 101, 184]
30	64	358,9 ± 40	190,8	17,66	[97]
30	66	565,6 ± 36,7	489,4	4,31	[62, 102, 103, 150, 183, 185, 186]
30	67	573,4 ± 37,9	595,2	0,33	[62, 102, 103]
30	68	745,4 ± 64,8	618,3	3,84	[62, 102, 103, 183, 186–189]
31	69	636,8 ± 80,9	542,7	1,35	[62, 183, 190]
32	70	603,7 ± 60,4	451,6	6,34	[62]
32	72	698,0 ± 69,8	612,6	1,50	[62]
32	74	705,8 ± 70,6	492,2	9,15	[62]
32	76	279,0 ± 27,9	350,0	6,48	[62]
33	75	505,2 ± 150	514,6	0,00	[62, 105, 191]
34	76	548,3 ± 56,5	577,3	0,26	[62, 106, 192]
34	77	517,0 ± 43,3	619,4	4,89	[62, 106]
34	80	300,4 ± 30,0	344,2	2,13	[62]
34	82	259,6 ± 26,0	216,2	2,79	[62]
35	79	657,6 ± 18,8	481,1	88,17	[62, 107, 193]
35	81	401,0 ± 16,0	404,1	0,04	[107]
36	83	657,8 ± 98,7	633,3	0,06	[109]
36	84	500,4 ± 75,1	344,2	4,32	[109]
37	85	647,9 ± 64,8	344,9	14,64	[62]
38	86	639,5 ± 91,6	595,1	0,24	[62, 194]
38	87	539,7 ± 168,6	618,1	0,22	[62, 194]

Table 3.4

(Continued) 3.5

Z	A	$\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
38	88	848,3± 56,4	628,6	15,17	[62, 112, 194]
39	89	666,3± 53,4	607,6	1,22	[62, 115–117]
40	90	866,3± 73,2	562,3	17,25	[62, 195]
40	96	103,5± 10,3	160,1	30,18	[62]
41	93	631,2± 63,1	413,9	11,85	[73]
42	92	420,3± 59,5	433,3	0,05	[196]
42	94	410,3± 29,3	526,9	15,85	[62, 196, 197]
42	95	480,9± 43,0	564,3	3,76	[62, 196]
42	96	696,9± 57,4	380,4	30,40	[62, 196]
45	103	247,9± 31,7	373,9	15,81	[125, 198]
47	107	496,0± 34,0	413,3	5,92	[95]
47	109	370,3±116,5	304,2	0,32	[71, 128]
48	110	580,6±174,0	547,4	0,04	[129]
48	111	550,9± 69,9	325,5	10,40	[129, 130, 132, 183, 199]
48	112	470,5±178,2	270,5	1,26	[129, 130]
49	113	655,0± 69,0	349,3	19,63	[136]
50	119	925,6± 60,4	166,3	158,04	[200]
51	121	517,3± 66,4	183,9	25,20	[88]
52	120	492,0± 93,0	524,7	0,12	[144]
52	122	537,0±107,4	545,8	0,01	[144]
52	123	667,7± 40,5	203,9	131,17	[145, 201]
52	124	292,3±114,2	160,8	1,33	[146, 202]
52	125	212,3± 74,7	124,9	1,37	[147]
52	126	320,9± 73,1	95,5	9,50	[148]
52	128	123,5± 11,6	53,7	36,19	[149, 153]
53	127	227,8± 31,6	140,4	7,65	[107, 150]
54	131	505,0± 57,0	93,7	52,08	[151]
55	133	324,7± 29,2	106,9	55,63	[152]
56	134	118,7± 14,2	157,8	7,59	[153]
57	139	180,4± 20,3	81,6	23,67	[154]
58	140	947,3±152,4	123,7	29,20	[155]
58	142	54,8± 8,6	71,5	3,77	[156, 183]
59	141	530,0± 29,4	183,4	138,96	[157, 203, 204]
60	148	33,4± 5,0	55,1	18,93	[205]

Table 3.4

(Continued) 3.5

Z	A	$\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$	σ_{Sys}	Σ	Données Expérimentales
60	150	19,6± 1,5	30,1	49,13	[158]
63	151	119,9± 0,7	199,7	0,00	[161]
63	153	134,1± 0,6	119,3	0,00	[161]
64	160	43,0± 6,2	33,8	2,21	[163, 206]
65	159	102,5± 11,6	96,8	0,24	[164]
67	165	107,0± 11,3	79,1	6,11	[165, 166, 207]
68	167	310,8± 45,8	95,0	22,21	[167]
68	168	129,3± 16,2	71,6	12,66	[167]
68	170	64,1± 8,5	39,9	8,10	[168]
69	169	138,2± 19,1	114,1	1,59	[169, 170]
73	181	61,1± 12,2	81,0	2,66	[208]
74	186	21,8± 5,7	41,6	12,13	[173, 174, 209]
76	192	47,9± 3,2	35,4	15,22	[175, 210]
78	198	47,9± 8,7	30,4	4,05	[176]
79	197	45,4± 9,2	91,6	25,25	[69, 177, 178, 211]
82	206	244,2± 36,6	75,7	21,20	[212]
83	209	237,6± 31,4	71,2	28,06	[213]

Tableau 3.6: révèle les valeurs d’ajustement pour les différents paramètres β_i pour la relation à six paramètres Eq.(3.34), en utilisant la base de données expérimentale mise à jour (EXFOR 2022 [3])

Formula	Σ	χ^2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
This work	1444,9	21,01	-10,69	0,2544	0,154	-3,35	1,36682 $\times 10^9$	1,6738 $\times 10^7$

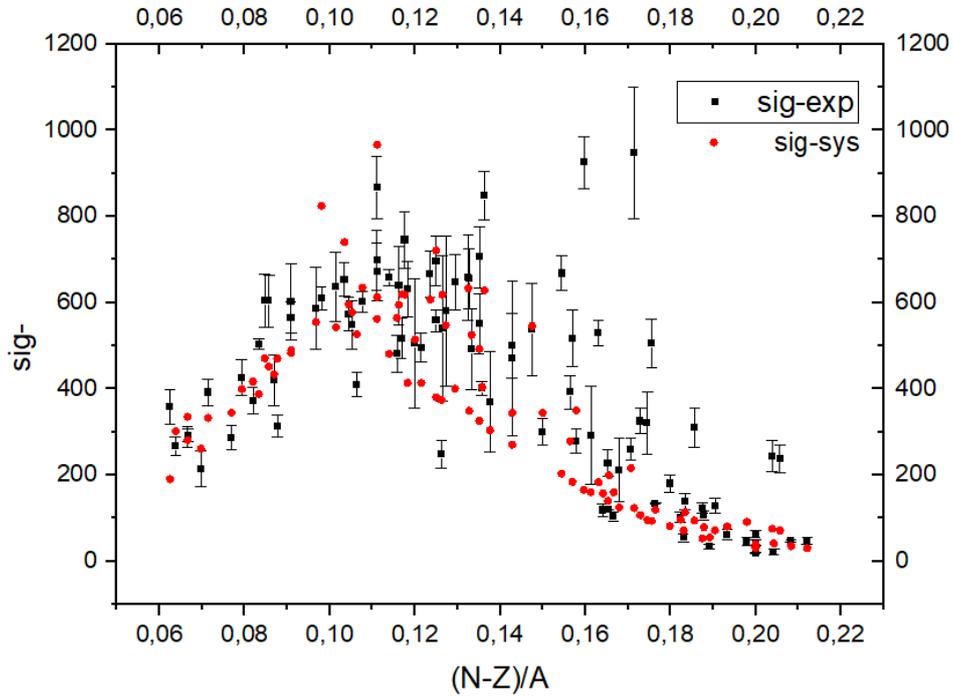


Figure 3.7: La section efficace de réaction (p,n) pour des noyaux de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ à l'énergie incidente du proton de 12,4 MeV obtenue à partir de l'analyse des données expérimentales (tableau 3.5) et calculée par systématique, équations (3.29) et (3.34) en fonction du paramètre $(N-Z)/A$.

Pour systématiser la section efficace de la réaction (p,n) de 12,4 MeV, une nouvelle formule semi-empirique a été proposée. Dans cette étude, les modèles d'exciton pré-équilibrés et d'évaporation, ainsi que la formule de masse semi-empirique, ont été utilisés. Les valeurs expérimentales (EXFOR2023) sont en accord avec les sections efficaces calculées pour les isotopes à l'aide de cette nouvelle formule $\Sigma = 1444,9$ et $\chi^2 = 21,01$ sont les valeurs les plus faibles obtenues par cette formule avec six nouveaux paramètres.

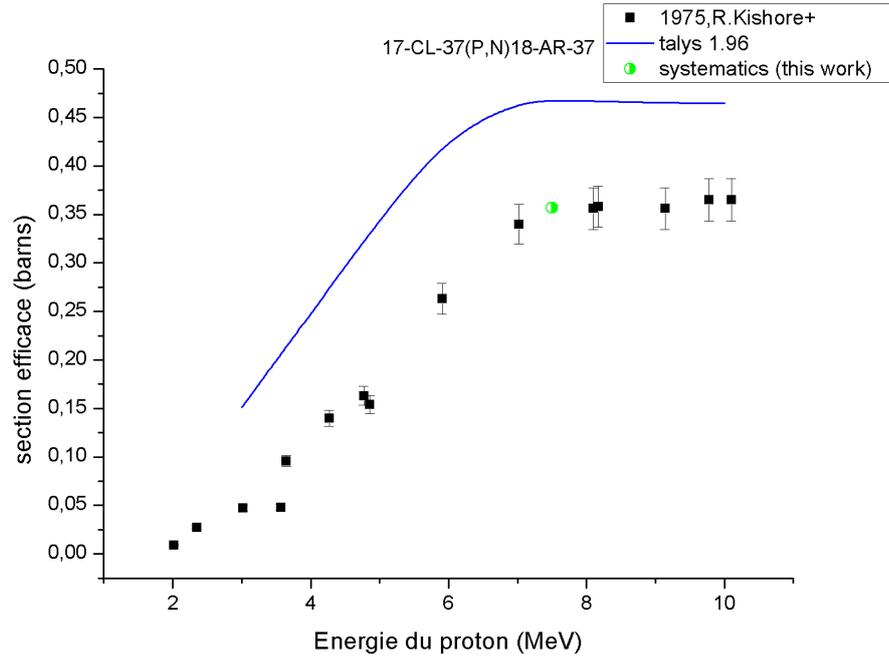


Figure 3.8: Section efficace de la réaction ${}^{37}_{17}\text{Cl}(p, n){}^{37}_{18}\text{Ar}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

Le graphe présente la variation de la section efficace de la réaction ${}^{37}_{17}\text{Cl}(p, n){}^{37}_{18}\text{Ar}$ en fonction de l'énergie des protons exprimée en MeV. Les résultats expérimentaux, représentés par des carrés noirs, proviennent des travaux de R. Kishore et al. de 1975. Ils montrent une augmentation de la section efficace en fonction de l'énergie, atteignant un plateau aux environs de 8 MeV. Par ailleurs, la courbe en bleu, calculée avec le code TALYS 1.96, décrit également une montée rapide de la section efficace avant de se stabiliser, en accord avec les données expérimentales. Un point vert, issu des évaluations systématiques de cette étude, est également proche des valeurs expérimentales et des prédictions du code TALYS, confirmant ainsi la fiabilité des calculs. Cette concordance générale entre les données expérimentales, les valeurs théoriques et les résultats systématiques démontre la pertinence des modèles théoriques employés pour analyser cette réaction nucléaire.

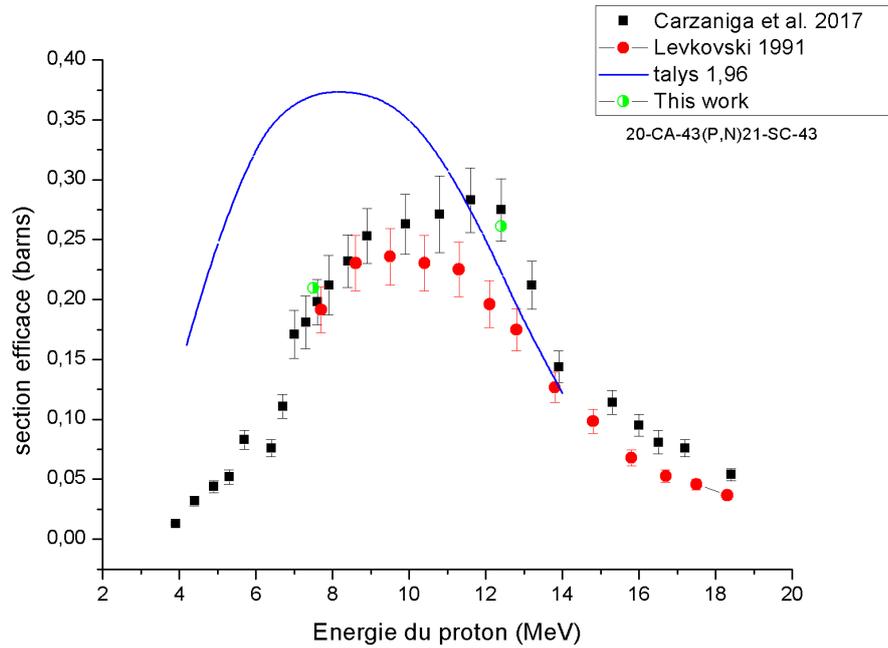


Figure 3.9: Section efficace de la réaction ${}^{43}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{43}_{21}\text{Sc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

Ce graphe illustre la variation de la section efficace de la réaction ${}^{43}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{43}_{21}\text{Sc}$ en fonction de l'énergie des protons (en MeV). Les carrés noirs montrent les résultats expérimentaux de Carzaniga et al. (2017), révélant une augmentation de la section efficace avec l'énergie, culminant vers 12 MeV avant de décroître. Les cercles rouges, issus des données de Levkovski (1991), suivent une tendance similaire, bien que le pic diffère légèrement en forme et en position. La courbe bleue, correspondant aux valeurs théoriques générées par le code TALYS 1.96, présente une montée rapide jusqu'à un maximum entre 10 et 12 MeV, puis une baisse, en accord avec les observations expérimentales. Les points verts, obtenus dans cette étude, confirment la cohérence avec les données de Carzaniga et les prévisions de TALYS. Cette concordance générale valide l'utilisation de TALYS pour prédire les sections efficaces de cette réaction, tout en mettant en évidence l'importance des études expérimentales pour affiner la modélisation des réactions nucléaires.

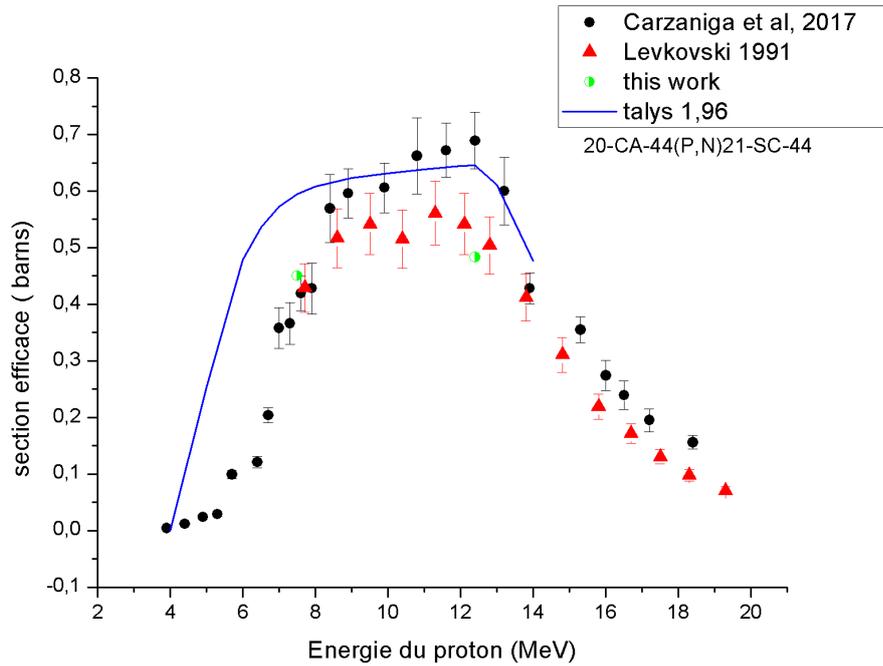


Figure 3.10: Section efficace de la réaction ${}^{44}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{44}_{21}\text{Sc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

Ce graphe montre la section efficace de la réaction ${}^{44}_{20}\text{Ca}(p, n){}^{44}_{21}\text{Sc}$ en fonction de l'énergie des protons en MeV, et présente une analyse de plusieurs ensembles de données. Les points noirs, correspondant aux mesures expérimentales de Carzaniga et al. (2017), révèlent une augmentation rapide de la section efficace jusqu'à un plateau entre 8 et 12 MeV, suivie d'une décroissance graduelle. Les triangles rouges, représentant les données de Levkovski (1991), suivent une tendance comparable, bien que légèrement décalée, avec des différences mineures dans la forme du plateau et la baisse subséquente. La courbe bleue, produite par le code TALYS 1.96, montre une évolution similaire, avec un plateau en accord avec les observations expérimentales, bien que des écarts apparaissent dans la décroissance aux énergies plus élevées. Enfin, les points verts de cette étude corroborent les valeurs expérimentales de Carzaniga et les prédictions de TALYS, confirmant leur cohérence. Globalement, ce graphe démontre la fiabilité du modèle TALYS pour décrire cette réaction nucléaire, tout en soulignant l'importance des mesures expérimentales pour affiner les prédictions théoriques.

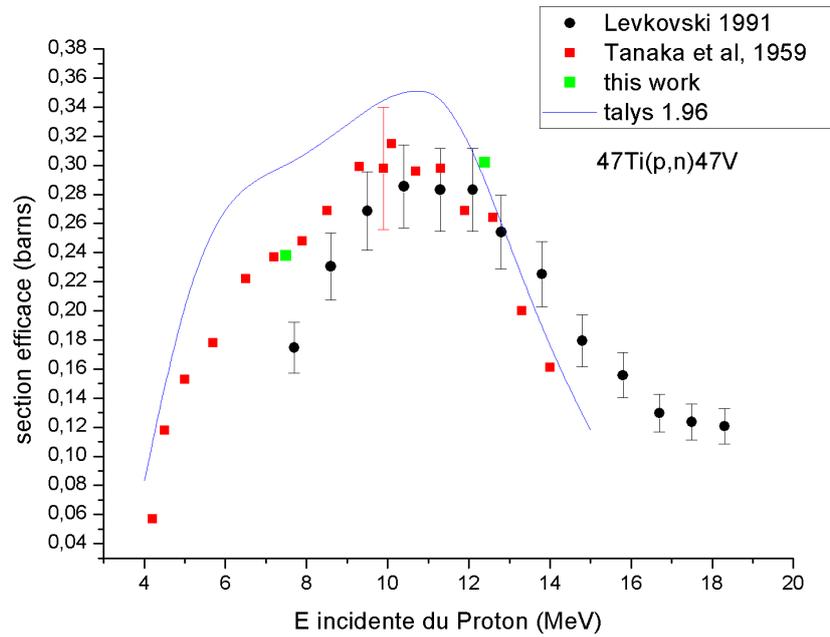


Figure 3.11: Section efficace de la réaction ${}^{47}_{22}\text{Ti}(p, n){}^{47}_{23}\text{V}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

Ce graphe présente la variation de la section efficace de la réaction ${}^{47}_{22}\text{Ti}(p, n){}^{47}_{23}\text{V}$ en fonction de l'énergie des protons incidentes (MeV). Les points noirs montrent les mesures de Levkovski (1991), illustrant une hausse de la section efficace jusqu'à un pic vers 10 MeV, suivie d'une diminution. Les carrés rouges, correspondant aux données expérimentales de Tanaka et al. (1959), suivent une tendance similaire, bien que certaines différences soient notables dans la position et l'intensité du pic. La courbe bleue représente les prévisions du code TALYS 1.96, qui montre également une montée jusqu'à un maximum autour de 10-12 MeV, en accord avec les observations expérimentales. Les points verts, obtenus dans cette étude, confirment les valeurs expérimentales et les prévisions de TALYS. Ce graphe met en évidence une bonne correspondance entre le modèle TALYS et les données expérimentales, avec des divergences mineures dans la décroissance à haute énergie, suggérant que des ajustements pourraient améliorer la précision du modèle.

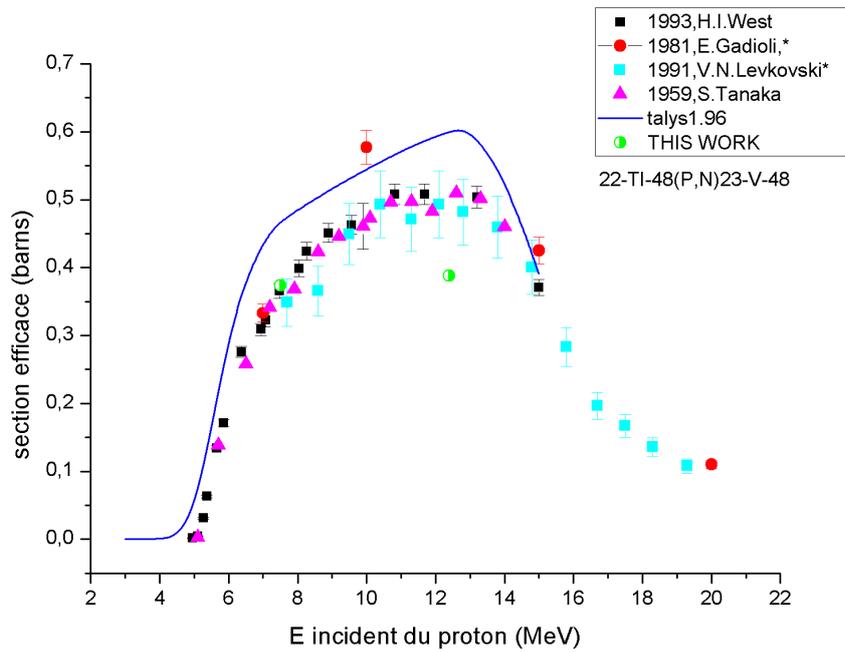


Figure 3.12: Section efficace de la réaction ${}^{48}_{22}\text{Ti}(p, n){}^{48}_{23}\text{V}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

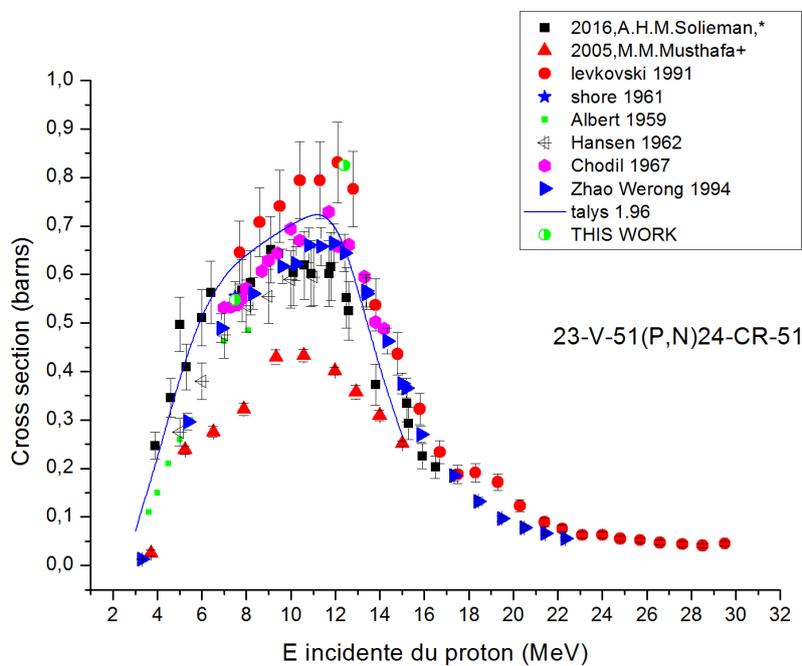


Figure 3.13: Section efficace de la réaction ${}^{51}_{23}\text{V}(p, n){}^{51}_{24}\text{Cr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

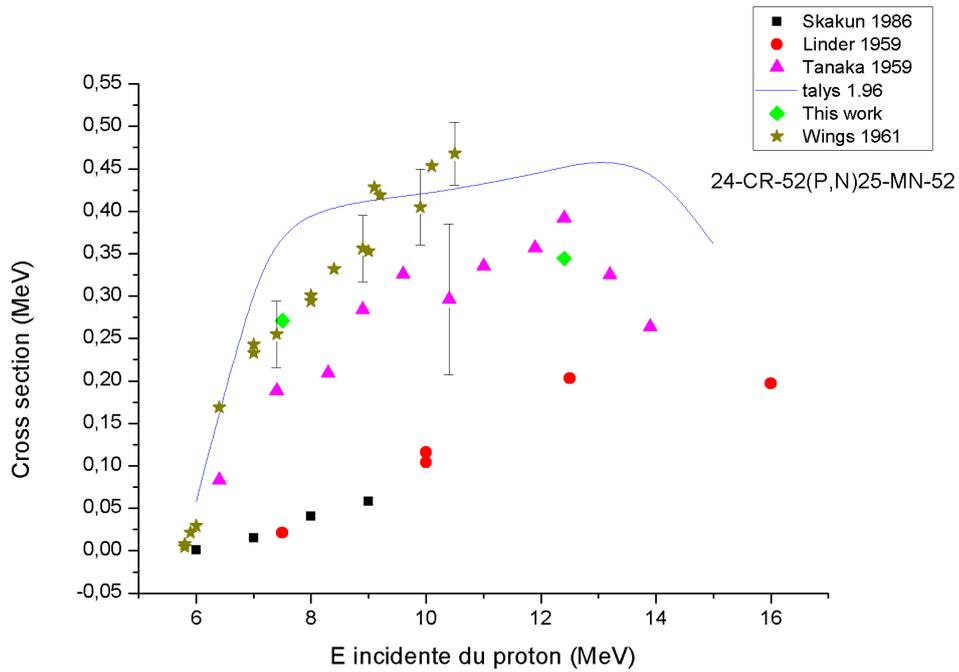


Figure 3.14: Section efficace de la réaction ${}^{52}_{24}\text{Cr}(p, n){}^{51}_{25}\text{Mn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

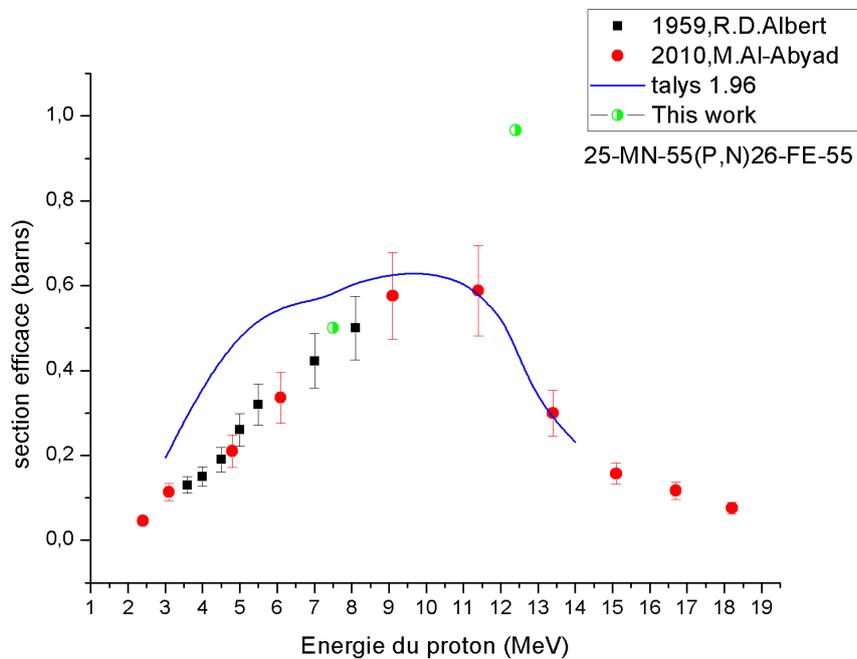


Figure 3.15: Section efficace de la réaction ${}^{55}_{25}\text{Mn}(p, n){}^{55}_{26}\text{Fe}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

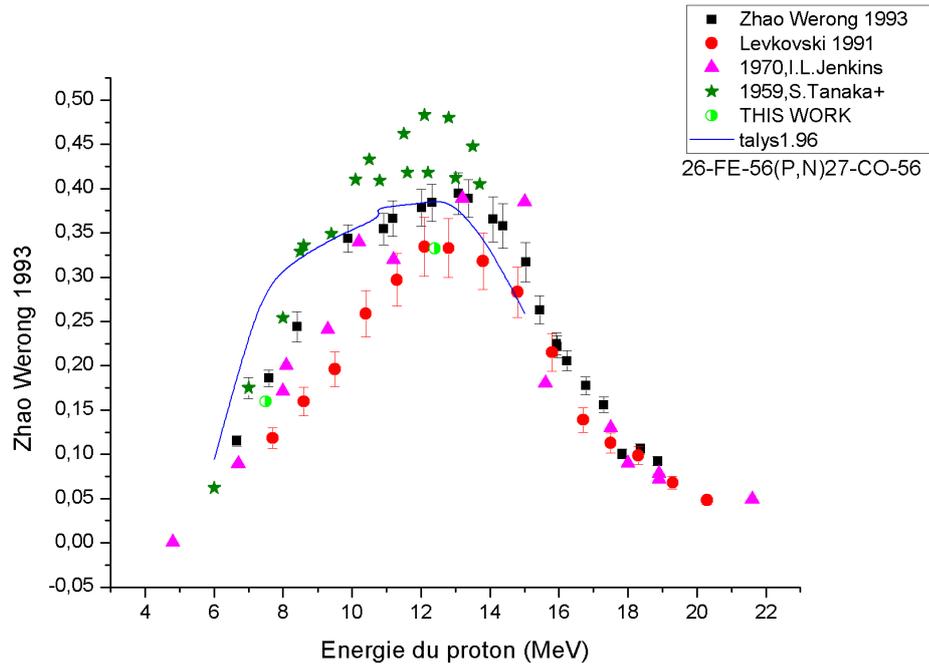


Figure 3.16: Section efficace de la réaction ${}^{56}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{56}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

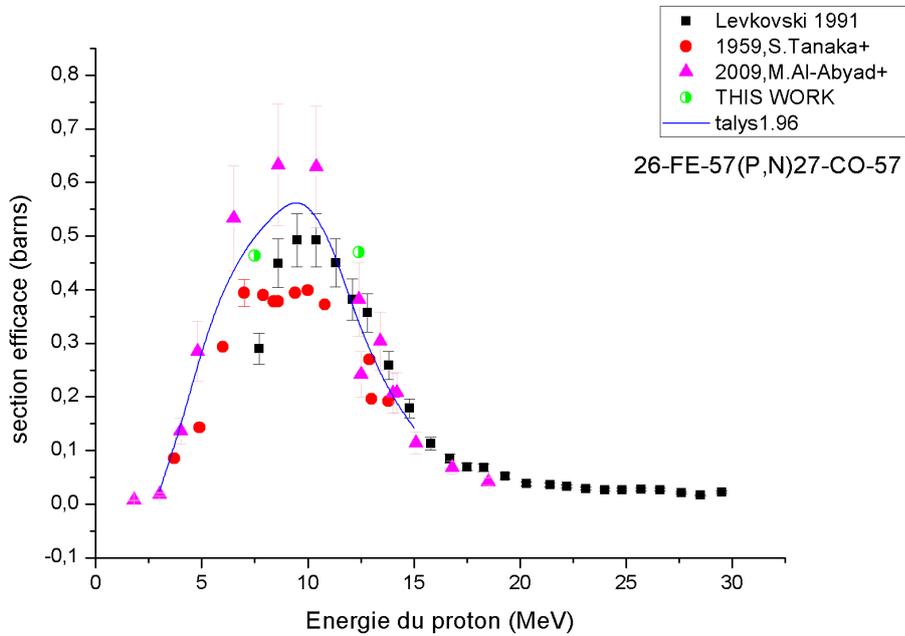


Figure 3.17: Section efficace de la réaction ${}^{57}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{57}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

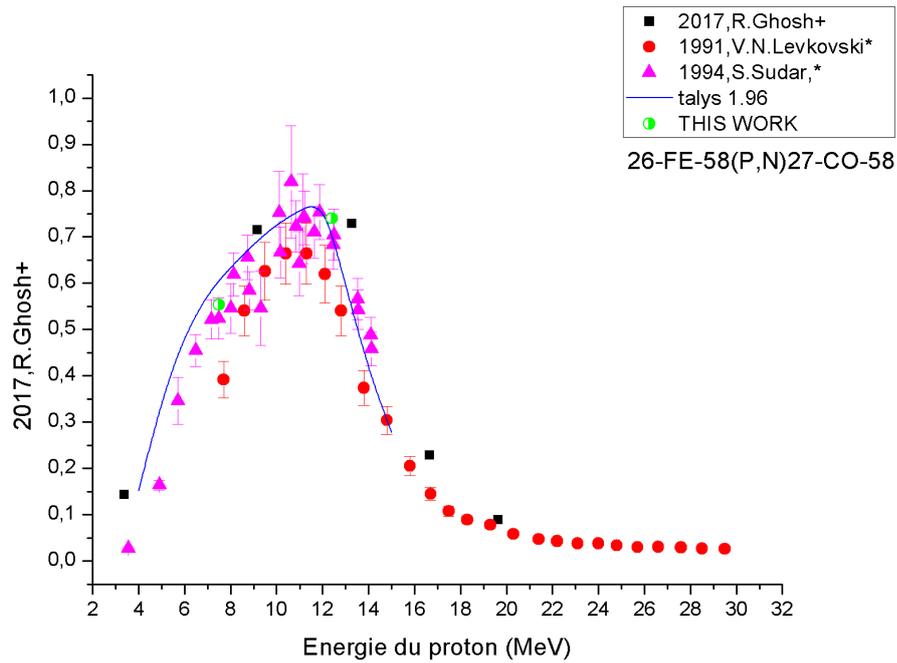


Figure 3.18: Section efficace de la réaction ${}^{58}_{26}\text{Fe}(p, n){}^{58}_{27}\text{Co}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

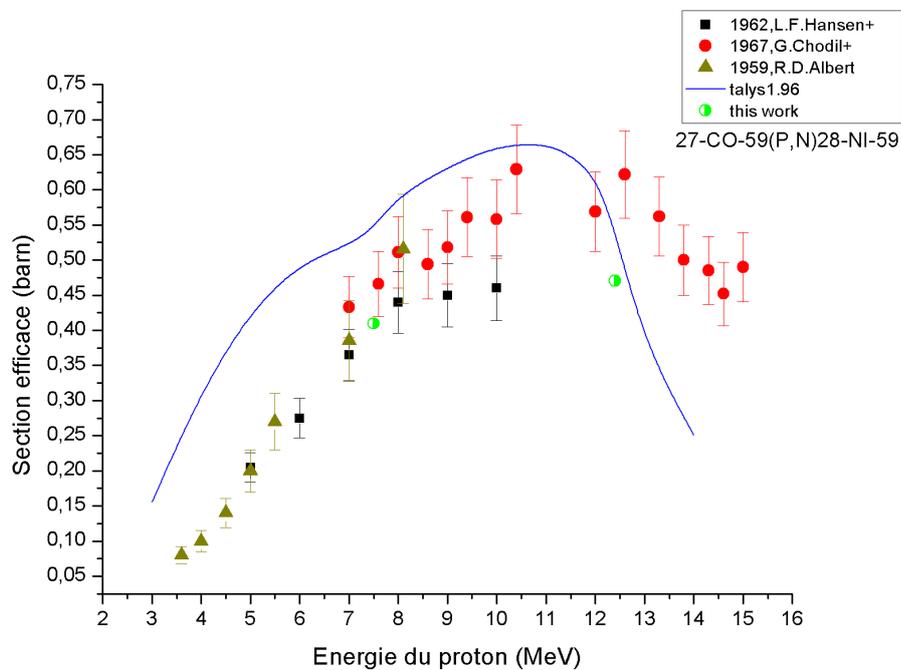


Figure 3.19: Section efficace de la réaction ${}^{59}_{27}\text{Co}(p, n){}^{58}_{28}\text{Ni}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

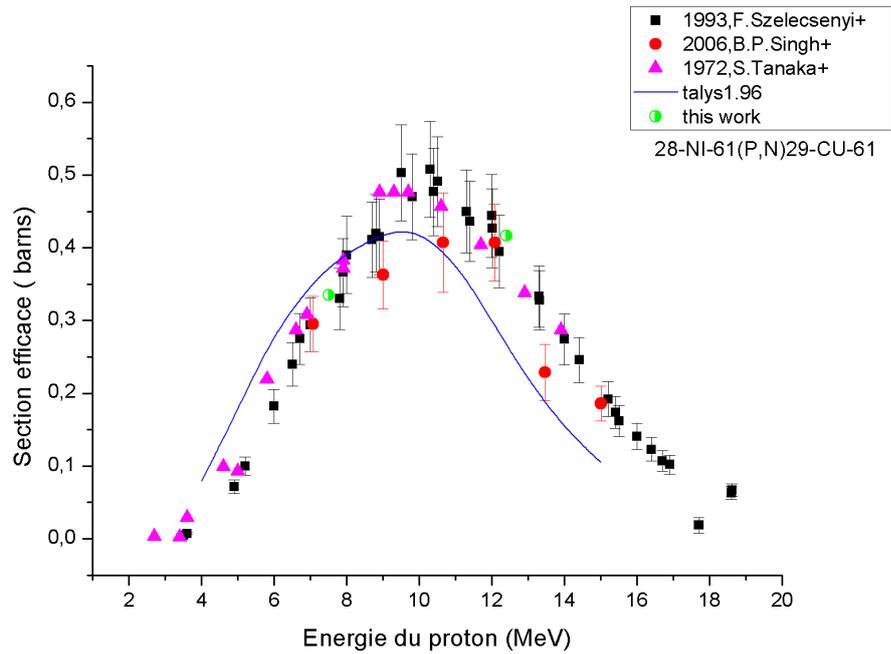


Figure 3.20: Section efficace de la réaction ${}^{61}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{61}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

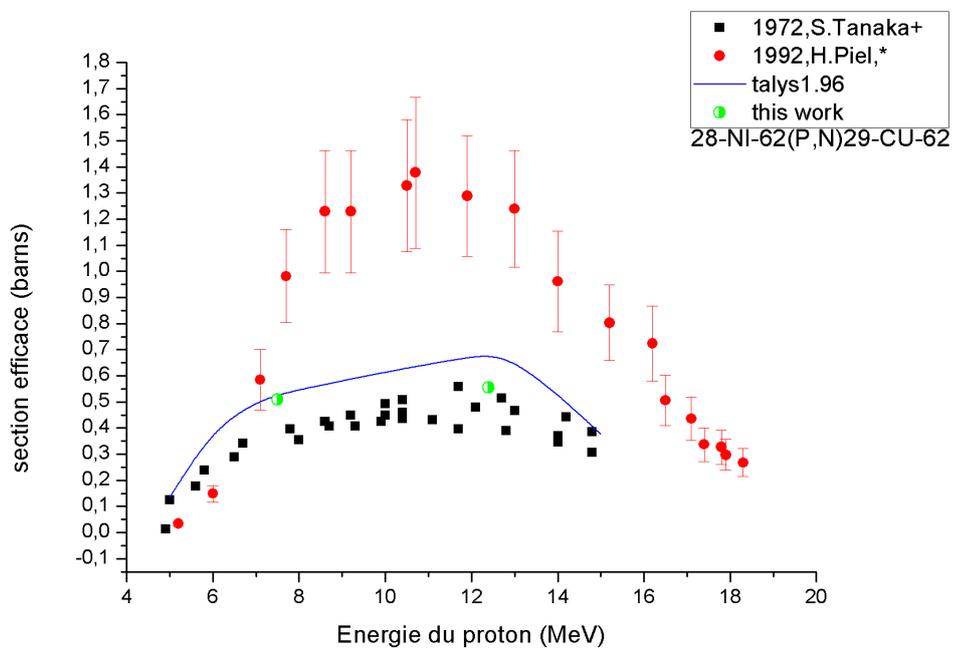


Figure 3.21: Section efficace de la réaction ${}^{62}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{62}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

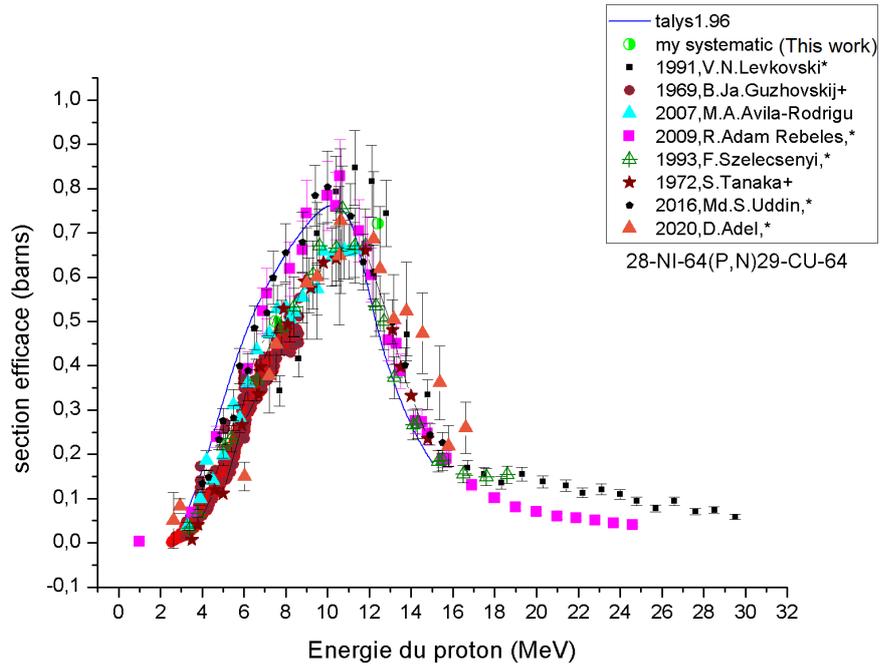


Figure 3.22: Section efficace de la réaction ${}^{64}_{28}\text{Ni}(p, n){}^{64}_{29}\text{Cu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

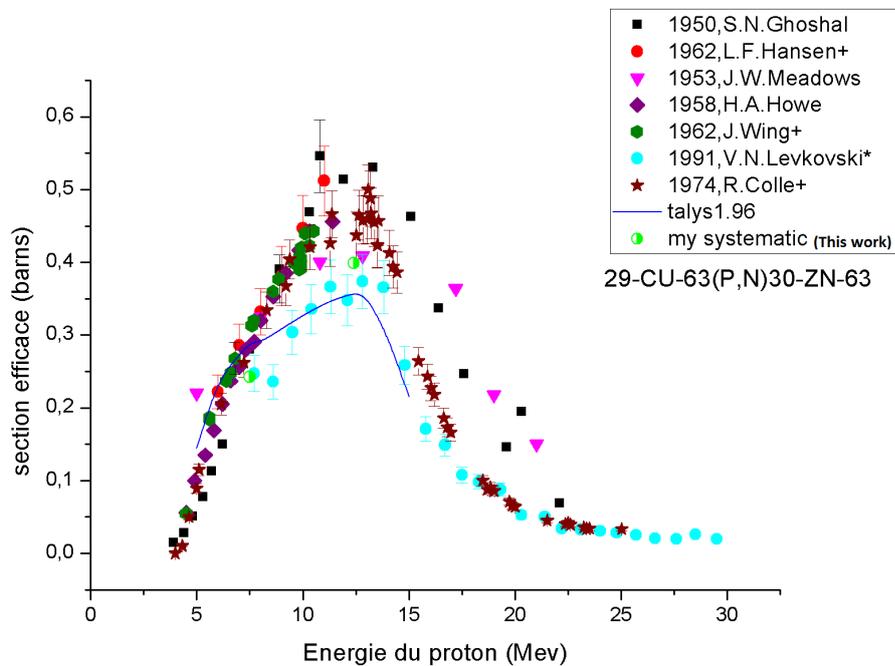


Figure 3.23: Section efficace de la réaction ${}^{63}_{29}\text{Cu}(p, n){}^{63}_{30}\text{Zn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

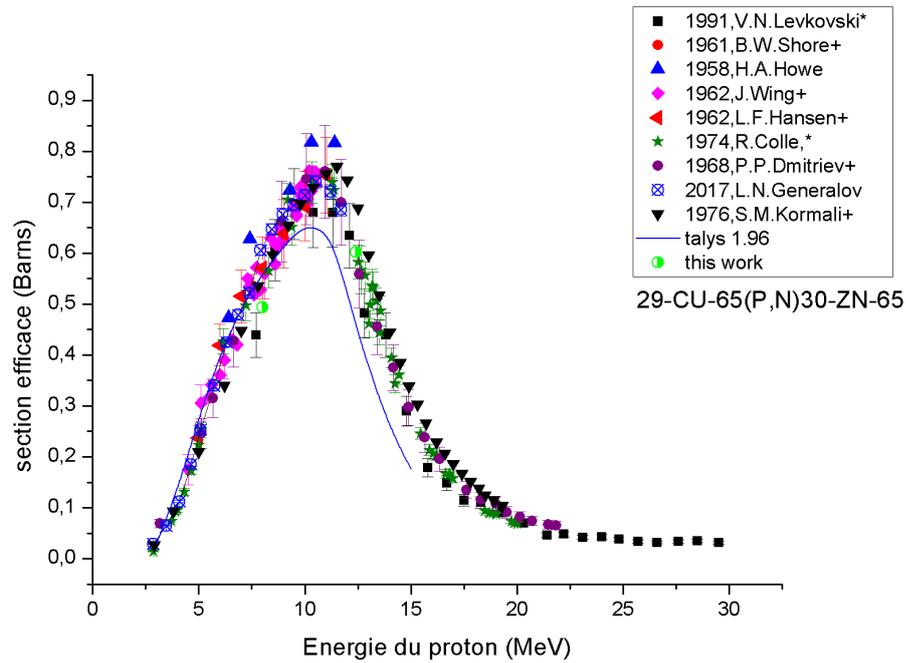


Figure 3.24: Section efficace de la réaction $^{65}_{29}\text{Cu}(p, n)^{65}_{30}\text{Zn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

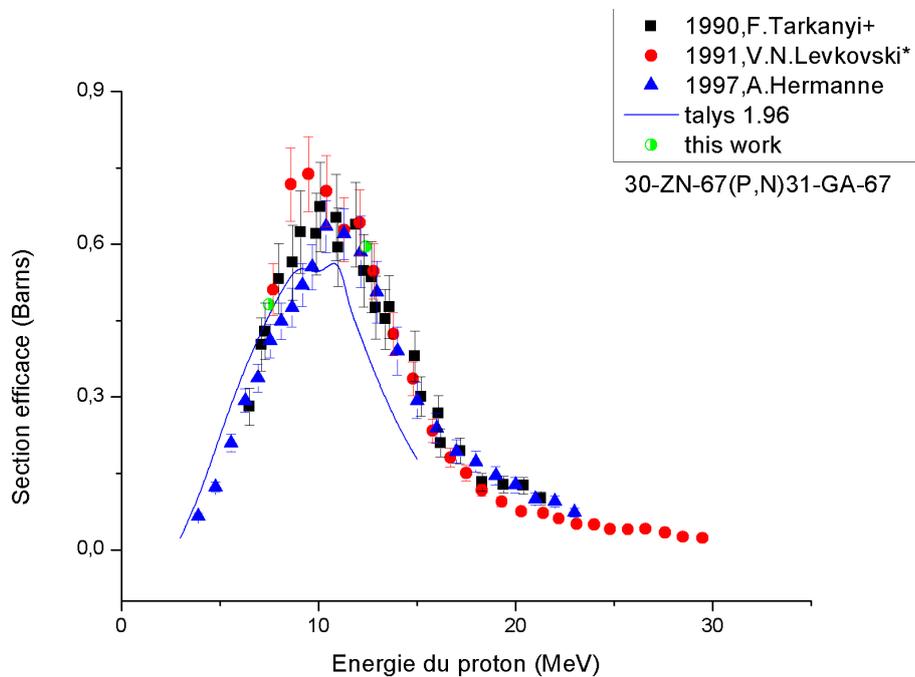


Figure 3.25: Section efficace de la réaction $^{67}_{30}\text{Zn}(p, n)^{67}_{31}\text{Ga}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

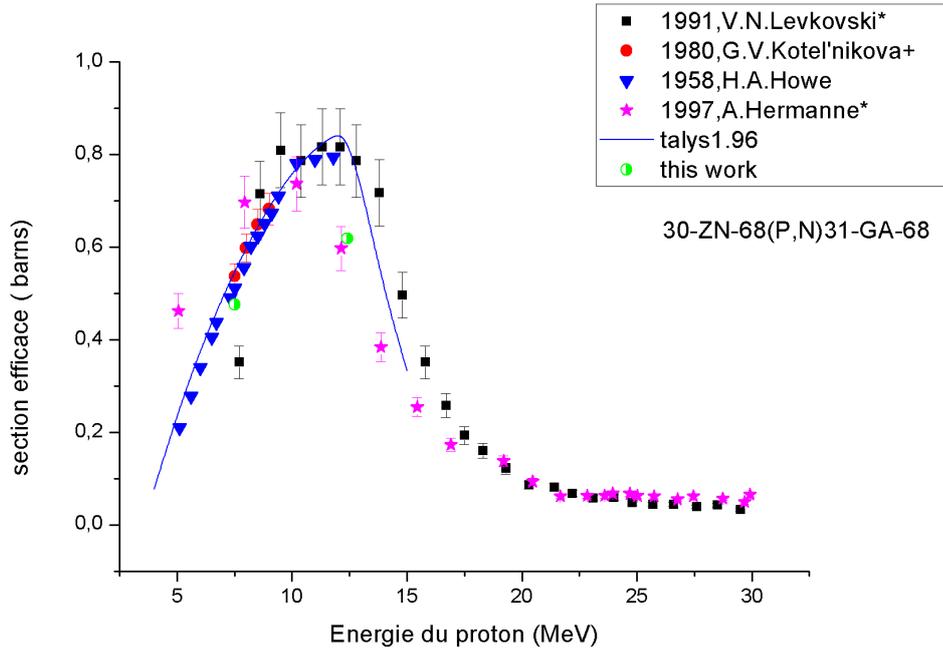


Figure 3.26: Section efficace de la réaction ${}^{68}_{30}\text{Zn}(p, n){}^{68}_{31}\text{Ga}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

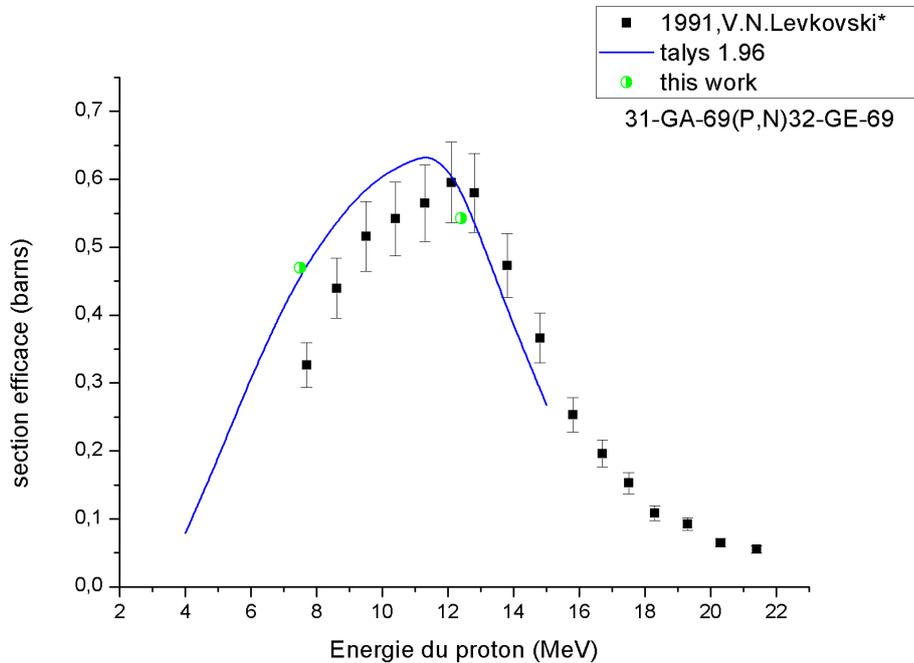


Figure 3.27: Section efficace de la réaction ${}^{69}_{31}\text{Ga}(p, n){}^{69}_{32}\text{Ge}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

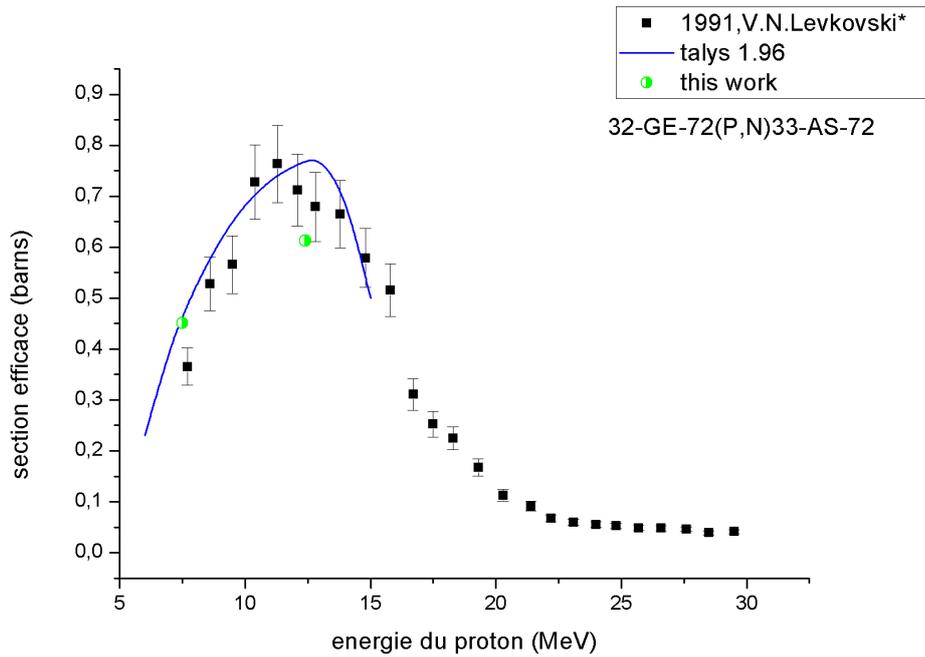


Figure 3.28: Section efficace de la réaction ${}^{72}_{32}\text{Ge}(p, n){}^{72}_{33}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

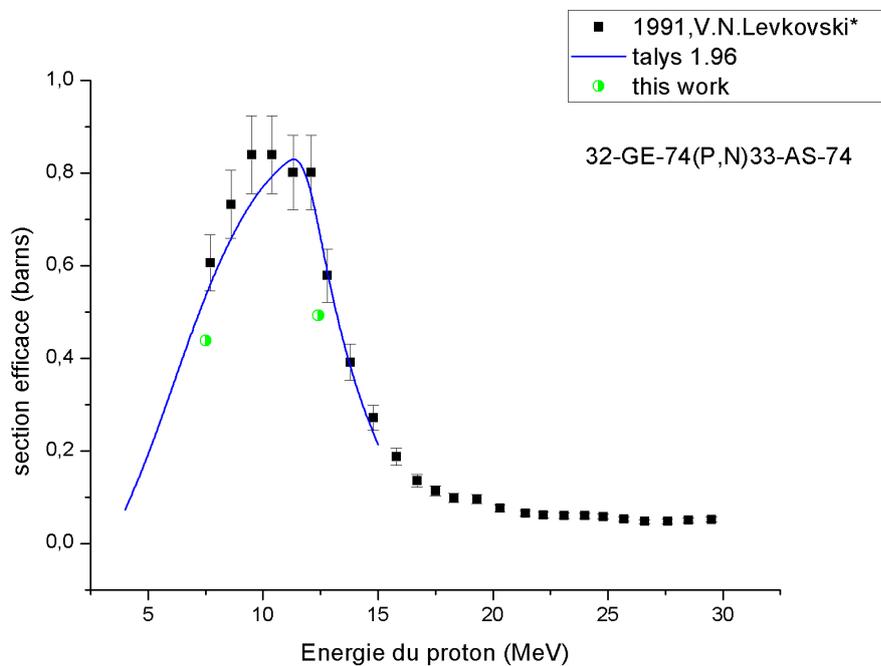


Figure 3.29: Section efficace de la réaction ${}^{74}_{32}\text{Ge}(p, n){}^{74}_{33}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

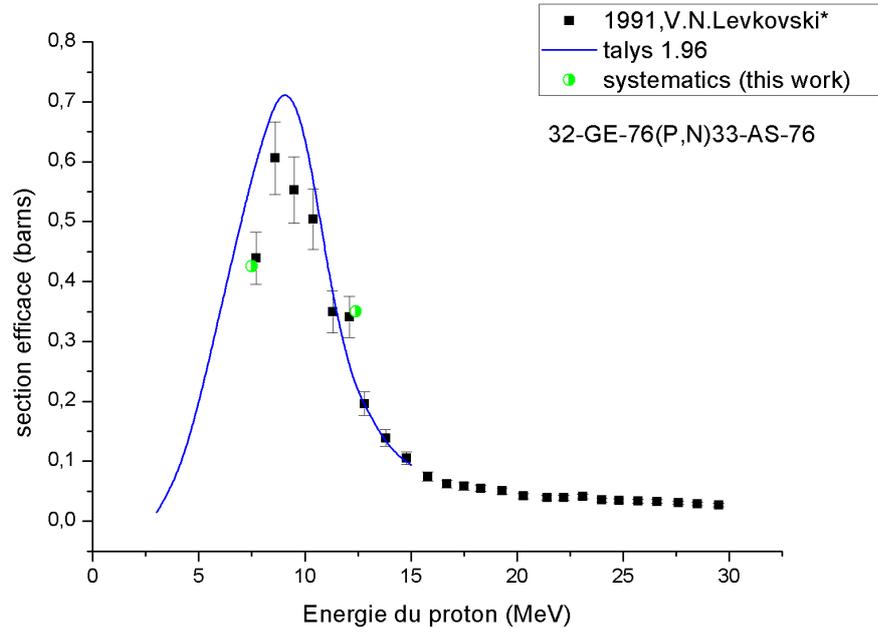


Figure 3.30: Section efficace de la réaction ${}^{76}\text{Ge}(p, n){}^{76}\text{As}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

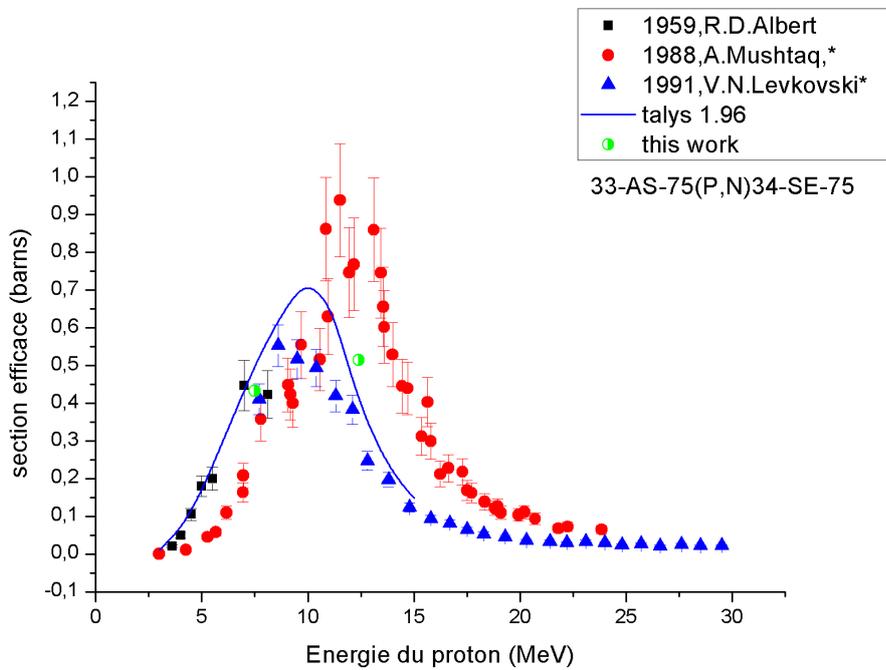


Figure 3.31: Section efficace de la réaction ${}^{75}\text{As}(p, n){}^{75}\text{Se}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

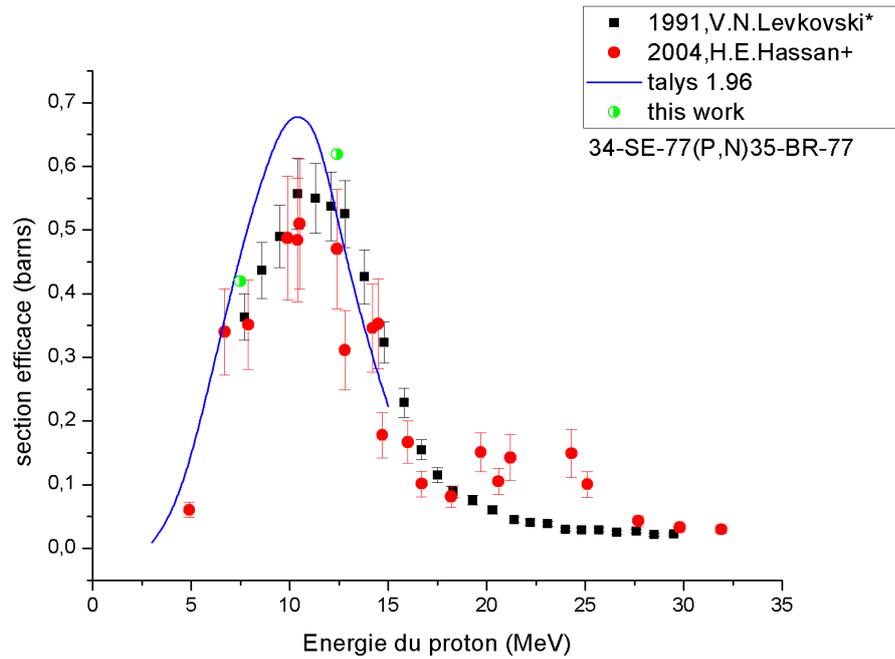


Figure 3.32: Section efficace de la réaction $^{77}_{34}\text{Se}(p, n)^{77}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

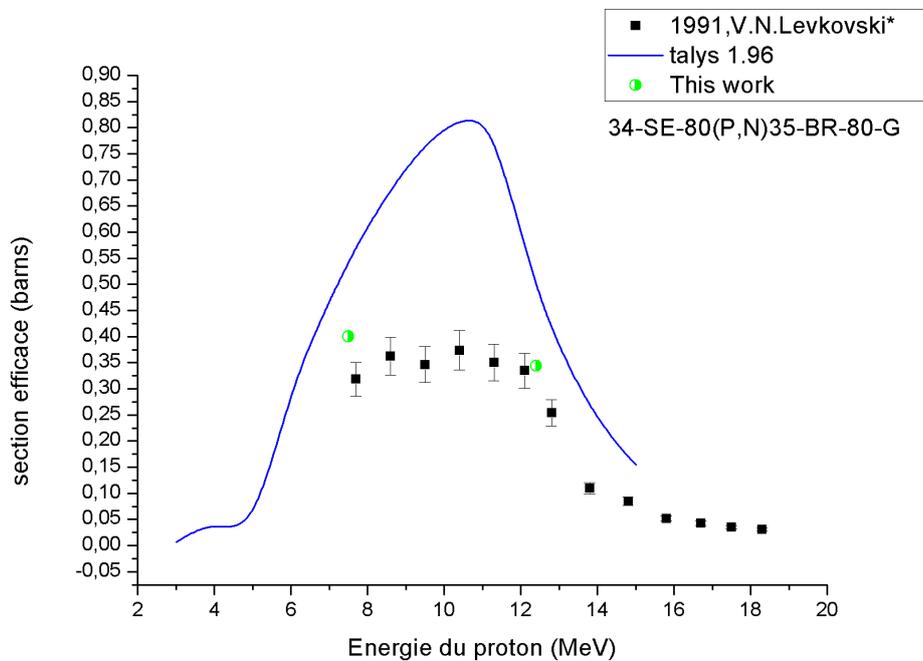


Figure 3.33: Section efficace de la réaction $^{80}_{34}\text{Se}(p, n)^{80}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

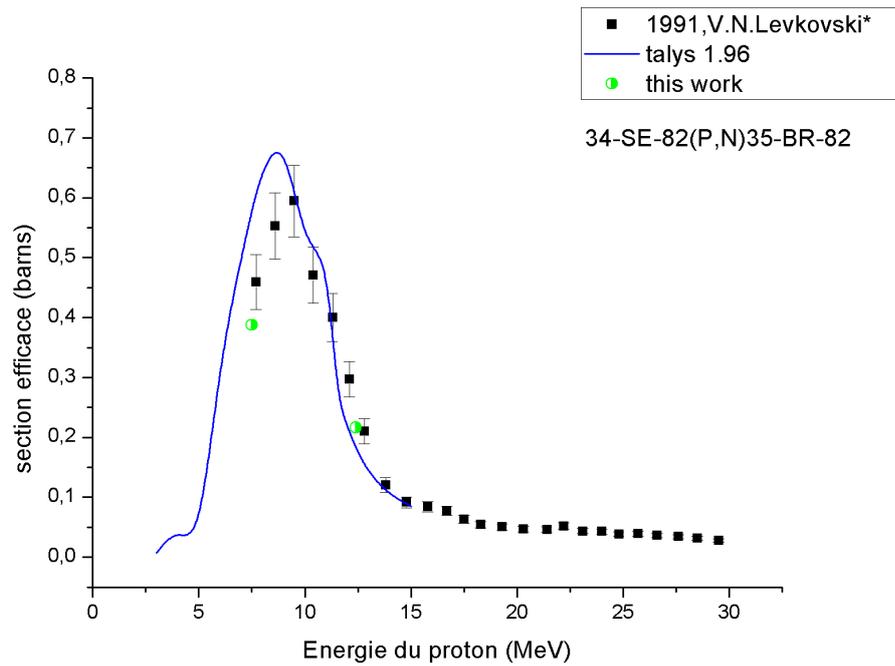


Figure 3.34: Section efficace de la réaction ${}^{82}_{34}\text{Se}(p, n){}^{82}_{35}\text{Br}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

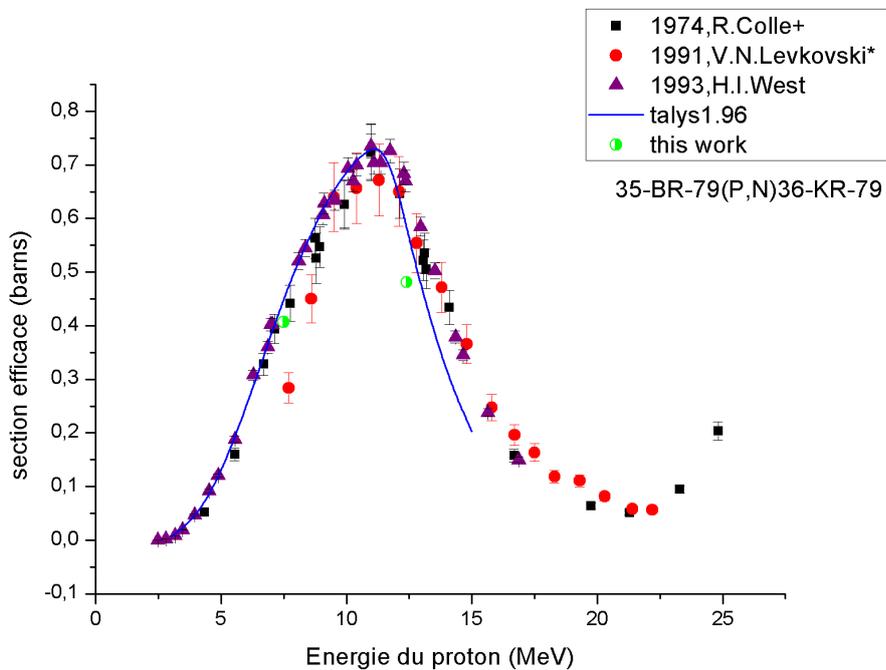


Figure 3.35: Section efficace de la réaction ${}^{79}_{35}\text{Br}(p, n){}^{79}_{36}\text{Kr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

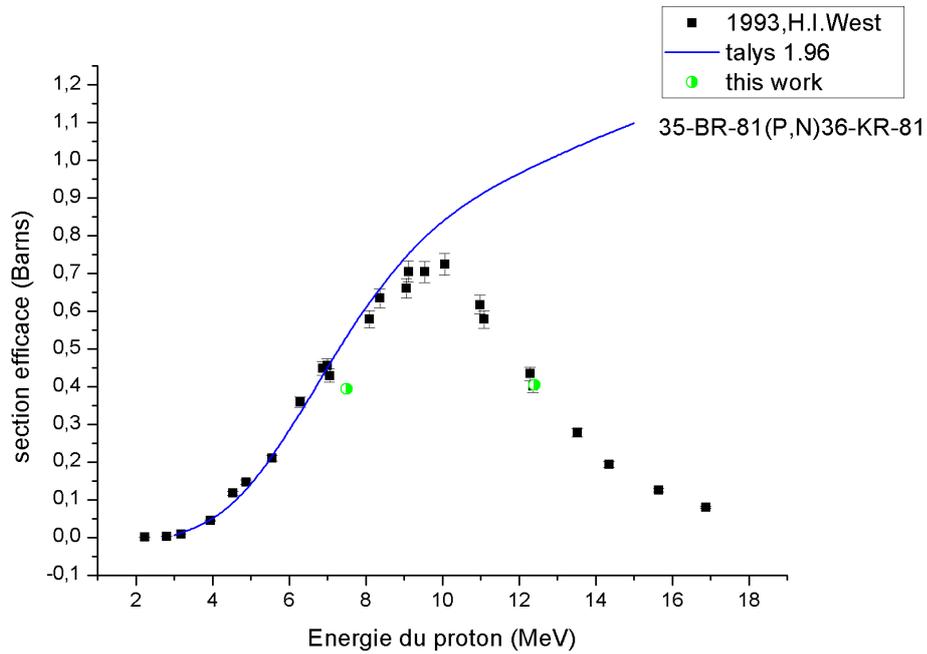


Figure 3.36: Section efficace de la réaction ${}^{81}_{35}\text{Br}(p, n){}^{81}_{36}\text{Kr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

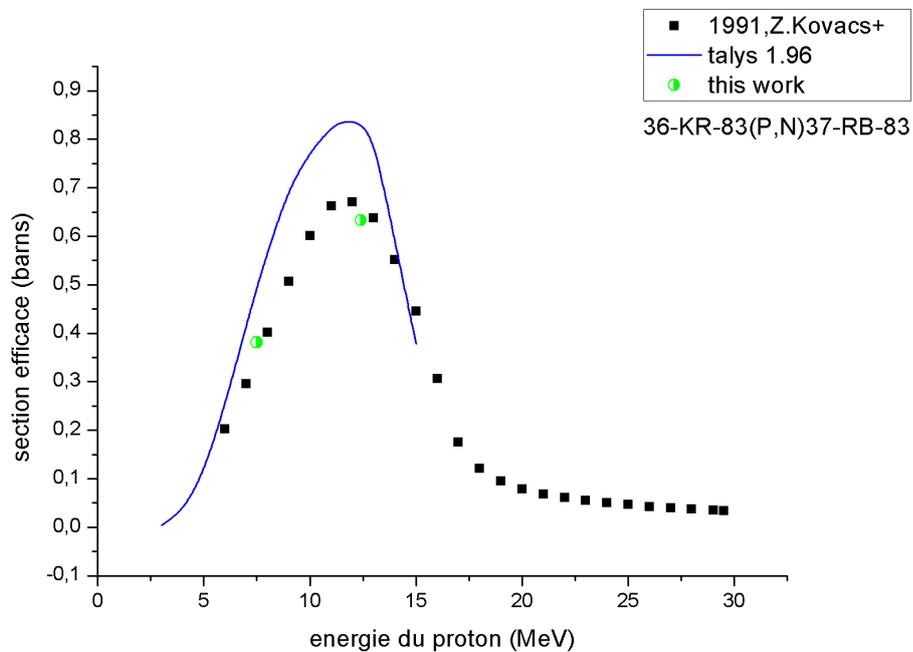


Figure 3.37: Section efficace de la réaction ${}^{83}_{36}\text{Kr}(p, n){}^{83}_{37}\text{Rb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

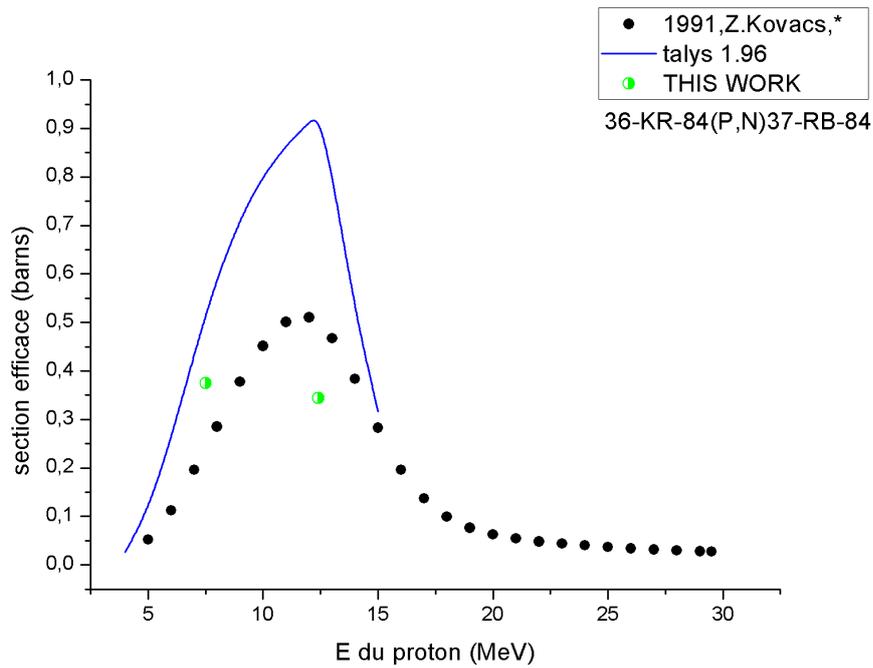


Figure 3.38: Section efficace de la réaction ${}^{84}_{36}\text{Kr}(p, n){}^{84}_{37}\text{Rb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

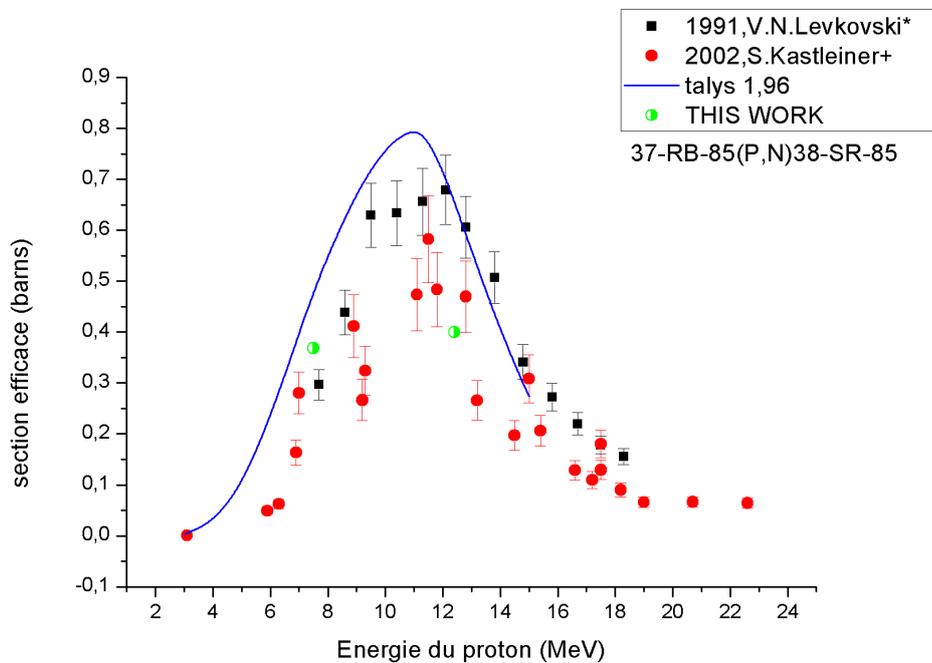


Figure 3.39: Section efficace de la réaction ${}^{85}_{37}\text{Rb}(p, n){}^{85}_{38}\text{Sr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

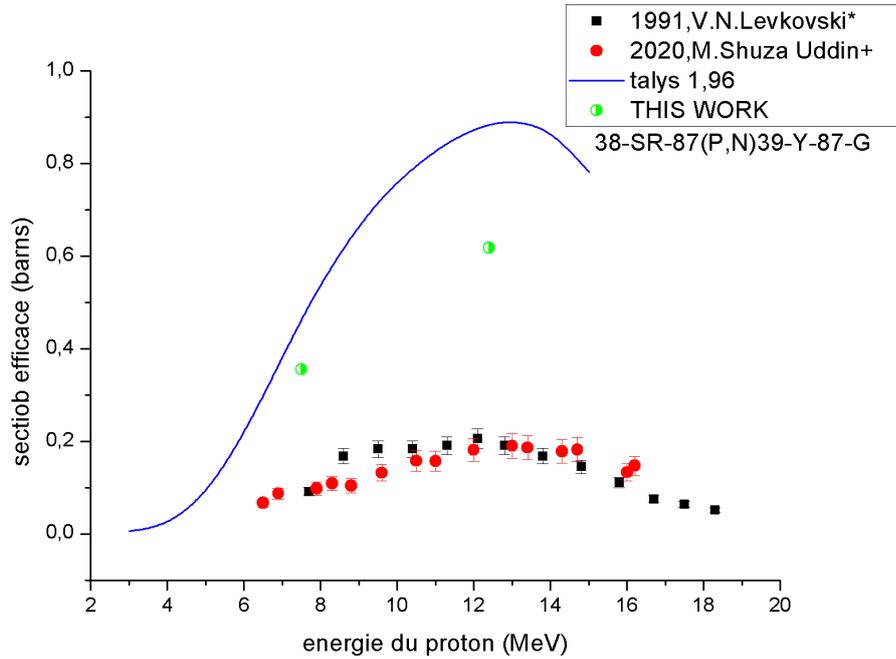


Figure 3.40: Section efficace de la réaction ${}^{87}_{38}\text{Sr}(p, n){}^{87}_{39}\text{Y}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

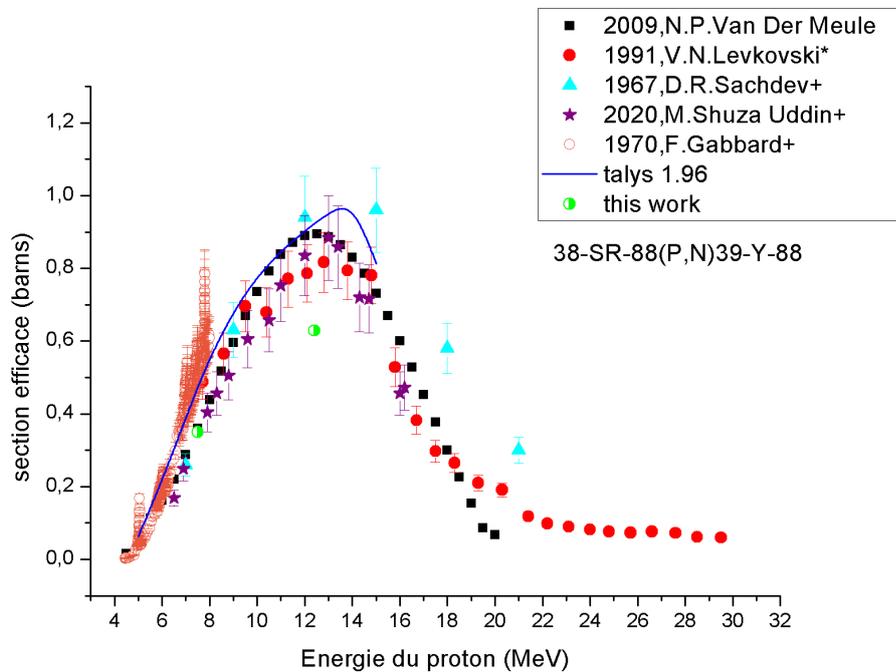


Figure 3.41: Section efficace de la réaction ${}^{88}_{38}\text{Sr}(p, n){}^{88}_{39}\text{Y}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

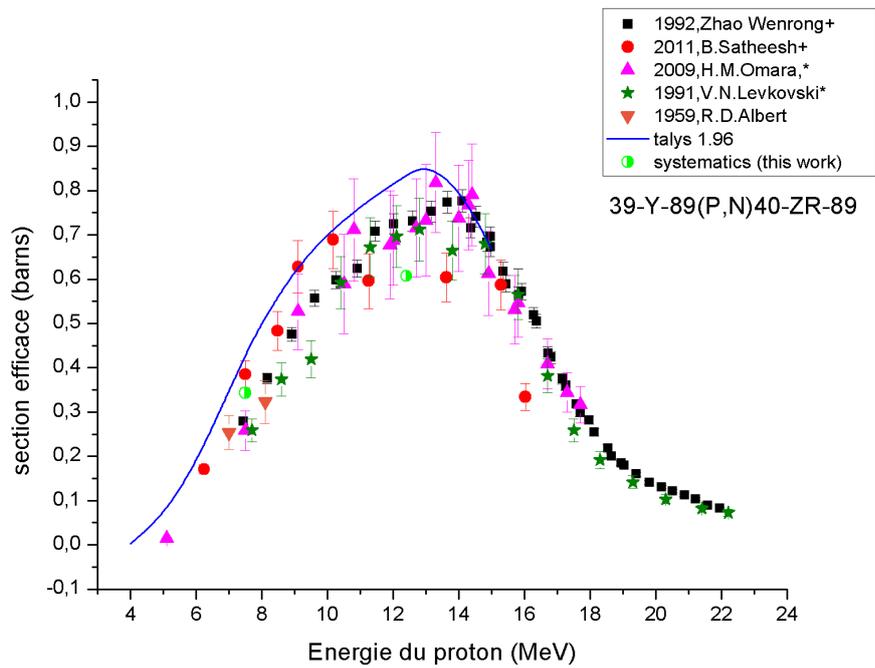


Figure 3.42: Section efficace de la réaction ${}^{89}_{39}\text{Y}(p, n){}^{89}_{40}\text{Zr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

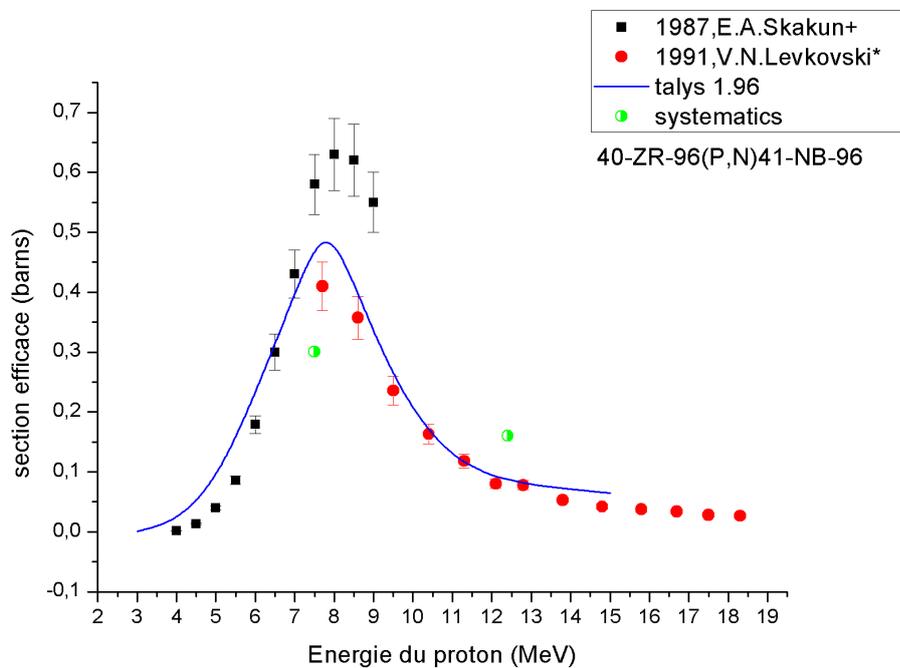


Figure 3.43: Section efficace de la réaction ${}^{96}_{40}\text{Zr}(p, n){}^{96}_{41}\text{Nb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

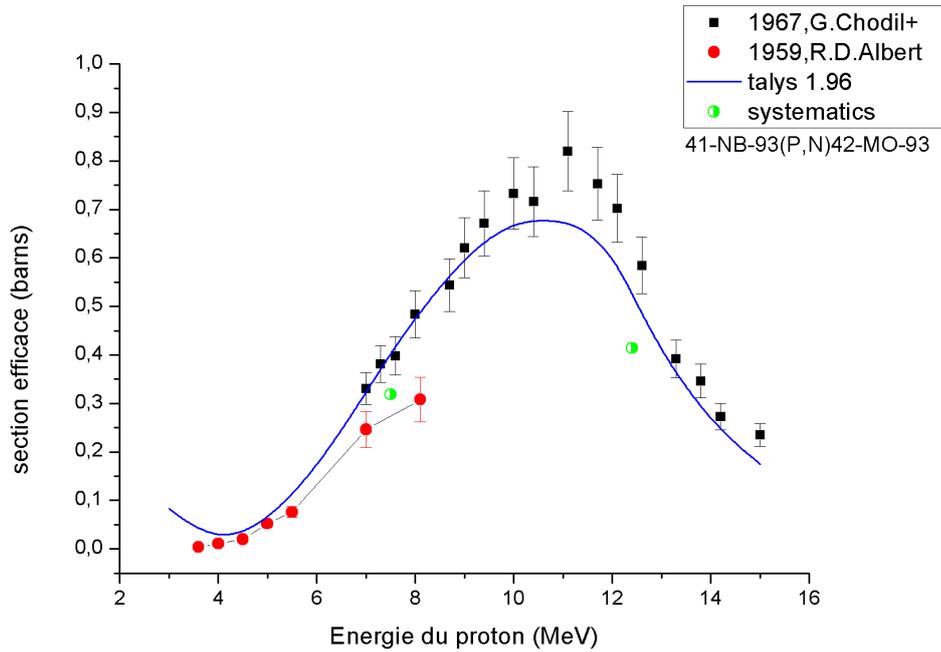


Figure 3.44: Section efficace de la réaction ${}^{93}_{41}\text{Nb}(p, n){}^{93}_{42}\text{Mo}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

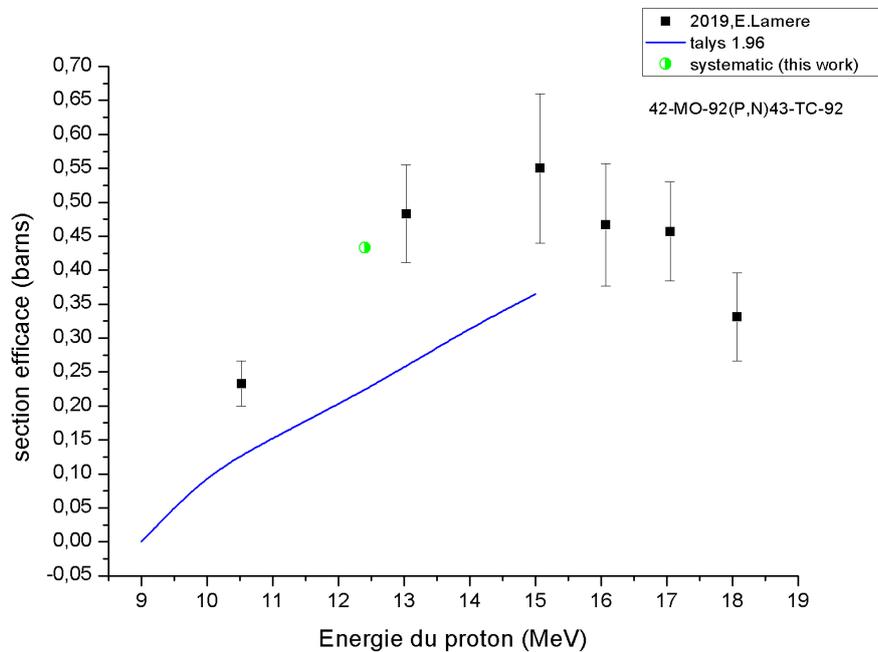


Figure 3.45: Section efficace de la réaction ${}^{92}_{42}\text{Mo}(p, n){}^{92}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

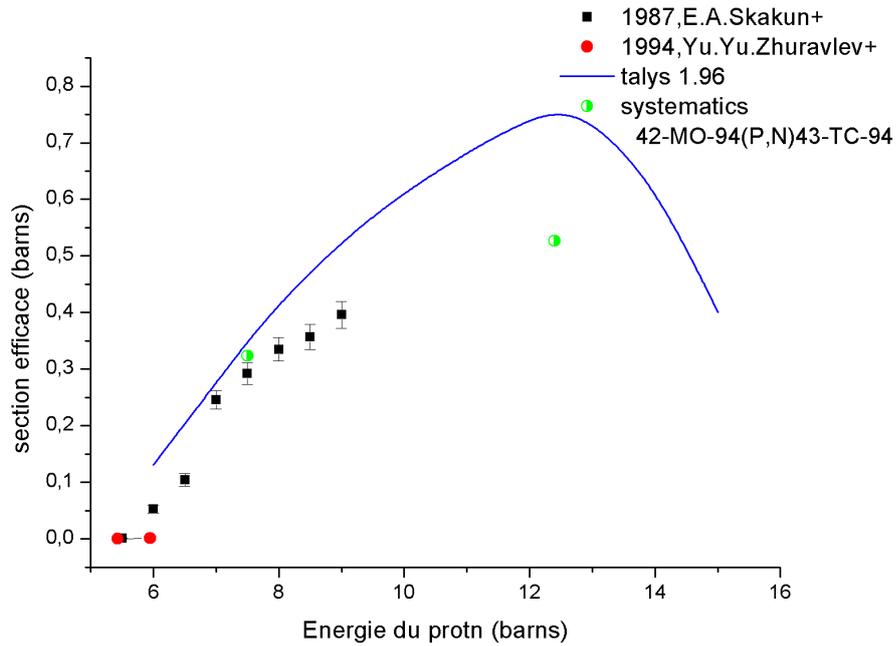


Figure 3.46: Section efficace de la réaction ${}^{94}_{42}\text{Mo}(p, n){}^{94}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

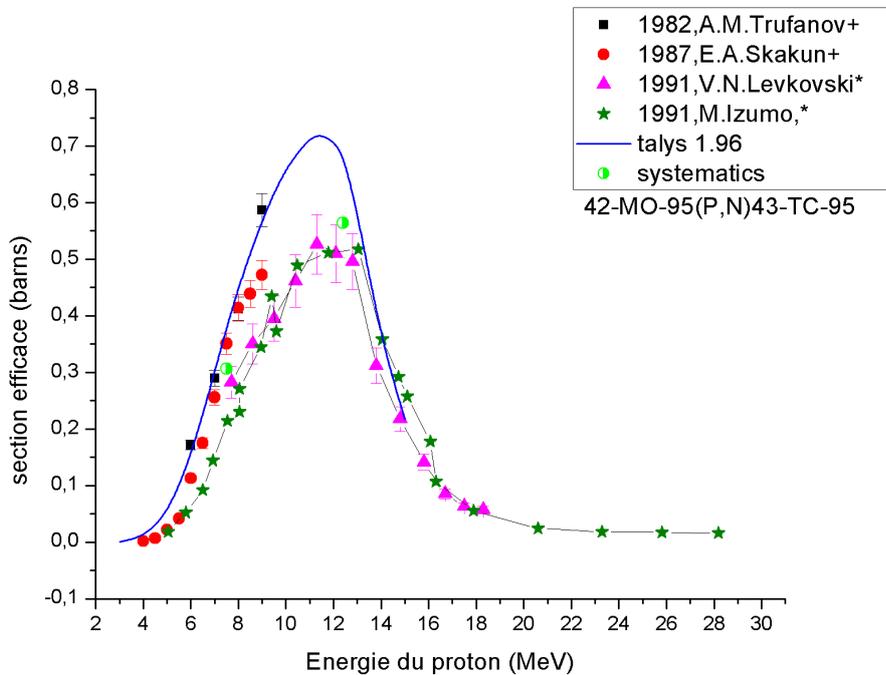


Figure 3.47: Section efficace de la réaction ${}^{95}_{42}\text{Mo}(p, n){}^{95}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

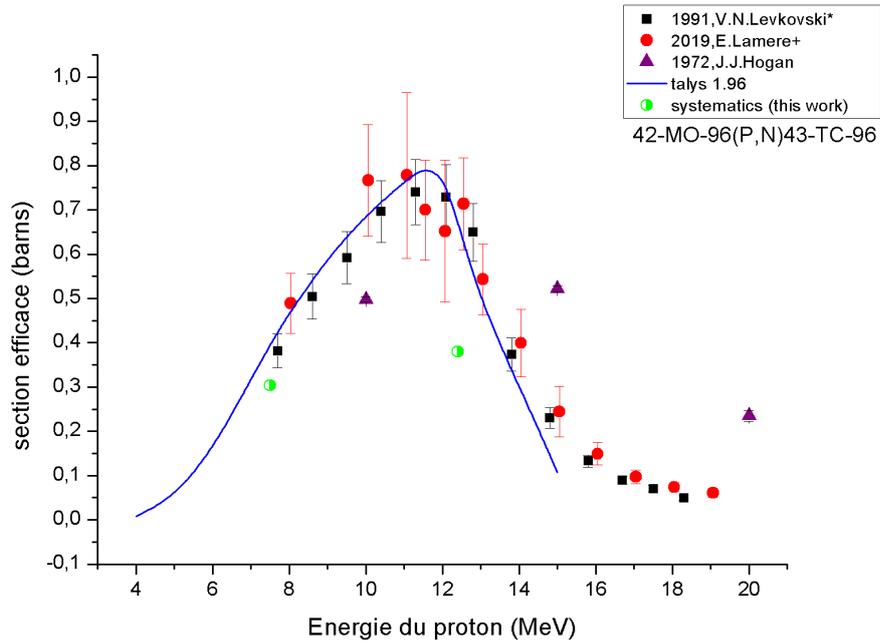


Figure 3.48: Section efficace de la réaction ${}^{96}_{42}\text{Mo}(p, n){}^{96}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

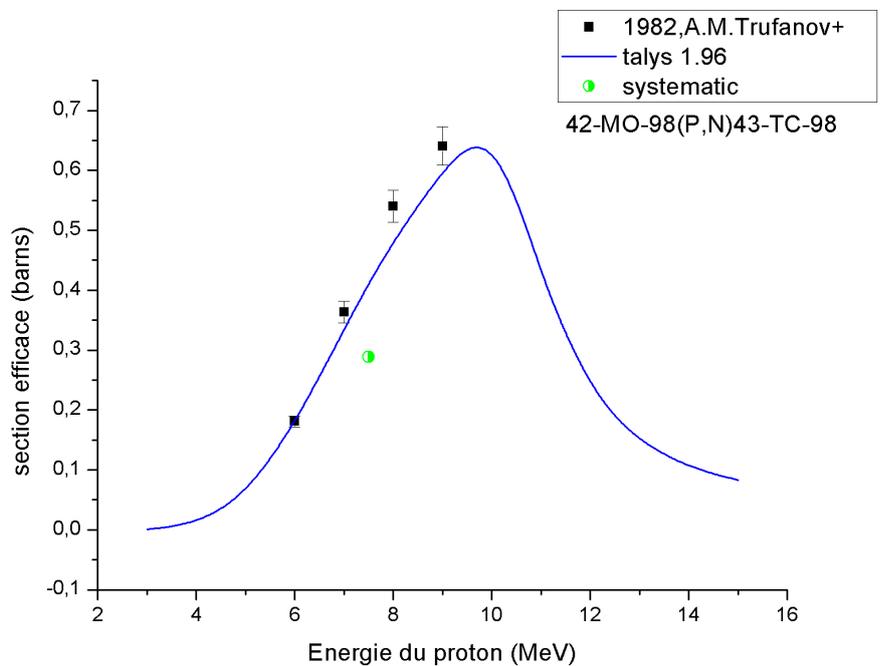


Figure 3.49: Section efficace de la réaction ${}^{98}_{42}\text{Mo}(p, n){}^{98}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

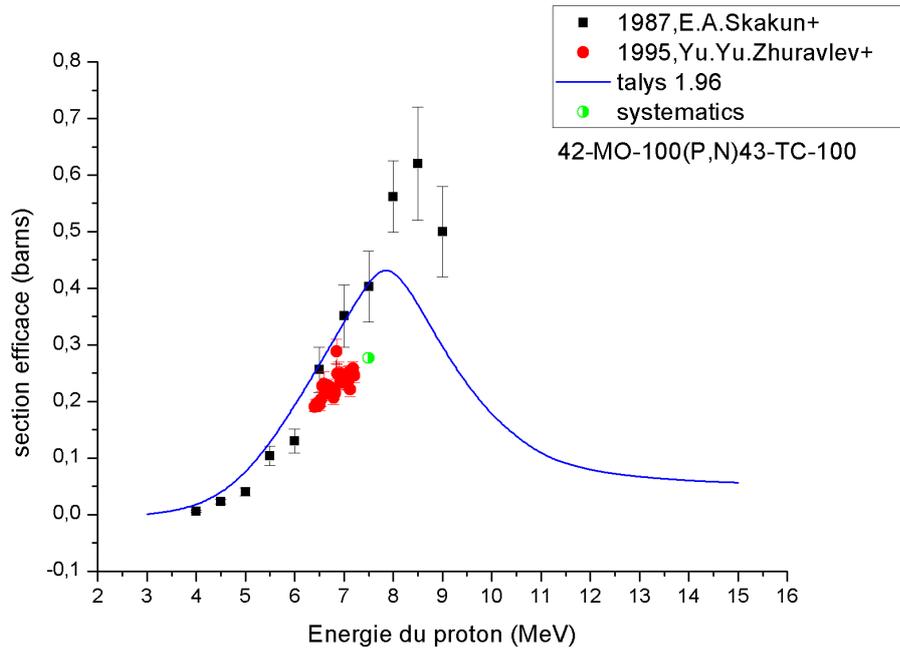


Figure 3.50: Section efficace de la réaction $^{100}_{42}\text{Mo}(p, n)^{100}_{43}\text{Tc}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

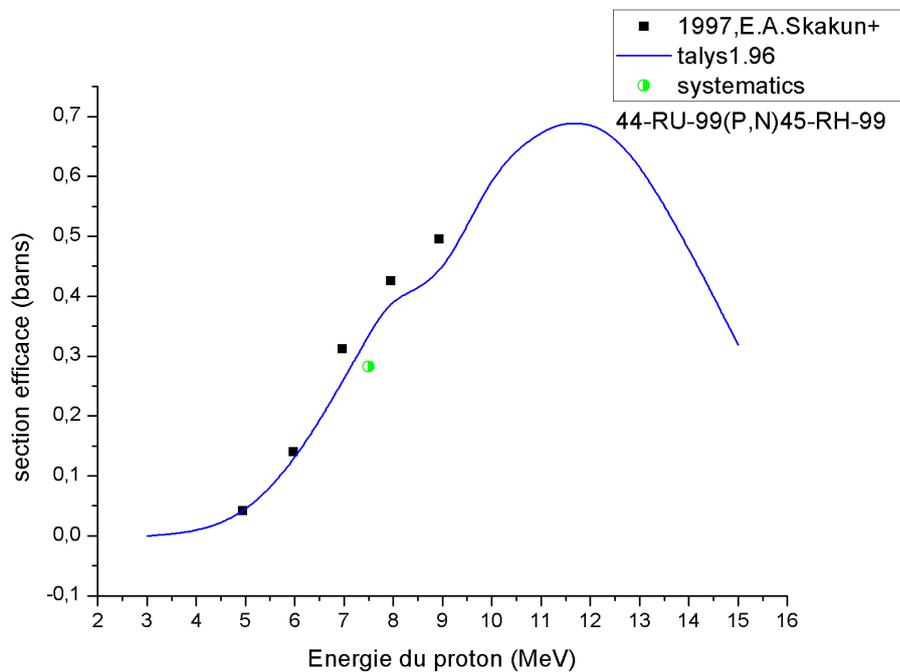


Figure 3.51: Section efficace de la réaction $^{99}_{44}\text{Ru}(p, n)^{99}_{45}\text{Rh}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

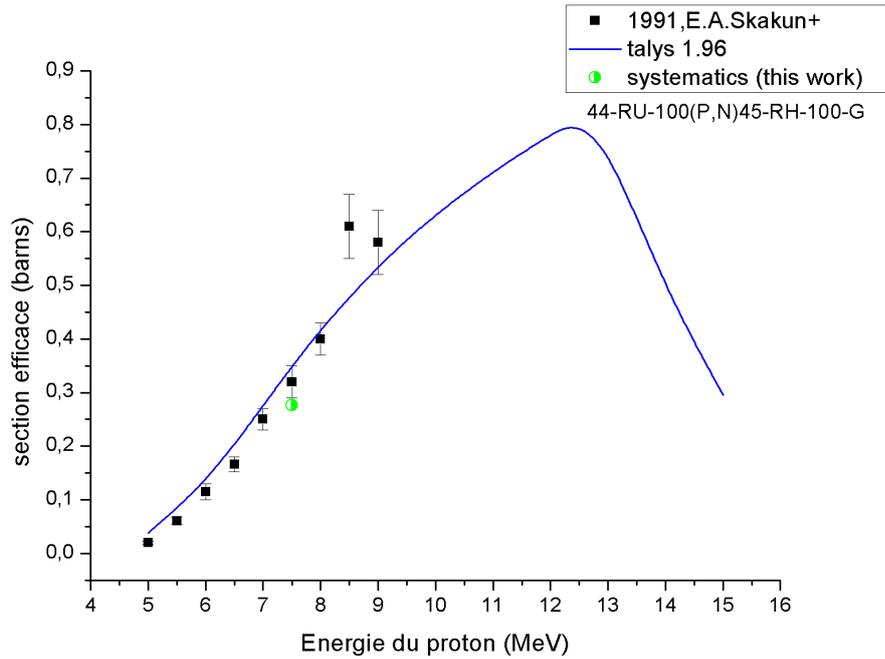


Figure 3.52: Section efficace de la réaction ${}^{100}_{44}\text{Ru}(p,n){}^{100}_{45}\text{Rh}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

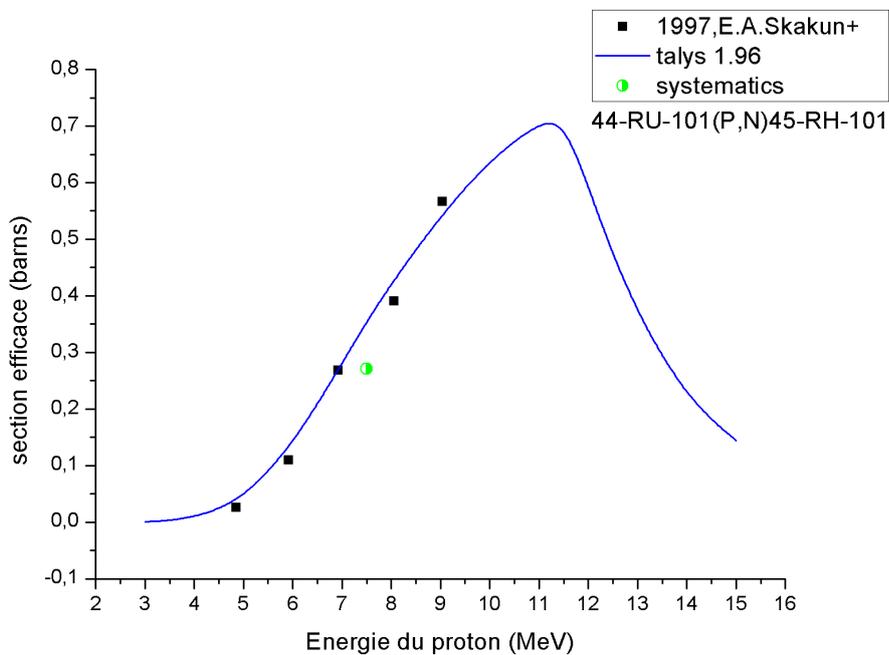


Figure 3.53: Section efficace de la réaction ${}^{101}_{44}\text{Ru}(p,n){}^{101}_{45}\text{Rh}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

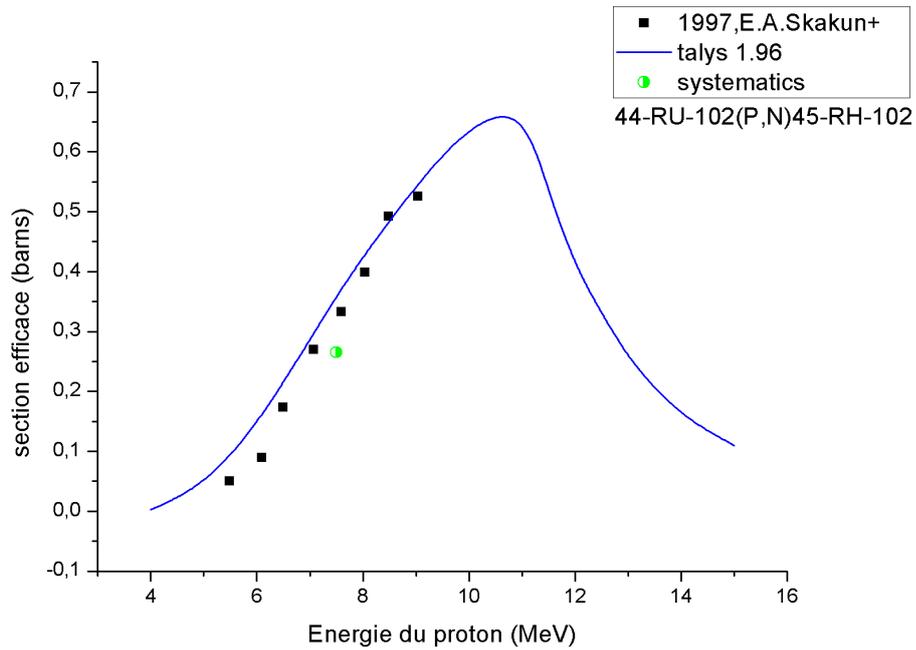


Figure 3.54: Section efficace de la réaction $^{102}_{44}\text{Ru}(p,n)^{102}_{45}\text{Rh}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

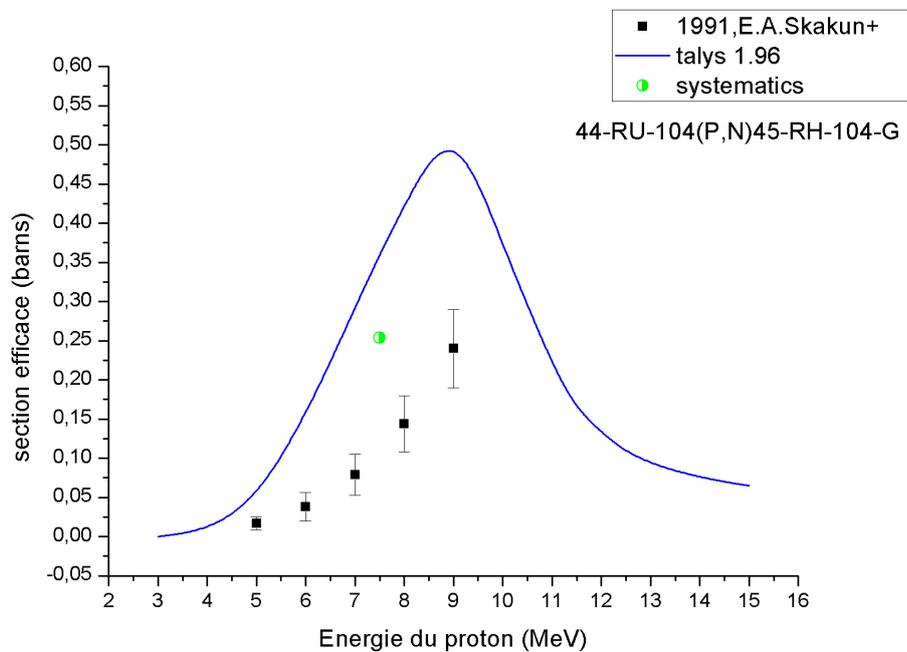


Figure 3.55: Section efficace de la réaction $^{104}_{44}\text{Ru}(p,n)^{104}_{45}\text{Rh}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

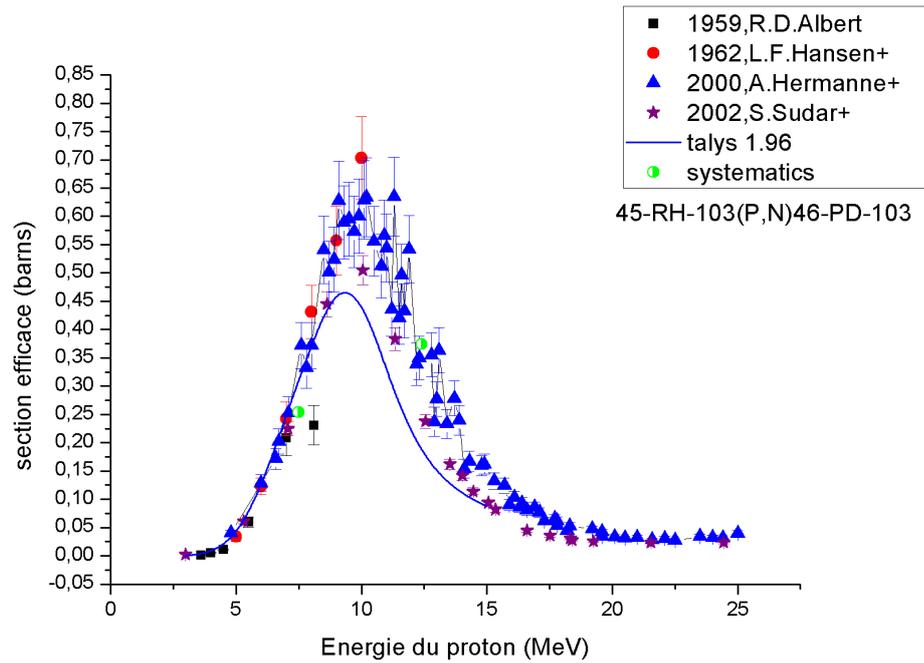


Figure 3.56: Section efficace de la réaction ${}^{103}_{45}\text{Rh}(p, n){}^{103}_{46}\text{Pd}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

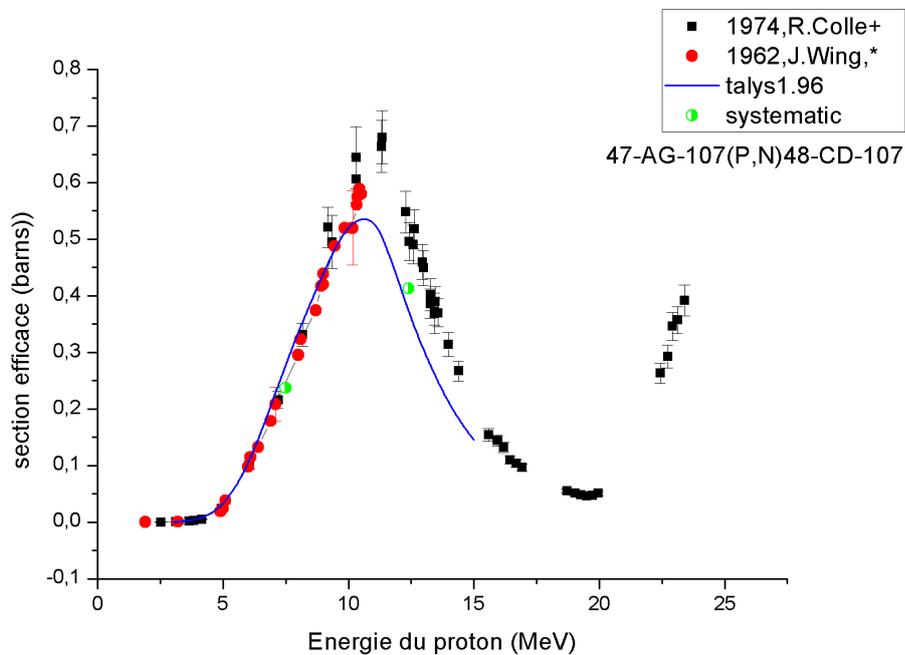


Figure 3.57: Section efficace de la réaction ${}^{107}_{47}\text{Ag}(p, n){}^{107}_{48}\text{Cd}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

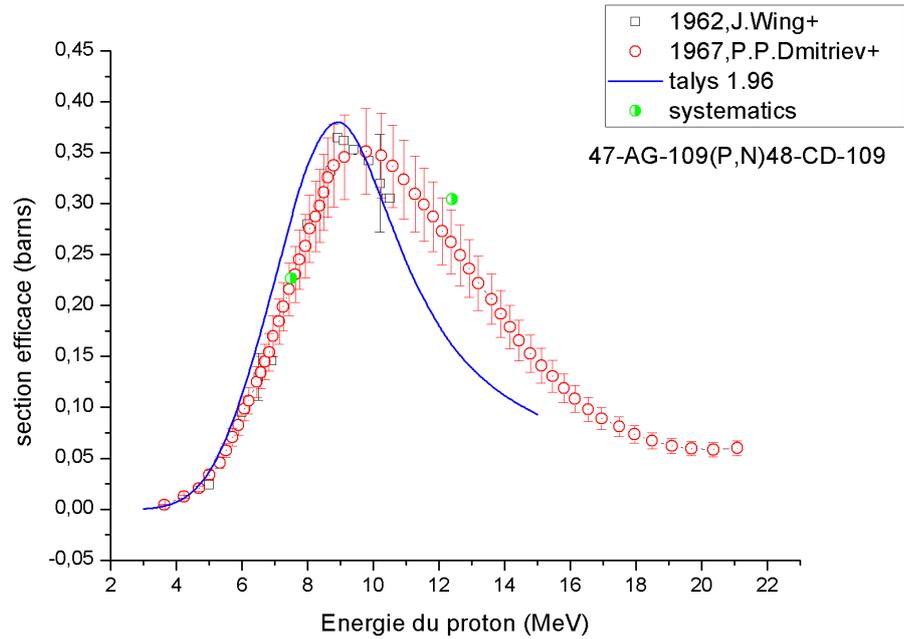


Figure 3.58: Section efficace de la réaction $^{109}_{47}\text{Ag}(p, n)^{109}_{48}\text{Cd}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

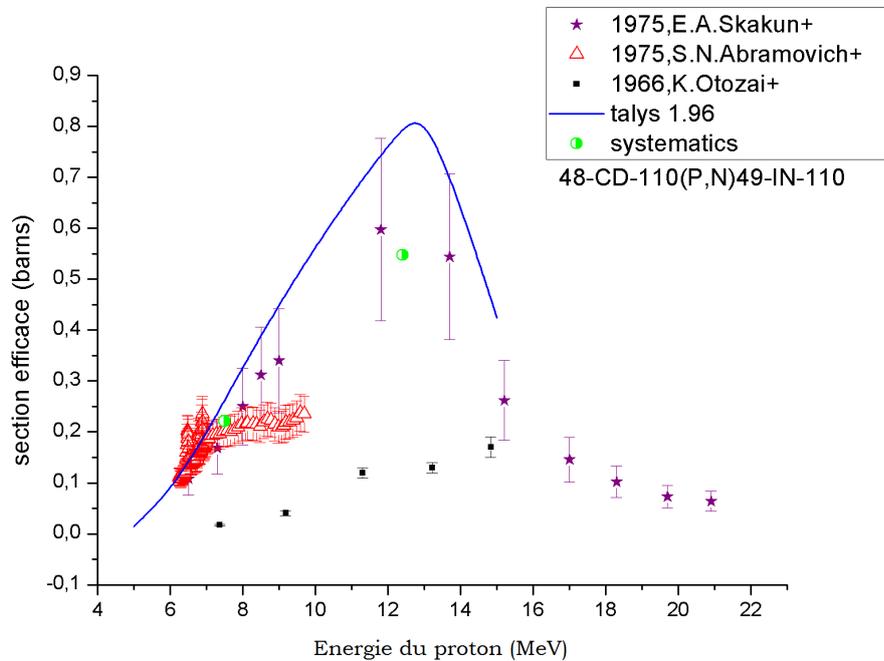


Figure 3.59: Section efficace de la réaction $^{110}_{48}\text{Cd}(p, n)^{110}_{49}\text{In}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

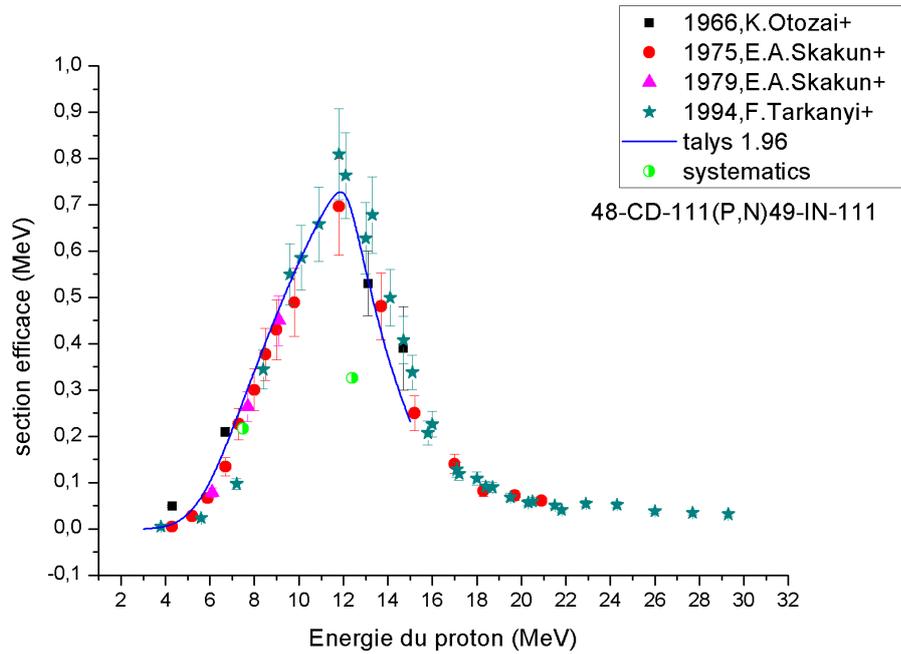


Figure 3.60: Section efficace de la réaction ${}^{111}_{48}\text{Cd}(p, n){}^{111}_{49}\text{In}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

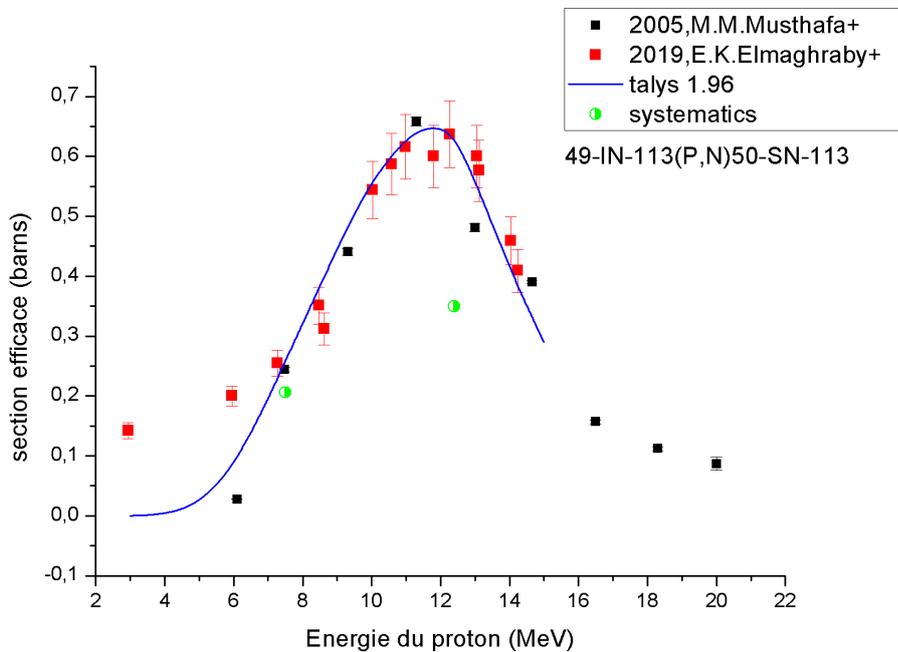


Figure 3.61: Section efficace de la réaction ${}^{113}_{49}\text{In}(p, n){}^{113}_{50}\text{Sn}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

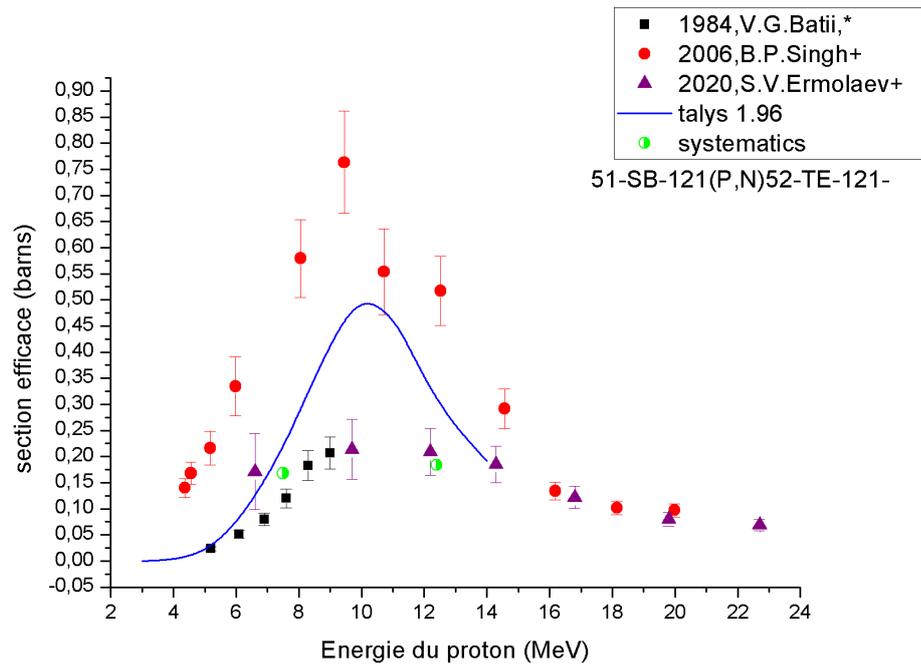


Figure 3.62: Section efficace de la réaction ${}_{51}^{121}\text{Sb}(p, n){}_{52}^{121}\text{Te}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

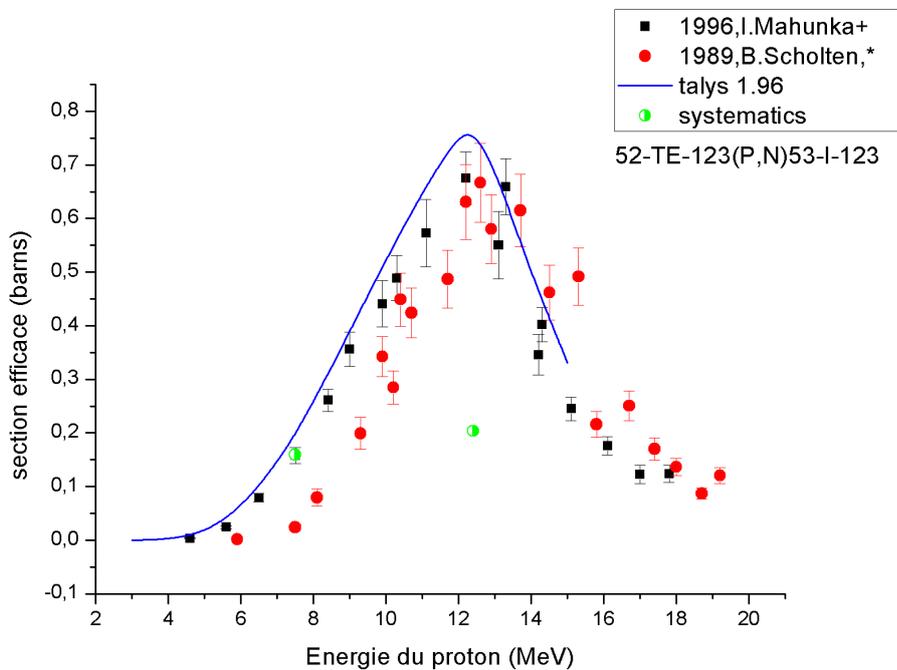


Figure 3.63: Section efficace de la réaction ${}_{52}^{123}\text{Te}(p, n){}_{53}^{123}\text{I}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

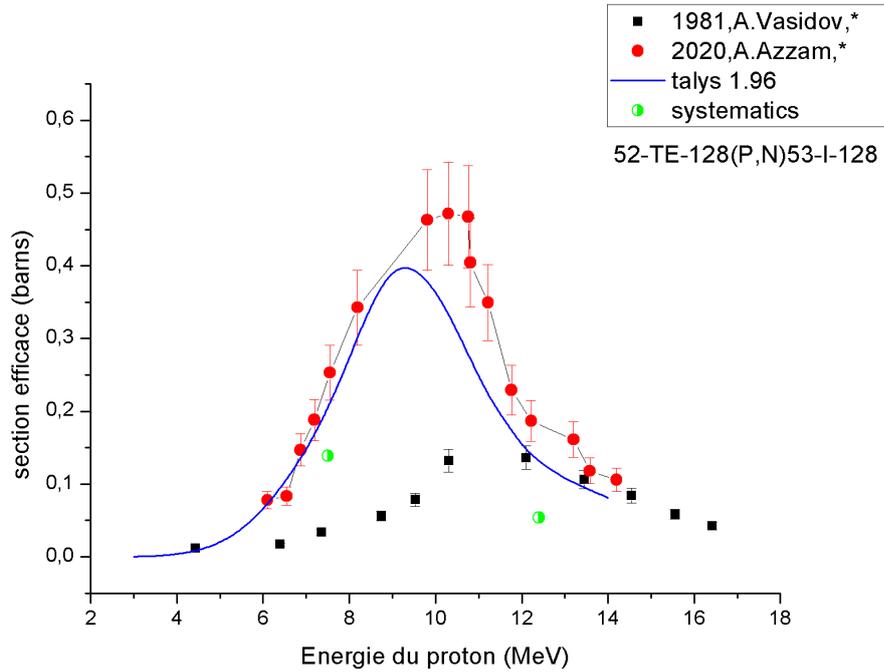


Figure 3.64: Section efficace de la réaction ${}_{52}^{128}\text{Te}(p, n){}_{53}^{128}\text{I}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

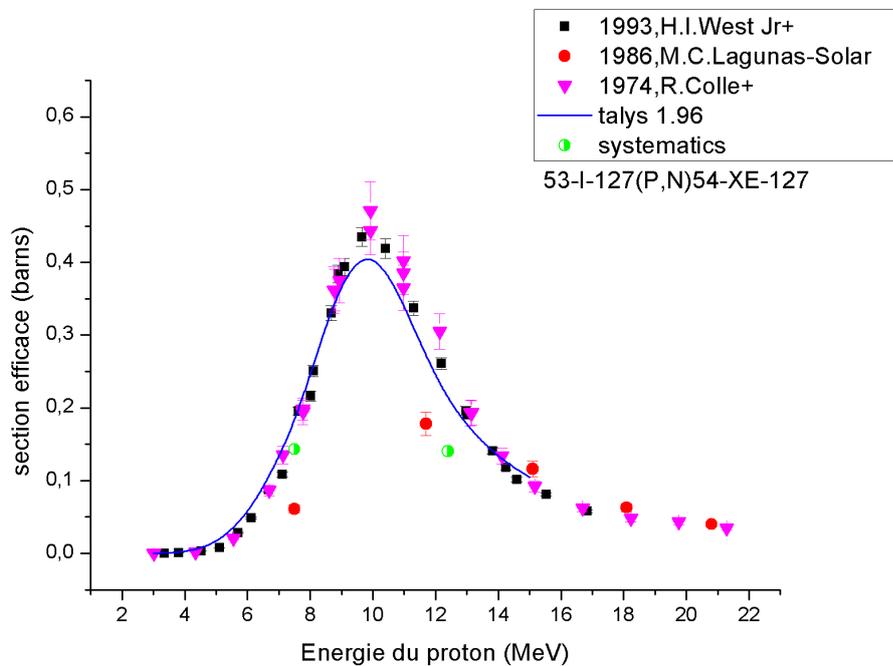


Figure 3.65: Section efficace de la réaction ${}_{53}^{127}\text{I}(p, n){}_{54}^{127}\text{Xe}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

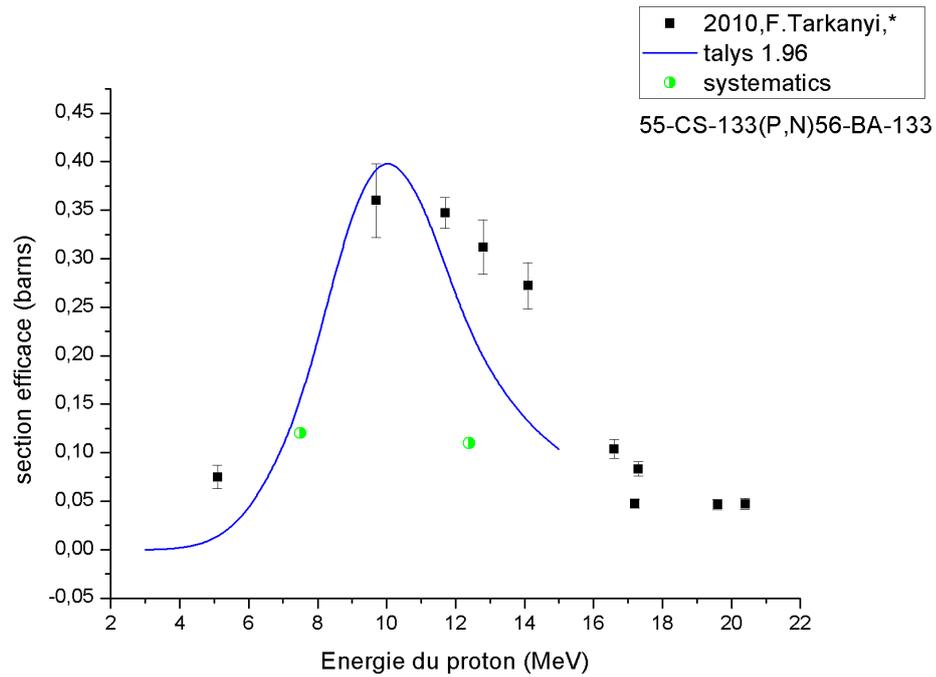


Figure 3.66: Section efficace de la réaction $^{133}_{55}\text{Cs}(p,n)^{133}_{56}\text{Ba}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

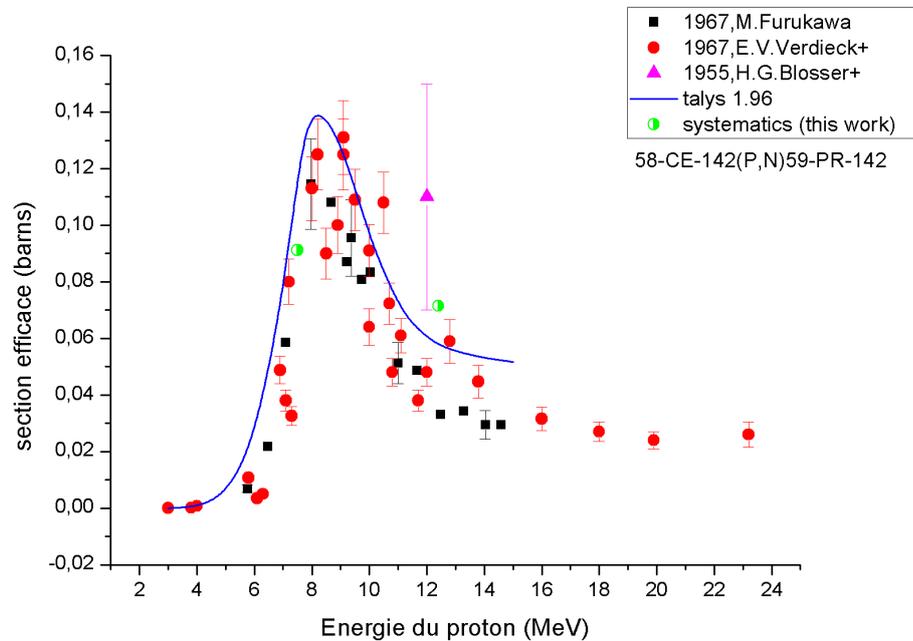


Figure 3.67: Section efficace de la réaction $^{142}_{58}\text{Ce}(p,n)^{142}_{59}\text{Pr}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

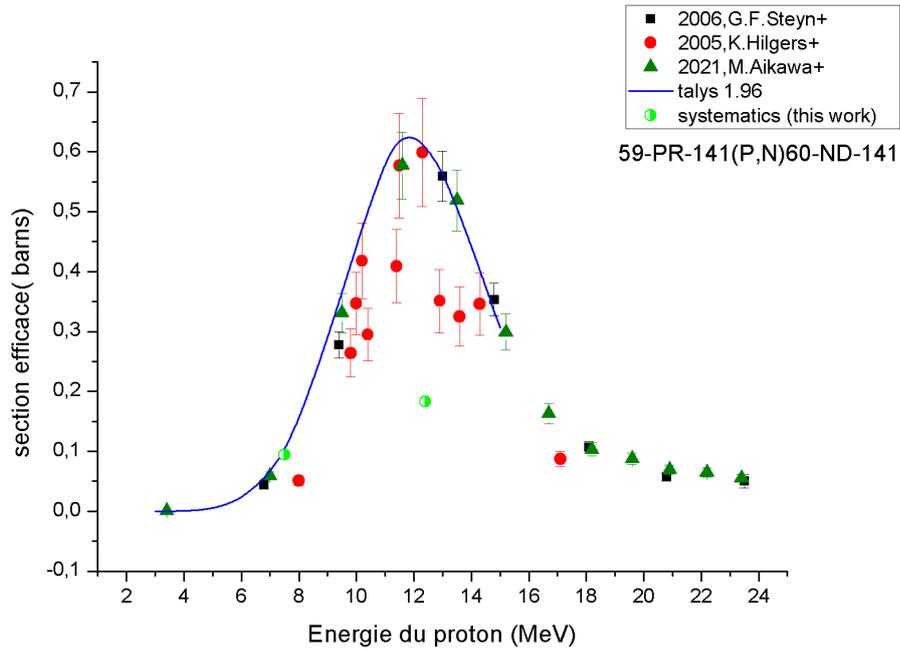


Figure 3.68: Section efficace de la réaction ${}^{141}_{59}\text{Pr}(p, n){}^{141}_{60}\text{Nd}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

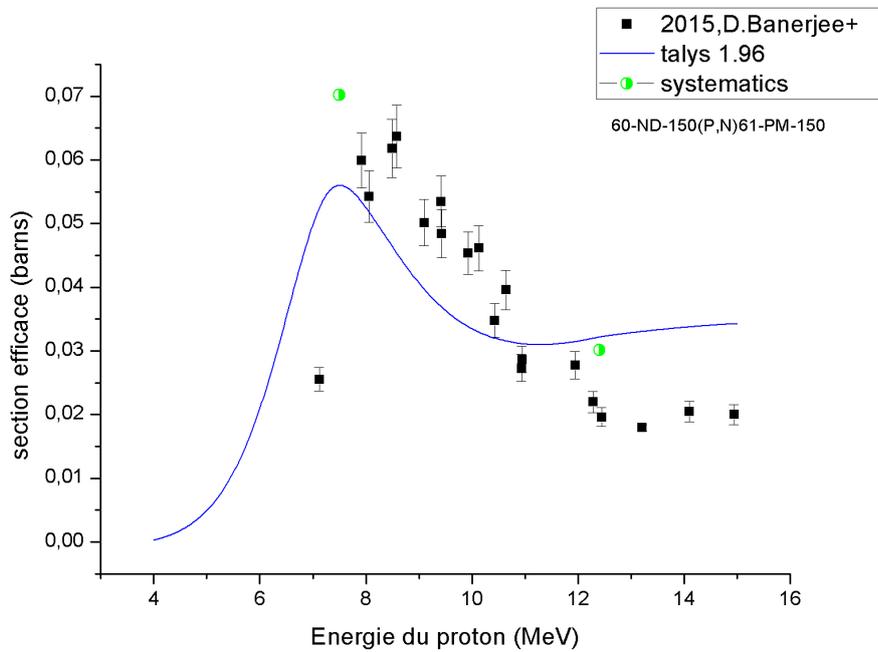


Figure 3.69: Section efficace de la réaction ${}^{150}_{60}\text{Nd}(p, n){}^{150}_{61}\text{Pm}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

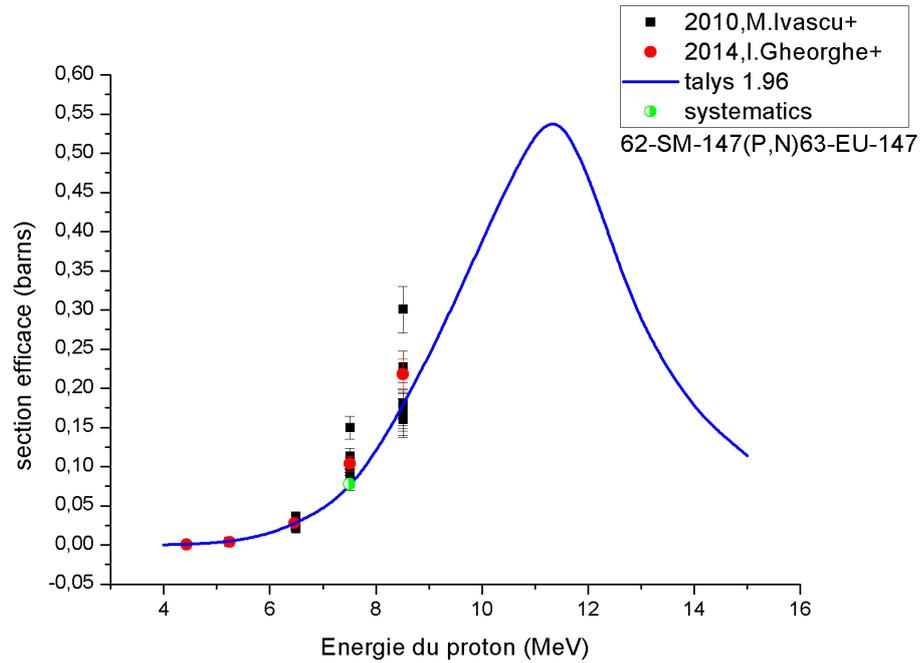


Figure 3.70: Section efficace de la réaction $^{147}_{62}\text{Sm}(p,n)^{147}_{63}\text{Eu}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

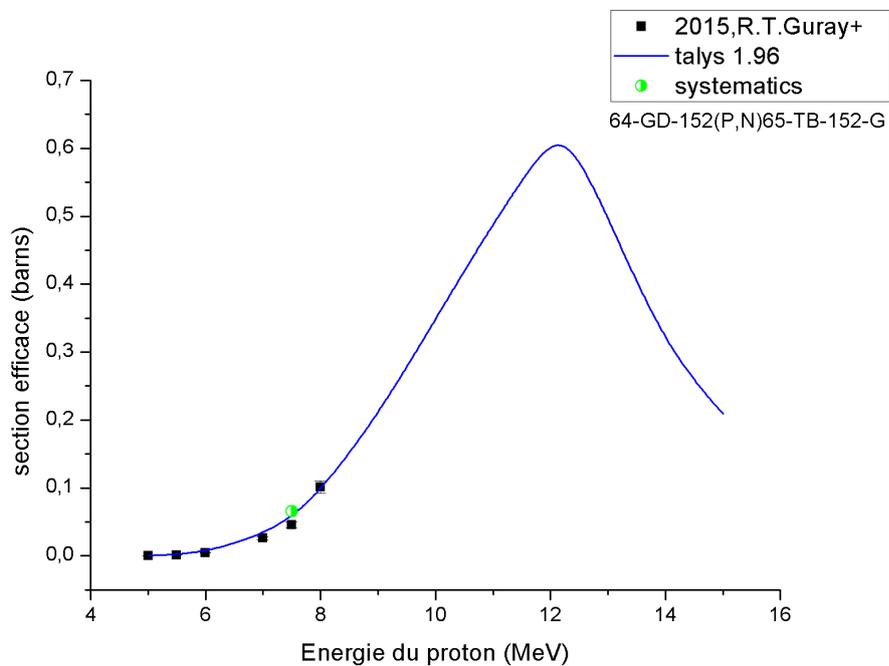


Figure 3.71: Section efficace de la réaction $^{152}_{64}\text{Gd}(p,n)^{152}_{65}\text{Tb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

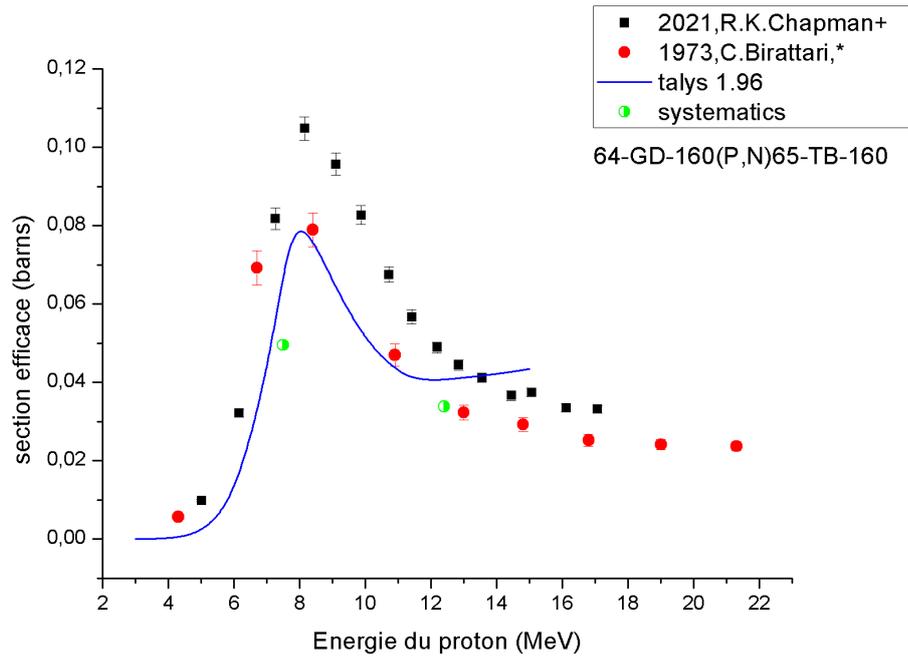


Figure 3.72: Section efficace de la réaction ${}^{160}_{64}\text{Gd}(p, n){}^{160}_{65}\text{Tb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

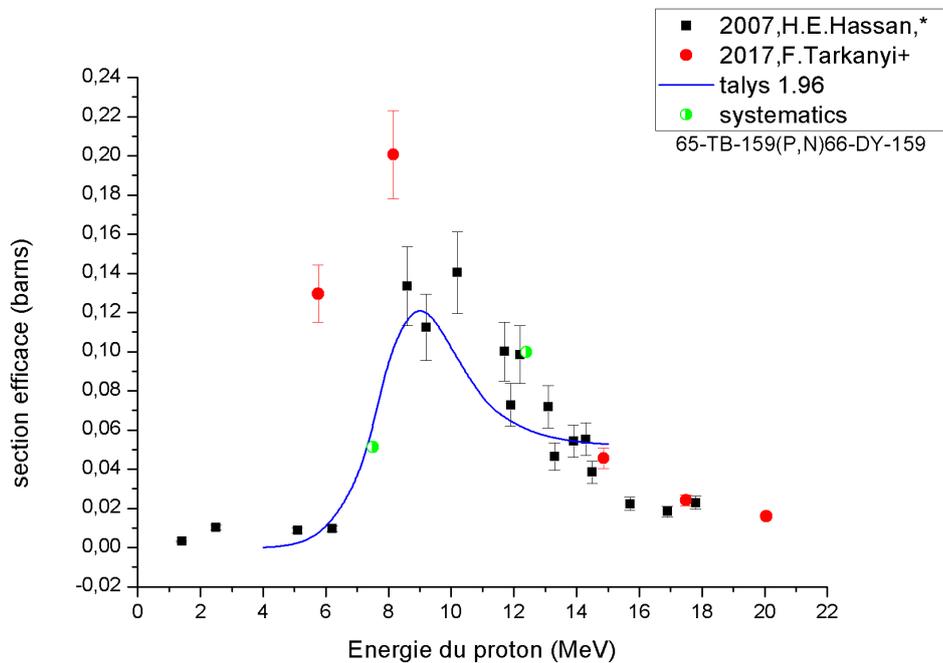


Figure 3.73: Section efficace de la réaction ${}^{159}_{65}\text{Tb}(p, n){}^{159}_{66}\text{Dy}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

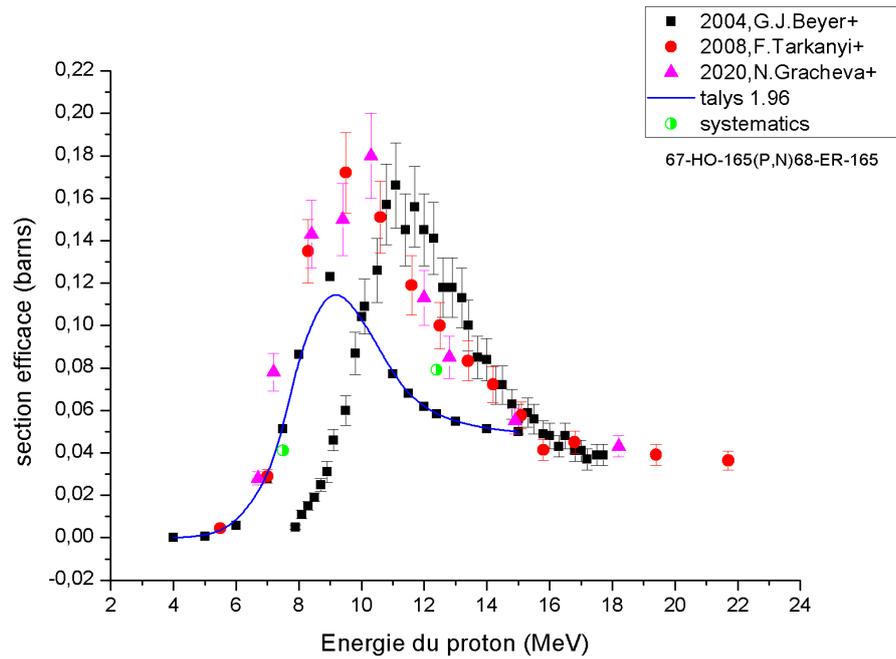


Figure 3.74: Section efficace de la réaction $^{165}_{67}\text{Ho}(p,n)^{165}_{68}\text{Er}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

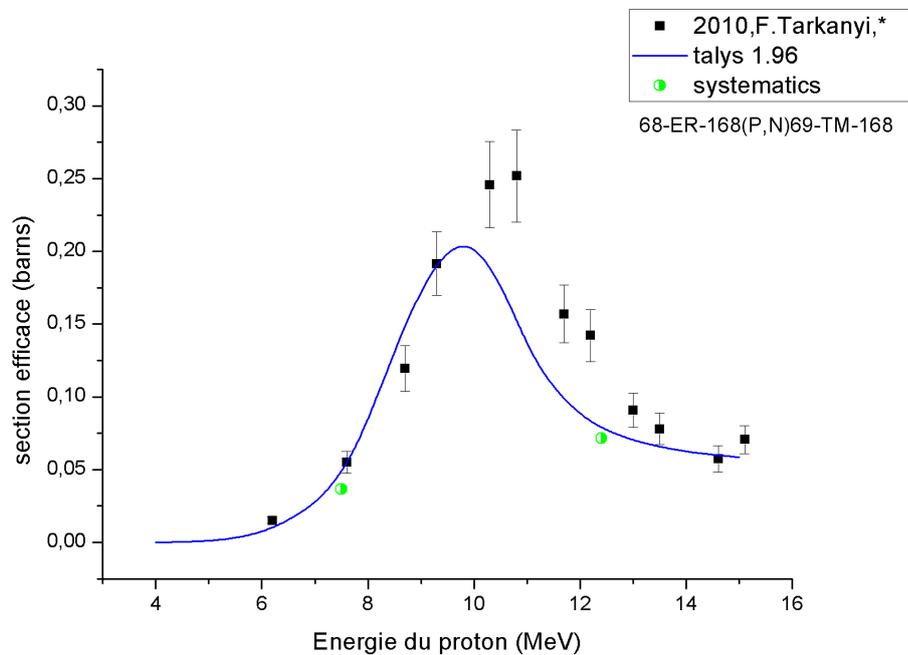


Figure 3.75: Section efficace de la réaction $^{168}_{68}\text{Er}(p,n)^{168}_{69}\text{Tm}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

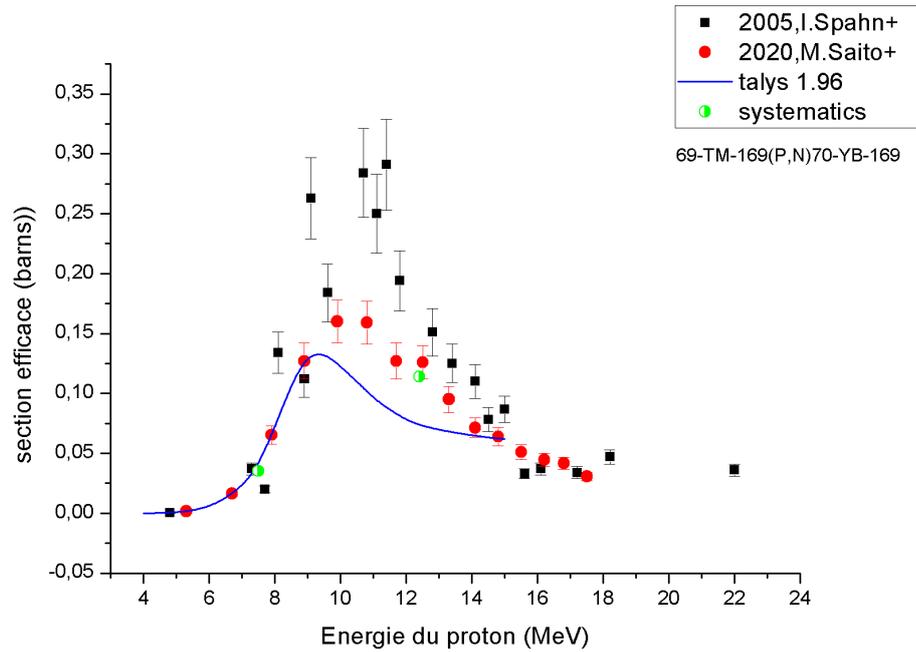


Figure 3.76: Section efficace de la réaction ${}^{169}_{69}\text{Tm}(p, n){}^{169}_{70}\text{Yb}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

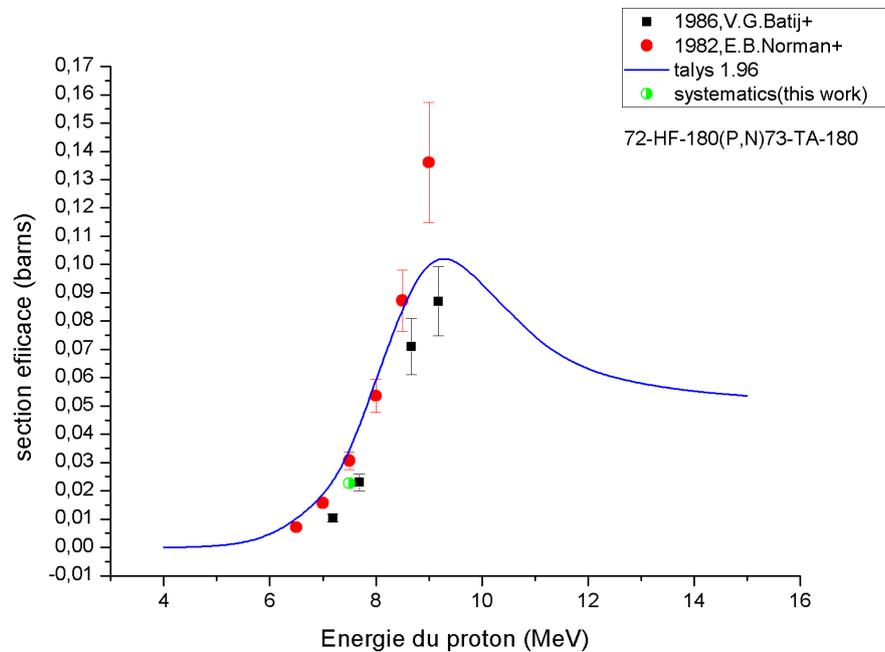


Figure 3.77: Section efficace de la réaction ${}^{180}_{72}\text{Hf}(p, n){}^{180}_{73}\text{Ta}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

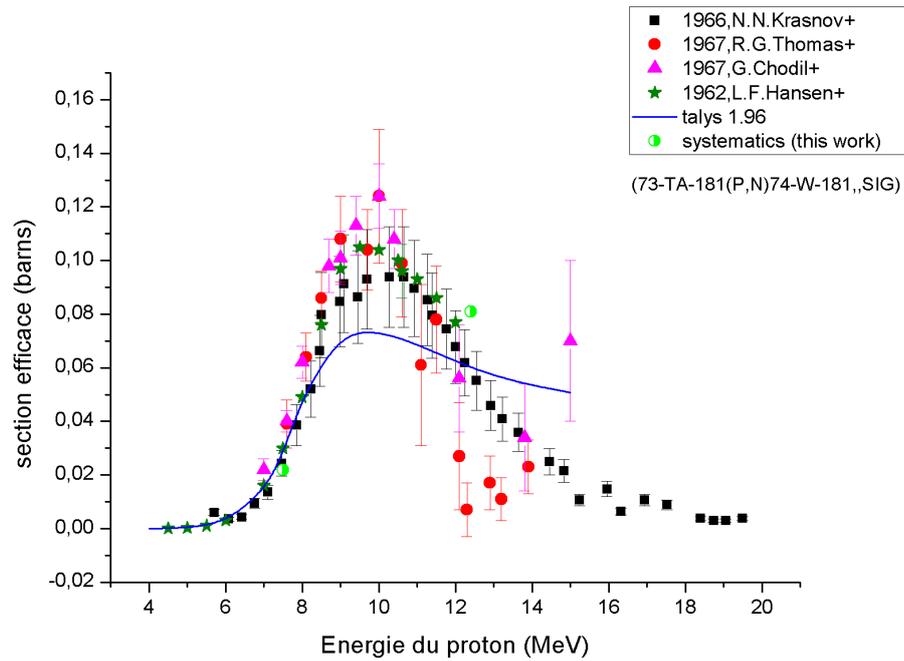


Figure 3.78: Section efficace de la réaction ${}^{181}_{73}\text{Ta}(p, n){}^{181}_{74}\text{W}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

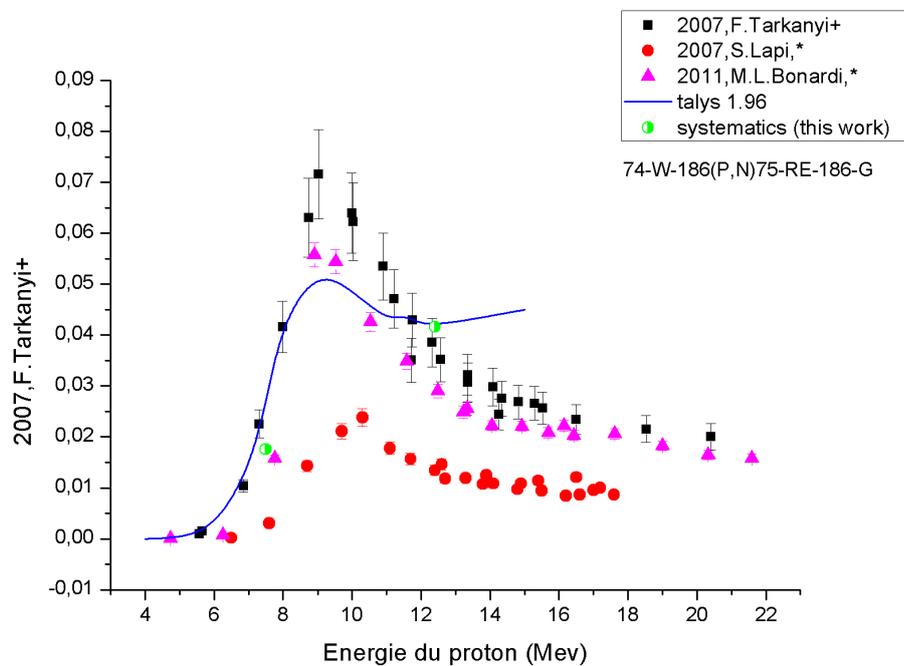


Figure 3.79: Section efficace de la réaction ${}^{186}_{74}\text{W}(p, n){}^{186}_{75}\text{Re} - g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

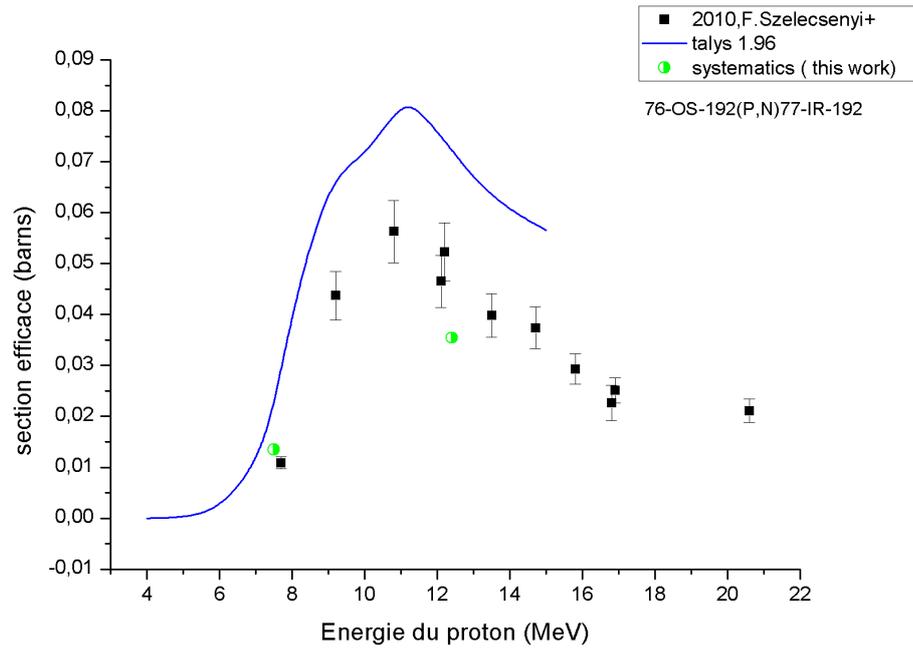


Figure 3.80: Section efficace de la réaction ${}^{192}_{76}\text{Os}(p, n){}^{192}_{77}\text{Ir}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

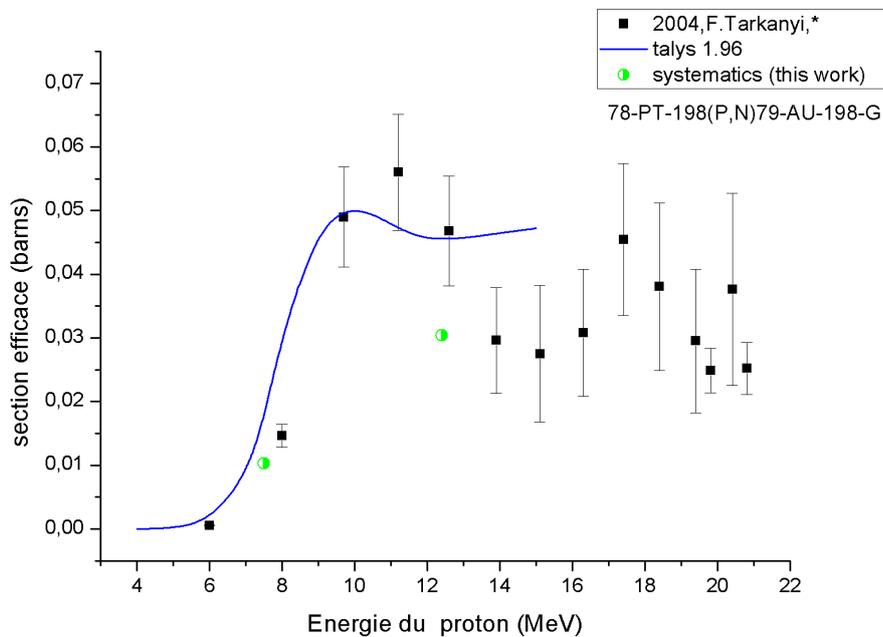


Figure 3.81: Section efficace de la réaction ${}^{198}_{78}\text{Pt}(p, n){}^{198}_{79}\text{Au}-g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

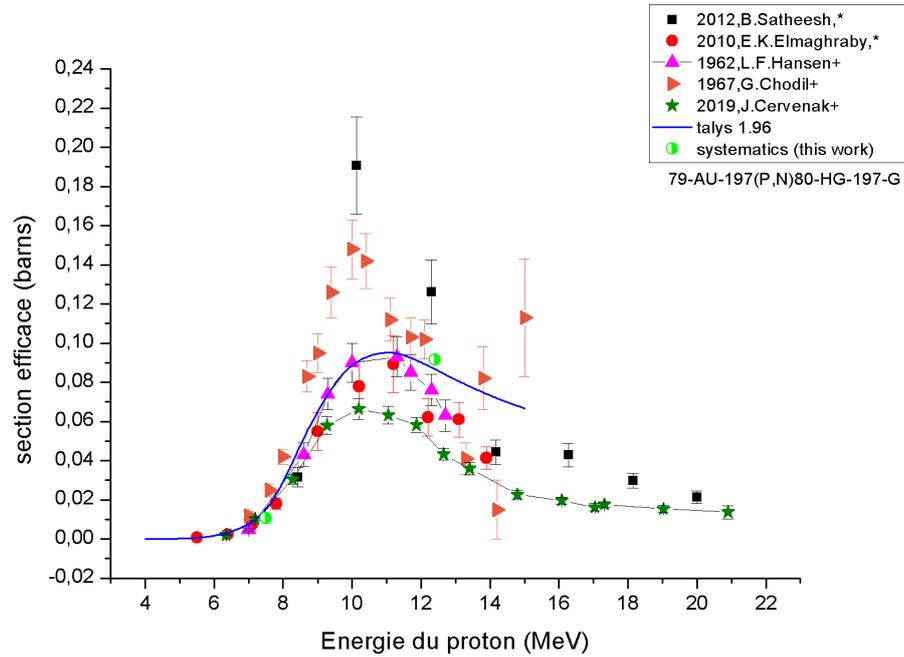


Figure 3.82: Section efficace de la réaction ${}^{197}_{79}\text{Au}(p, n){}^{197}_{80}\text{Hg} - g$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

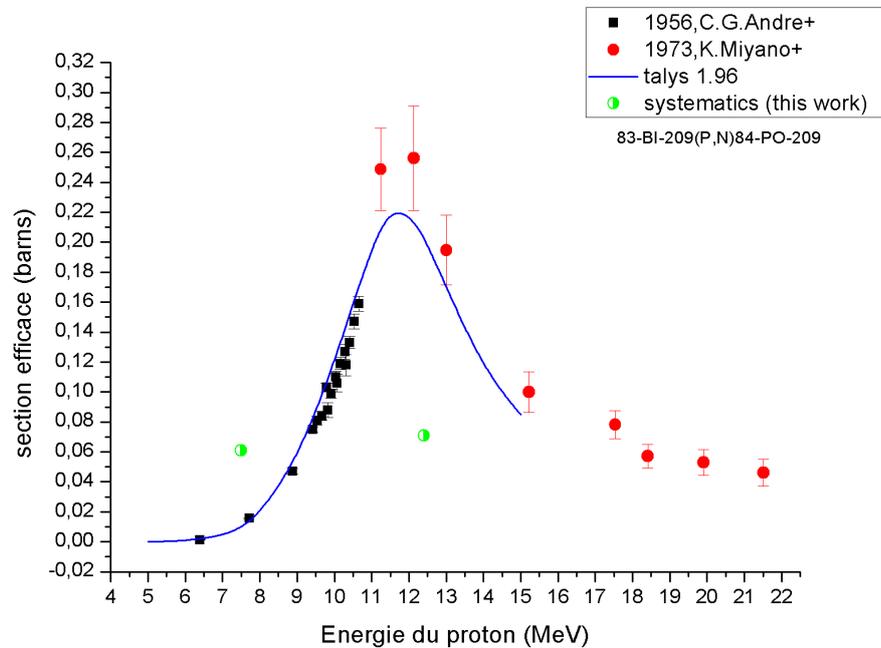


Figure 3.83: Section efficace de la réaction ${}^{209}_{83}\text{Bi}(p, n){}^{209}_{84}\text{Po}$ évaluée en utilisant les systématiques obtenues et les données expérimentales disponibles ensuite comparée aux sections efficaces calculées par le Code TALYS 1.96.

Les figures ci-dessus illustrent les fonctions d'excitation induites par des protons pour différents isotopes. On observe que ces fonctions :

- 1- Augmentent à partir d'une certaine énergie seuil bien défini pour chaque noyau.
- 2- Atteignent un maximum important, noté σ_{max} .
- 3- Diminuent ensuite lorsque l'énergie dépasse l'énergie E correspondant à la position du haut (max).

Dès qu'un certain niveau d'énergie est atteint, de nouvelles réactions deviennent possibles. Ces réactions concurrentes à la réaction (p,n) réduisent la probabilité de désintégration par cette voie. L'effet est d'autant plus prononcé que l'énergie d'excitation est grande et que la probabilité d'émission de particules en cascade est importante. C'est le cas par exemple des réactions (p,2n), (p,xn), etc.

Nos calculs des fonctions d'excitation de la réaction (p, n) basés sur des formules semi-empiriques et des modèles théoriques notamment le modèle d'évaporation et le modèle de pré-équilibre... concordent avec les données expérimentales de la base EXFOR [3] et les résultats du code Talys 1.96 [2,52].

Conclusion Générale

Dans le cadre de notre projet et pour enrichir la bibliothèque de données nucléaires de réactions induites par des protons, nous avons réalisé études théoriques et systématiques basée sur Paramétrage empirique de la section efficace de formation des noyaux du composé à l'aide d'un modèle optique incorporé sous la forme du modèle statistique d'évaporation et du modèle d'exciton de pré-équilibre prenant en compte le programme de pré-équilibre du processus dans les états nucléaires excités pour développer et créer des formules systématiques pour prédire et calculer sections efficaces concernant toutes les réactions (p,n) existantes pour des isotopes ayant un nombre de masse compris entre 37 et 209. A noter que la reconstruction des données nucléaires disponibles sur la base de données nucléaire EXFOR fait l'objet de cette étude paramétrique qui vise à comparer nos résultats obtenus par le calcul Talys 1.96 ou par la formule systématique.

Pour développer ces études , nous nous appuyons sur le modèle d'évaporation à l'équilibre, le modèle de pré-équilibre , le modèle de Dostrovsky pour représenter la section efficace inverse, et le modèle de gouttelettes de Swiatecki et Myers pour décrire l'énergie de réaction .

Les différents termes de les énergies de réaction $Q(p,n)$ apparaissant dans les formules du système ont été examinées individuellement pour sélectionner les termes pertinents et établir les formules.

Des études systématiques des fonctions d'excitation étudiées ont été calculées et comparées aux données expérimentales extraites de la bibliothèque EXFOR et comparées aux résultats de calcul du Code talys1.96.

Dans le cadre du modèle d'évaporation , certains paramètres étaient nécessaires et donc étudiés et sélectionnés comme ceux du potentiel optique de Koning et Delaroche pour les protons et les neutrons.

Le modèle exciton nous a permis de calculer la contribution du processus de pré-équilibre à la fonction d'excitation pour les réactions (p, n). Dans le cas de cette même réaction p, n). le code de calcul utilisé TALYS 1.96 était suffisant pour obtenir un bon accord entre nos calculs et les données expérimentales.

Les données expérimentales utilisées pour l'ajustement par la méthode de moindre carrée dans cette étude proviennent de la bibliothèque EXFOR pour les noyaux de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$

En utilisant les code Talys Les fonctions d'excitation de réactions (p,n) les tous les isotopes de nombre de masse $37 \leq A \leq 209$ ont été calculées pour une gamme énergie de 3 MeV au 15 MeV et sont illustrées de manière graphique en comparant les données expérimentales de la littérature. On constate un équilibre satisfaisant entre le calcul théorique et les valeurs expérimentales.

Notre méthode offre une description plus précise de l'évaluation de $\sigma_{(p,n)}$, comme le démontre la valeur minimale de χ^2 . On présente le rapport entre la section efficace expérimentale et celle calculée par notre méthode.

De plus, en utilisant les mêmes 90 isotopes analysés par Broeders et Konobeyev et en intégrant d'autres paramètres d'ajustement, nous avons comparé nos résultats à ceux de leur étude. Il apparaît que notre étude présente un ajustement légèrement supérieur grâce à une sélection rigoureuse des paramètres.

Ce travail fournit à la Bibliothèque de données nucléaires des meilleures études systématiques au niveau international, Les études d'évaluation ENDF de l'AIEA peuvent être extrêmement bénéfiques en utilisant des systématiques, qui reposent sur des prédictions systématiques, en plus d'autres études telles que des données expérimentales et des calculs théoriques.

Cependant, la bibliothèque de données est continuellement mise à jour et il est donc préférable de mettre à jour les paramètres de ces études systématiques. En terme de perspective, parce qu'il existe d'autres réactions comme (n, d), (n, t), (n, ^3He)... Nous envisageons de réaliser une étude similaire à celles que nous avons menées.

Bibliographie

- [1] CHM Broeders and A Yu Konobeyev. Systematics of (p, n) reaction cross-section. *Radiochimica Acta*, 96(7) :387–397, 2008. <https://doi.org/10.1524/ract.2008.1510>.
- [2] A Koning, S Hilaire, and S Goriely. Talys 1.95 nuclear research and consultancy group (nrg). *The Netherlands*, 2019.
- [3] Experimental nuclear reaction data (exfor) database version of 2024-02-02 and 2023/10 and 2023/04 and 2023/02 and 2022/12. <https://www-nds.iaea.org/exfor/>.
- [4] LE SECH CLAUDE and NGO CHRISTIAN. Physique nucléaire : Des quarks aux applications. *Dunod, Paris*, 2010.
- [5] Michel Le Bellac and Abraham Bers. *Physique quantique*. EDP sciences, 2003.
- [6] techno science. Proton, 2023. <https://www.techno-science.net/glossaire-definition/Proton.html> consulté le 2023-07-06.
- [7] Serge Marguet. *La physique des réacteurs nucléaires*. Lavoisier, 2011.
- [8] Victor F Weisskopf. Nuclear physics. *Reviews of Modern Physics*, 29(2) :174, 1957.
- [9] Niels Bohr. Neutron capture and nuclear constitution. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 137(4) :344—348, 1936. <https://doi.org/10.1038/137344a0>.
- [10] Kenneth S Krane. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [11] J BUSSAC and P REUSS. Traité de neutronique : physique et calcul des réacteurs nucléaires avec application aux réacteurs à eau pressurisée et aux réacteurs à neutrons rapides : Hermann, 1978, 662 p. *Collection Enseignement des sciences*.
- [12] Alain Hébert. *Neutronique*. École polytechnique de Montréal, 1983.
- [13] John R Taylor. *Scattering theory : the quantum theory of nonrelativistic collisions*. Courier Corporation, 2006.
- [14] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [15] Harald Paganetti. *Proton therapy physics*. CRC press, 2018.
- [16] Richard Clinton Fernow. *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge university press, 1986.
- [17] Gerald R Lynch and Orin I Dahl. Approximations to multiple coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1) :6–10, 1991.
- [18] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World Scientific, 1994.
- [19] Walter Greiner, Joachim A Maruhn, et al. *Nuclear models*, volume 261. Springer, 1996.

- [20] Enrico Fermi. *Nuclear physics : a course given by Enrico Fermi at the University of Chicago*. University of Chicago press, 1950.
- [21] Donald D Clayton. *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. University of Chicago press, 1983.
- [22] John N Bahcall. *Neutrino astrophysics*. Cambridge University Press, 1989.
- [23] Detlef Filges and Frank Goldenbaum. Handbook of spallation research. *Resonance*, 1 :5–2, 2009.
- [24] CK Cline and M Blann. The pre-equilibrium statistical model : description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model. *Nuclear Physics A*, 172(2) :225–259, 1971.
- [25] VF Weisskopf and DH Ewing. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review*, 57(6) :472, 1940. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.57.472>.
- [26] AJ Koning and MC Duijvestijn. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 mev based on the optical model potential. *Nuclear Physics A*, 744 :15–76, 2004. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.08.013>.
- [27] AJ Koning and JP Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 kev to 200 mev. *Nuclear Physics A*, 713(3-4) :231–310, 2003.
- [28] Peter Edward Hodgson. *Nuclear reactions and nuclear structure*, volume 426. Clarendon Press Oxford, 1971. [10.7498/aps.18.275](https://doi.org/10.1093/aps.18.275).
- [29] Walter Hauser and Herman Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. *Physical review*, 87(2) :366, 1952. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.87.366>.
- [30] Arjan J Koning, Stéphane Hilaire, and Stéphane Goriely. Global and local level density models. *Nuclear Physics A*, 810(1-4) :13–76, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2008.06.005>.
- [31] JR Huizenga and LG Moretto. Nuclear level densities. *Annual Review of Nuclear Science*, 22(1) :427–464, 1972. <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.22.120172.002235>.
- [32] Hans Albrecht Bethe. Nuclear physics b. nuclear dynamics, theoretical. *Reviews of Modern Physics*, 9(2) :69, 1937. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.9.69>.
- [33] A Gilbert and AGW Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43(8) :1446–1496, 1965. <https://doi.org/10.1139/p65-139>.
- [34] W Dilg, Wl Schantl, H Vonach, and M Uhl. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < a < 250$. *Nuclear Physics A*, 217(2) :269–298, 1973. [doi.org/10.1016/0375-9474\(73\)90196-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90196-6).
- [35] AV Ignatyuk, GN Smirenkin, and AS Tishin. Phenomenological description of energy dependence of the level density parameter. *Yadernaya Fizika*, 21(3) :485–490, 1975. https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:6208426.
- [36] Eugene Paul Wigner and Leonard Eisenbud. Higher angular momenta and long range interaction in resonance reactions. *Physical Review*, 72(1) :29, 1947. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.29>.
- [37] AM Lane and RG Thomas. R-matrix theory of nuclear reactions. *Reviews of Modern Physics*, 30(2) :257, 1958. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.30.257>.
- [38] James J Griffin. Statistical model of intermediate structure. *Physical review letters*, 17(9) :478, 1966. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.478>.

- [39] JJ Griffin. Energy dependence of average direct reaction cross sections and partial nuclear level densities. *Physics Letters B*, 24(1) :5–7, 1967. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(67\)90319-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(67)90319-X).
- [40] C Kalbach. Isospin conservation in preequilibrium reactions. *Physical Review C*, 72(2) :024607, 2005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.024607>.
- [41] T Tamura, T Udagawa, and H Lenske. Multistep direct reaction analysis of continuum spectra in reactions induced by light ions. *Physical Review C*, 26(2) :379, 1982. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.26.379>.
- [42] T Tamura, T Udagawa, DH Feng, and K-K Kan. Deep inelastic reactions treated as multi-step direct reaction processes application to (p, p') reaction. *Physics Letters B*, 66(2) :109–112, 1977. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90151-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90151-4).
- [43] Herman Feshbach, Arthur Kerman, and Steven Koonin. The statistical theory of multi-step compound and direct reactions. *Annals of Physics*, 125(2) :429–476, 1980. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(80\)90140-2](https://doi.org/10.1016/0003-4916(80)90140-2).
- [44] H Nishioka, HA Weidenmüller, and S Yoshida. Statistical theory of precompound reactions : The multistep direct process. *Annals of Physics*, 183(1) :166–187, 1988. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(88\)90250-3](https://doi.org/10.1016/0003-4916(88)90250-3).
- [45] AJ Koning and MB Chadwick. Microscopic two-component multistep direct theory for continuum nuclear reactions. *Physical Review C*, 56(2) :970, 1997. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.970>.
- [46] MB Chadwick, PG Young, DC George, and Y Watanabe. Multiple preequilibrium emission in feshbach-kerman-koonin analyses. *Physical Review C*, 50(2) :996, 1994. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.50.996>.
- [47] T Kawano and S Yoshida. Interference effect in the scattering amplitudes for nucleon-induced two-step direct process using the sudden approximation. *Physical Review C*, 64(2) :024603, 2001.
- [48] Ettore Gadioli and Peter Edward Hodgson. Pre-equilibrium nuclear reactions. 1992. <https://cir.nii.ac.jp/crid/1130000796677115520>.
- [49] I Ribánský, P Obložinský, and E Běták. Pre-equilibrium decay and the exciton model. *Nuclear Physics A*, 205(3) :545–560, 1973.
- [50] E.D. Arthur P.G. Young and M.B. Chadwick. In *Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety*, edited by M.K. Mehta and J.J. Schmidt, Feb. 10 - March 13 1992. World Scientific.
- [51] C Kalbach. Exciton number dependence of the griffin model two-body matrix element. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 287(3-4) :319–322, 1978.
- [52] Arjan J Koning, Stephane Hilaire, and Marieke C Duijvestijn. Talys-1.0. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, pages 211–214. EDP Sciences, 2007.
- [53] M.Blann. In *Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety*, edited by M.K. Mehta and J.J. Schmidt, Feb. 10 - March 13 1992. World Scientific.
- [54] M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin. EMPIRE : Nuclear reaction model code system for data evaluation. *Nucl. Data Sheets*, 108 :2655, 2007.
- [55] Jacques Raynal. Notes on ecis94. *CEA Saclay report CEA-N-2772*, 1994.

- [56] Roberto Capote, Michel Herman, P Obložinský, PG Young, Stéphane Goriely, T Belgya, AV Ignatyuk, Arjan J Koning, Stéphane Hilaire, Vladimir A Plujko, et al. Ripl–reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. *Nuclear Data Sheets*, 110(12) :3107–3214, 2009.
- [57] William D. Myers and Wladyslaw J. Swiatecki. Nuclear masses and deformations. *Nuclear Physics*, 81(1) :1–60, 1966. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90639-0](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90639-0).
- [58] John Markus Blatt and Victor Frederick Weisskopf. *Theoretical nuclear physics*. 2012. [https://books.google.dz/books?id=DETTBwAAQBAJ&lpg=PA1&ots=pwg7PBSWZj&dq=Blatt%20J.%2C%20Weiskopf%20V.%2C%20Theoretical%20Nuclear%20Physics%2C%20New%20York%20USA\(1952\)&lr&pg=PA3#v=onepage&q&f=false](https://books.google.dz/books?id=DETTBwAAQBAJ&lpg=PA1&ots=pwg7PBSWZj&dq=Blatt%20J.%2C%20Weiskopf%20V.%2C%20Theoretical%20Nuclear%20Physics%2C%20New%20York%20USA(1952)&lr&pg=PA3#v=onepage&q&f=false).
- [59] National nuclear data center building 817 brookhaven national laboratory upton, ny 11973-5000. <https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.
- [60] Omeir Lyes and Naima Amrani. New semi-empirical systematic of (p,n) reaction cross section at 7.5 mev. *Kerntechnik*, 88(3) :279–290, 2023.
- [61] R Kishore, R Colle, S Katcoff, and JB Cumming. Cl 37 (p, n) ar 37 excitation function up to 24 mev : Study of (p, n) reactions. *Physical Review C*, 12(1) :21, 1975. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.12.21>.
- [62] VN Levkovskij. Activation cross section nuclides of average masses (a= 40–100) by protons and alpha-particles with average energies (e= 10–50 mev). *Moscow, Russia*, 1991.
- [63] Tommaso Stefano Carzaniga, Martin Auger, Saverio Braccini, Maruta Bunka, Antonio Ereditato, Konrad Pawel Nesteruk, Paola Scampoli, Andreas Türler, and Nicholas van der Meulen. Measurement of 43sc and 44sc production cross-section with an 18 mev medical pet cyclotron. *Applied radiation and isotopes*, 129 :96–102, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.08.013>.
- [64] Tommaso Stefano Carzaniga and Saverio Braccini. Cross-section measurement of 44msc, 47sc, 48sc and 47ca for an optimized 47sc production with an 18 mev medical pet cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 143 :18–23, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.10.015>.
- [65] AJ Howard, HB Jensen, M Rios, William A Fowler, and Barbara A Zimmerman. Measurement and theoretical analysis of some reaction rates of interest in silicon burning. *The Astrophysical Journal*, 188 :131–140, 1974.
- [66] Shigeo Tanaka and Michiaki Furukawa. Excitation functions for (p, n) reactions with titanium, vanadium, chromium, iron and nickel up to ep= 14 mev. *Journal of the physical society of Japan*, 14(10) :1269–1275, 1959. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.14.1269>.
- [67] E Gadioli, E Gadioli Erba, JJ Hogan, and KI Burns. Emission of alpha particles in the interaction of 10–85 mev protons with 48, 50ti. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 301(4) :289–300, 1981. <https://doi.org/10.1007/BF01421692>.
- [68] H West, R Lanier, and M Mustafa. 3. excitation functions for the nuclear reactions on titanium leading to the production of 48v, 44sc, and 47sc, by proton, deuteron and triton irradiations at 0-35 mev. _ *MASIL R*, page 3, 1993.
- [69] Luisa F Hansen and Richard D Albert. Statistical theory predictions for 5-to 11-mev (p, n) and (p, p) nuclear reactions in v 51, co 59, cu 63, cu 65, and rh 103. *Physical Review*, 128(1) :291, 1962. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.291>.

- [70] Richard D Albert. (p, n) cross section and proton optical-model parameters in the 4-to 5.5-mev energy region. *Physical Review*, 115(4) :925, 1959. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.925>.
- [71] J Wing and JR Huizenga. (p, n) cross sections of v 51, cr 52, cu 63, cu 65, ag 107, ag 109, cd 111, cd 114, and la 139 from 5 to 10.5 mev. *Physical Review*, 128(1) :280, 1962. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.280>.
- [72] R Michel and G Brinkmann. On the depth-dependent production of radionuclides ($44 \leq a \leq 59$) by solar protons in extraterrestrial matter. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 59(2) :467–510, 1980. <https://doi.org/10.1007/bf02517298>.
- [73] G Chodil, RC Jopson, Hans Mark, CD Swift, RG Thomas, and MK Yates. (p, n) and (p, 2n) cross sections of nine elements between 7.0 and 15.0 mev. *Nuclear Physics A*, 93(3) :648–672, 1967. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90312-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90312-0).
- [74] Bruce W Shore, Nathan S Wall, and John W Irvine Jr. Interactions of 7.5-mev protons with copper and vanadium. *Physical Review*, 123(1) :276, 1961. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.123.276>.
- [75] MM Musthafa, Manoj Kumar Sharma, BP Singh, and R Prasad. Measurement and analysis of cross sections for (p, n) reactions in 51v and 113in. *Applied radiation and isotopes*, 62(3) :419–428, 2005. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2003.10.014>.
- [76] AHM Solieman, M Al-Abyad, F Ditroi, and ZA Saleh. Experimental and theoretical study for the production of 51cr using p, d, 3he and 4he projectiles on v, ti and cr targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 366 :19–27, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.09.092>.
- [77] Zhao Wenrong, Lu Hanlin, and Yu Weixiang. Excitation function of v-51 (p, n) cr-51 up to 22 mev. *Chin J Nucl Phys*, 16 :67, 1994.
- [78] EA Skakun, VG Batij, Ju N Rakivnenko, and OA Rastrepin. Investigation of cross sections of cr-52 (p, n) mn-52-m, g and cr-54 (p, n) mn-54 reactions in the energy range from 5 to 9 mev., 36. In *Conf. Nucl. Spectrosc. and Nucl. Struct., Kharkov*, page 277, 1986.
- [79] Bruno Linder and Ralph A James. Cross sections for nuclear reactions involving nuclear isomers. *Physical Review*, 114(1) :322, 1959. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.114.322>.
- [80] M Al-Abyad, I Spahn, and SM Qaim. Experimental studies and nuclear model calculations on proton induced reactions on manganese up to 45 mev with reference to production of 55fe, 54mn and 51cr. *Applied radiation and isotopes*, 68(12) :2393–2397, 2010.
- [81] IL Jenkins and AG Wain. Excitation functions for the bombardment of 56fe with protons. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 32(5) :1419–1425, 1970. [https://doi.org/10.1016/0022-1902\(70\)80628-5](https://doi.org/10.1016/0022-1902(70)80628-5).
- [82] Wenrong Zhao, Hanlin Lu, and Weixiang Yu. Measurement of cross sections by bombarding fe with protons up to 19 mev. *Chinese Journal of Nuclear Physics*, 15(4) :337–340, 1993.
- [83] M Al-Abyad, MNH Comsan, and SM Qaim. Excitation functions of proton-induced reactions on natfe and enriched 57fe with particular reference to the production of 57co. *Applied radiation and isotopes*, 67(1) :122–128, 2009. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2008.07.006>.
- [84] S Sudar and SM Qaim. Excitation functions of proton and deuteron induced reactions on iron and alpha-particle induced reactions on manganese in the energy region up to 25 mev. *Physical Review C*, 50(5) :2408, 1994. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.50.2408>.

- [85] Reetuparna Ghosh, Sylvia Badwar, Bioletty Lawriniang, Betylda Jyrwa, Haldhara Naik, Yeshwant Naik, Saraswatula Venkata Suryanarayana, and Srinivasan Ganesan. Measurement of ^{58}Fe (p, n) ^{58}Co reaction cross-section within the proton energy range of 3.38 to 19.63 mev. *Nuclear Physics A*, 964 :86–92, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.04.030>.
- [86] S Tanaka, M Furukawa, and M Chiba. Nuclear reactions of nickel with protons up to 56 mev. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 34(8) :2419–2426, 1972. [https://doi.org/10.1016/0022-1902\(72\)80187-8](https://doi.org/10.1016/0022-1902(72)80187-8).
- [87] F Szelecsényi, G Blessing, and SM Qaim. Excitation functions of proton induced nuclear reactions on enriched ^{61}Ni and ^{64}Ni : Possibility of production of no-carrier-added ^{61}Cu and ^{64}Cu at a small cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 44(3) :575–580, 1993. [https://doi.org/10.1016/0969-8043\(93\)90172-7](https://doi.org/10.1016/0969-8043(93)90172-7).
- [88] BP Singh, Manoj K Sharma, MM Musthafa, HD Bhardwaj, and R Prasad. A study of pre-equilibrium emission in some proton-and alpha-induced reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 562(2) :717–720, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.02.030>.
- [89] Heike Piel, SM Qaim, and G Stöcklin. Excitation functions of (p, xn)-reactions on natni and highly enriched ^{62}Ni : possibility of production of medically important radioisotope ^{62}Cu at a small cyclotron. *Radiochimica Acta*, 57(1) :1–6, 1992. <https://doi.org/10.1524/ract.1992.57.1.1>.
- [90] Miguel A Avila-Rodriguez, Jonathon A Nye, and Robert J Nickles. Simultaneous production of high specific activity ^{64}Cu and ^{61}Co with 11.4 mev protons on enriched ^{64}Ni nuclei. *Applied Radiation and Isotopes*, 65(10) :1115–1120, 2007. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2007.05.012>.
- [91] MS Uddin, S Sudár, I Spahn, MA Shariff, and SM Qaim. Excitation function of the ni 60 (p, γ) cu 61 reaction from threshold to 16 mev. *Physical Review C*, 93(4) :044606, 2016. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.044606>.
- [92] Doha Adel, Gehan Y Mohamed, Zeinab Yousef, Magda Abd El Wahab, F Ditroi, S Takács, and M Al-Abyad. Experimental investigation and theoretical evaluation of proton induced nuclear reactions on nickel. *Applied Radiation and Isotopes*, 159 :109094, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109094>.
- [93] R Adam Rebeles, Pierre Van den Winkel, Alex Hermanne, and Ferenc Tárkányi. New measurement and evaluation of the excitation function of ^{64}Ni (p, n) reaction for the production of ^{64}Cu . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 267(3) :457–461, 2009. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2008.11.038>.
- [94] BY Guzhovskii, IM Borkin, AG Zvenigorodskii, VS Rudnev, AP Solodovnikov, and SV Trusillo. Isospin mixing in isobaric analog resonances observed for ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu , and ^{65}Cu . *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, 33 :129, 1969.
- [95] R Colle, R Kishore, and JB Cumming. Excitation functions for (p, n) reactions to 25 mev on cu 63, cu 65, and ag 107. *Physical Review C*, 9(5) :1819, 1974. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.9.1819>.
- [96] Samarendro Nath Ghoshal. An experimental verification of the theory of compound nucleus. *Physical Review*, 80(6) :939, 1950. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.80.939>.
- [97] HA Howe. (p, n) cross sections of copper and zinc. *Physical Review*, 109(6) :2083, 1958. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.2083>.

- [98] JW Meadows. Excitation functions for proton-induced reactions with copper. *Physical Review*, 91(4) :885, 1953. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.91.885>.
- [99] S Kormali, D Swindle, and E Schweikert. Charged particle activation of medium z elements : li. proton excitation functions. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 31(2) :437–450, 1976. <https://doi.org/10.1007/BF02518508>.
- [100] LN Generalov, SN Abramovich, and SM Selyankina. Activation measurements of the integral cross sections of reactions ${}^7\text{Li}(\text{p}, \text{n}) {}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d}, \text{n}) {}^7\text{He}$, ${}^7\text{Li}(\text{d}, 2\text{n}) {}^6\text{He}$, ${}^{65}\text{Cu}(\text{p}, \text{n}) {}^{65}\text{Zn}$, ${}^{65}\text{Cu}(\text{d}, 2\text{n}) {}^{65}\text{Zn}$, and ${}^{63}\text{Cu}(\text{d}, \gamma) {}^{65}\text{Zn}$. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences : Physics*, 81(6) :644–657, 2017. <https://doi.org/10.3103/S1062873817060107>.
- [101] PP Dmitriev, IS Konstantinov, and NN Krasnov. Excitation function for the ${}^{65}\text{Cu}(\text{p}, \text{n}) {}^{65}\text{Zn}$ reaction. *Soviet Atomic Energy*, 24(3) :346–347, 1968. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01117199>.
- [102] F Tárkányi, F Szelecsényi, Z Kovács, and S Sudár. Excitation functions of proton induced nuclear reactions on enriched ${}^{66}\text{Zn}$, ${}^{67}\text{Zn}$ and ${}^{68}\text{Zn}$. *Radiochimica Acta*, 50(1-2) :19–26, 1990.
- [103] A Hermanne. Evaluated cross section and thick target yield data of zn. *P processes for practical applications. Exfor D*, 4093, 1997.
- [104] GV Kotel'nikova, GN Lovchikova, OA Sal'nikov, SP Simakov, AM Trufanov, and NI Fetisov. The investigation of neutron energy spectra for ${}^{68}\text{Zn}(\text{p}, \text{n}) {}^{68}\text{Ga}$ reaction. *fiz. Energ Institut, Obninsk Reports*, (1141) :1, 1980.
- [105] A Mushtaq, SM Qaim, and G Stöcklin. Production of ${}^{73}\text{Se}$ via $(\text{p}, 3\text{n})$ and $(\text{d}, 4\text{n})$ reactions on arsenic. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, 39(10) :1085–1091, 1988. [http://dx.doi.org/10.1016/0883-2889\(88\)90146-3](http://dx.doi.org/10.1016/0883-2889(88)90146-3).
- [106] HE Hassan, SM Qaim, Yu Shubin, A Azzam, M Morsy, and HH Coenen. Experimental studies and nuclear model calculations on proton-induced reactions on natse, ${}^{76}\text{Se}$ and ${}^{77}\text{Se}$ with particular reference to the production of the medically interesting radionuclides ${}^{76}\text{Br}$ and ${}^{77}\text{Br}$. *Applied radiation and isotopes*, 60(6) :899–909, 2004.
- [107] HI West Jr, RM Nuckolls, B Hudson, B Ruiz, RG Lanier, and MG Mustafa. Bromine and iodine excitation-function measurements with protons and deuterons at 3–17 mev. *Physical Review C*, 47(1) :248, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.248>.
- [108] H. I. West, R. M. Nuckolls, B. Hudson, B. Ruiz, R. G. Lanier, and M. G. Mustafa. Bromine and iodine excitation-function measurements with protons and deuterons at 3–17 mev. *Phys. Rev. C*, 47 :248–259, Jan 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.248>.
- [109] Z Kovács, F Tárkányi, SM Qaim, and G Stöcklin. Excitation functions for the formation of some radioisotopes of rubidium in proton induced nuclear reactions on natkr, ${}^{82}\text{Kr}$ and ${}^{83}\text{Kr}$ with special reference to the production of ${}^{81}\text{Rb}$ (${}^{81}\text{mKr}$) generator radionuclide. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, 42(4) :329–335, 1991. [https://doi.org/10.1016/0883-2889\(91\)90134-M](https://doi.org/10.1016/0883-2889(91)90134-M).
- [110] S Kastleiner, SM Qaim, FM Nortier, G Blessing, TN Van Der Walt, and HH Coenen. Excitation functions of ${}^{85}\text{Rb}(\text{p}, \text{xn}) {}^{85}\text{m}, \text{g}, {}^{83}, {}^{82}, {}^{81}\text{Sr}$ reactions up to 100 mev : integral tests of cross section data, comparison of production routes of ${}^{83}\text{Sr}$ and thick target yield of ${}^{82}\text{Sr}$. *Applied radiation and isotopes*, 56(5) :685–695, 2002. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(01\)00267-6](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(01)00267-6).

- [111] M. Shuza Uddin, Bernhard Scholten, M. Shamsuzzhoha Basunia, Sandor Sudár, Stefan Spellerberg, Andrew S. Voyles, Jonathan T. Morrell, Haleema Zaneb, Jesus A. Rios, Ingo Spahn, Lee A. Bernstein, Bernd Neumaier, and Syed M. Qaim. Accurate determination of production data of the non-standard positron emitter ^{86}Y via the $^{86}\text{Sr}(p,n)$ -reaction. *Radiochimica Acta*, 108(9) :747–756, 2020. <http://dx.doi.org/10.1515/ract-2020-0021>.
- [112] DR Sachdev, NT Porile, and L Yaffe. Reactions of ^{88}Sr with protons of energies 7–85 mev. *Canadian Journal of Chemistry*, 45(10) :1149–1160, 1967. <https://doi.org/10.1139/v67-193>.
- [113] NP Van der Meulen, TN Van Der Walt, GF Steyn, F Szelecsényi, Z Kovács, CM Perrang, and HG Raubenheimer. The production of ^{88}Y in the proton bombardment of natSr : New excitation and separation studies. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(7-8) :1320–1323, 2009. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.02.058>.
- [114] F. Gabbard, T. I. Bonner, R. Proffitt, and R. Schriels. $^{88}\text{Sr}(p,n)^{88}\text{Y}$ reaction in the proton energy range from 4.4 to 8.0 mev. *Phys. Rev. C*, 2 :2227–2235, Dec 1970. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.2.2227>.
- [115] HM Omara, KF Hassan, SA Kandil, FE Hegazy, and ZA Saleh. Proton induced reactions on ^{89}Y with particular reference to the production of the medically interesting radionuclide ^{89}Zr . *rca-Radiochimica Acta*, 97(9) :467–471, 2009. <https://doi.org/10.1524/ract.2009.1645>.
- [116] B Satheesh, MM Musthafa, BP Singh, and R Prasad. Nuclear isomers $^{90\text{m}}$, $^{90\text{g}}$ $^{89\text{m}}$, $^{89\text{g}}$ $^{89\text{m}}$, $^{89\text{g}}$ $^{85\text{m}}$, $^{85\text{g}}$ $^{89\text{y}}$ with protons of energies from 4 to 40 mev. *International Journal of Modern Physics E*, 20(10) :2119–2131, 2011. <https://doi.org/10.1142/S0218301311019702>.
- [117] Wenrong Zhao, Qingbiao Shen, Hanlin Lu, and Weixiang Yu. Investigation of $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$, $^{89}\text{Y}(p,2n)^{88}\text{Zr}$ and $^{89}\text{Y}(p,pn)^{88}\text{Y}$ reactions up to 22 mev. *Chinese Journal of Nuclear Physics*, 14(1) :7–14, 1992.
- [118] EA Skakun, VG Batij, Yu N Rakivnenko, and OA Rastrepin. Excitation functions and isomer ratio for up-to-9 mev proton interactions with ^{89}Zr and ^{99}Mo isotope nuclei. *Yadernaya Fizika*, 46(1) :28–39, 1987.
- [119] Yu Yu Zhuravlev, PP Zarubin, and AA Kolozhvary. Excitation-functions of (pn) reaction on the ^{99}Mo isotope nuclei in the energy interval from threshold to 7, 2 mev. *IZVESTIYA AKADEMII NAUK SERIYA FIZICHESKAYA*, 58(5) :106–114, 1994.
- [120] AM Trufanov, GN Lovchikova, OA Salnikov, and SP Simakov. Simultaneous study of the mechanism of $^{99}\text{Mo}(p,n)^{99}\text{Tc}$, $^{99}\text{Mo}(p,n)^{99}\text{Tc}$ reaction and nuclear level density. *Yadernaya Fizika*, 36 :299, 1982.
- [121] M Izumo, H Matsuoka, T Sorita, Y Nagame, T Sekine, K Hata, and S Baba. Production of $^{95\text{m}}\text{Tc}$ with proton bombardment of ^{95}Mo . *International journal of radiation applications and instrumentation. Part A. Applied radiation and isotopes*, 42(3) :297–301, 1991. [http://dx.doi.org/10.1016/0883-2889\(91\)90092-F](http://dx.doi.org/10.1016/0883-2889(91)90092-F).
- [122] YY Zhuravlev, PP Zarubin, and AA Kolozhvari. Excitation functions of (p,n) reaction on the ^{100}Mo nucleus from thresholds to 7.2 mev, izv. *Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser. Fiz*, 59 :177, 1995.
- [123] EA Skakun, AI Stojanov, and VG Batij. Excitation functions of (p,n) -reactions on ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{93}Zr , ^{94}Zr and ^{96}Zr ^{90}Zr and ^{91}Zr ^{90}Zr ^{91}Zr production. In *CONFERENCE PROCEEDINGS-ITALIAN PHYSICAL SOCIETY*, volume 59, pages 1649–1651. EDITRICE COMPOSITORI, 1997.

- [124] EA Skakun and VG Batij. Cross sections of isomer excitation in $^{100,104}\text{Ru}$ (p, n) reactions. In *Cross sections of isomer excitation in $^{100,104}\text{Ru}$ (p, n) reactions*, page 247, struct Minsk, 1991. Proc. 41 Conf. Nucl. Spectroscopy Nucl.
- [125] S Sudár, F Cserpák, and SM12102338 Qaim. Measurements and nuclear model calculations on proton-induced reactions on ^{103}Rh up to 40 mev : evaluation of the excitation function of the ^{103}Rh (p, n) ^{103}Pd reaction relevant to the production of the therapeutic radionuclide ^{103}Pd . *Applied radiation and isotopes*, 56(6) :821–831, 2002. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(02\)00054-4](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(02)00054-4).
- [126] VG Batij, EA Skakun, YN Rakivnenko, and OA Rastrepin. Absolute and relative (p, n) reaction cross sections with isomer formation in argentum isotopes. In *Conference : 36th Nucl. Spectrosc. and Nucl. Struct., Kharkov*, page 280, 1986.
- [127] Hu Bi-Tao, PP Zarubin, and UU Juravlev. $^{106,110}\text{Pd}$ (p, $n\gamma$) $^{106,110}\text{Ag}$ reactions at ep= 6.0- 7.7 mev. *Chinese Physics*, 16(4) :989–993, mar 2007. <https://doi.org/10.1088/1009-1963/16/4/021>.
- [128] PP Dmitriev, IO Konstantinov, and NN Krasov. Excitation functions of the reactions ^{109}Ag (p, n) ; ^{109}Ag (d, 2n) ; ^{107}Ag (α , 2n+ pn), and yield of ^{109}Cd . *Soviet Atomic Energy*, 22(4) :386–388, 1967. <https://doi.org/10.1007/BF01116260>.
- [129] EA Skakun, AP Kljucharev, Yu N Rakivnenko, and IA Romanij. Excitation functions of (p, n)-and (p, 2n)-reactions on cadmium isotopes., izv. rossiiskoi akademii nauk, ser. fiz. vol. 39. *Bull. Russian Academy of Sciences–Physics*, 39(1) :18, 1975.
- [130] K Otozai, S Kume, A Mito, H Okamura, R Tsujino, Y Kanchiku, T Katoh, and H Gotoh. Excitation functions for the reactions induced by protons on cd up to 37 mev. *Nuclear Physics*, 80(2) :335–348, 1966. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90093-9](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90093-9).
- [131] SN Abramovich, B Ya Guzhovskii, AG Zvenigorodskii, and SV Trusillo. Isobaric analog resonances appearing during elastic scattering of protons and in the (p, n) reaction of $^{110}\text{Pb}/^{112}\text{Pb}/^{114}\text{Pb}/^{116}\text{Cd}$. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. ;(United States)*, 39(8), 1975.
- [132] F Tárkányi, F Szelecsényi, P Kopecký, T Molnár, L Andó, P Mikecz, Gy Tóth, and A Rydl. Cross sections of proton induced nuclear reactions on enriched ^{111}Cd and ^{112}Cd for the production of ^{111}In for use in nuclear medicine. *Applied radiation and isotopes*, 45(2) :239–249, 1994. [https://doi.org/10.1016/0969-8043\(94\)90018-3](https://doi.org/10.1016/0969-8043(94)90018-3).
- [133] EA Skakun, A Iordakesku, VA Lucik, Ju N Rakivnenko, and IA Romanij. Excitation functions and isomeric ratios for ^{111}Cd (p, n) $^{113\text{m}}\text{In}$, $^{113\text{g}}\text{In}$ and ^{113}Cd (p, n) $^{113\text{m}}\text{In}$ reactions. In *29th Conference on Nucl. Spectr. Nucl. Struct., Riga*, page 290, 1979.
- [134] SA Said, EK Elmaghraby, and FI Asfour. Experimental investigation and nuclear model calculations on proton-induced reactions on highly enriched ^{114}Cd at low energies. *Applied radiation and isotopes*, 64(12) :1655–1660, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2006.04.013>.
- [135] Alex Hermanne, Razvan Adam-Rebeles, Pierre Van den Winkel, Ferenc Tarkanyi, and Sandor Takacs. Production of ^{111}In and $^{114\text{m}}\text{In}$ by proton induced reactions : an update on excitation functions, chemical separation–purification and recovery of target material. *Radiochimica Acta*, 102(12) :1111–1126, 2014. <https://doi.org/10.1515/ract-2013-2233>.
- [136] Elsayed K Elmaghraby, Gehan Y Mohamed, and M Al-abyad. Experimental investigation and nuclear model calculations for proton induced reactions on indium around thresholds. *Nuclear Physics A*, 984 :112–132, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.01.009>.

- [137] Skakun E. A "Batij V. G. (p,n) reaction cross sections on 115,116,120-snisotopes. *Proc. Conf. Nucl. Spectroscopy, Nucl.*, page 273, 1990.
- [138] BV Zhuravlev, AA Lychagin, and NN Titarenko. Nuclear-level densities around $z=50$ from neutron evaporation spectra in (p, n) reactions. *Physics of Atomic Nuclei*, 69(3) :363–370, 2006. <https://doi.org/10.1134/S106377880603001X>.
- [139] GN Lovchikova, OA Sal'Nikov, SP Simakov, AM Trufanov, GV Kotel'Nikova, V Pilz, and T Streil. Investigation of mechanism of the reactions 94-zr (p, n) 94-nb, 119-sn (p, n) 119-sb, 122-sn (p, n) 122-sb in the proton energy region 6-9 mev. *Yadernaya Fizika*, 31(1), 1980.
- [140] Ye. Skakun and T. Rauscher. Astrophysical s-factors and reaction rates of (p, n)-reactions on $\{^{117}\text{sn}, \{^{118}\text{sn}, \{^{122}\text{sn},$ and $\{^{124}\text{sn}$. In *ND2007*. EDP Sciences, 2007. <https://doi.org/10.1051/ndata:07216>.
- [141] AP Klyucharev, EA Skakun, RAKIVNEN. YM, and IA Romanii. Excitation functions of (p, n) reactions on some sn isotopes and isomeric cross section ratios. *SOVIET JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS-USSR*, 11(5) :530–+, 1970.
- [142] VG BATII, EA SKAKUN, OA RASTREPIN, and YN RAKIVNENKO. Excitation-functions of sb-121 (pn) te-121mg and sb-123 (pn) te-123mg reactions. *IZVESTIYA AKADEMII NAUK SSSR SERIYA FIZICHESKAYA*, 48(1) :194–196, 1984.
- [143] Stanislav V Ermolaev, Boris L Zhuikov, Vladimir M Kokhanyuk, Victor L Matushko, and Suresh C Srivastava. Cross sections and production yields of 117msn and other radionuclides generated in natural and enriched antimony with protons up to 145 mev. *Radiochimica Acta*, 108(5) :327–351, 2020. <https://doi.org/10.1515/ract-2019-3158>.
- [144] A Hohn, HH Coenen, and SM Qaim. Nuclear data relevant to the production of 120gi via the 120te (p, n)-process at a small-sized cyclotron. *Applied radiation and isotopes*, 49(12) :1493–1496, 1998. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(98\)00034-7](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(98)00034-7).
- [145] I Mahunka, L Ando, P Mikecz, AN Tchel'tsov, and IA Suvorov. Iodine-123 production at a small cyclotron for medical use. *Journal of radioanalytical and nuclear chemistry*, 213(2) :135–142, 1996. <https://doi.org/10.1007/BF02165245>.
- [146] B Scholten, Z Kovács, F Tárkányi, and SM Qaim. Excitation functions of 124te (p, xn) 124i, 123i reactions from 6 to 31 mev with special reference to the production of 124i at a small cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 46(4) :255–259, 1995. [https://doi.org/10.1016/0969-8043\(94\)00145-P](https://doi.org/10.1016/0969-8043(94)00145-P).
- [147] A Hohn, FM Nortier, B Scholten, TN Van Der Walt, HH Coenen, and SM Qaim. Excitation functions of 125te (p, xn)-reactions from their respective thresholds up to 100 mev with special reference to the production of 124i. *Applied Radiation and Isotopes*, 55(2) :149–156, 2001. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(00\)00388-2](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(00)00388-2).
- [148] B. Scholten, K. F. Hassan, Z. A. Saleh, H. H. Coenen, and S. M. Qaim. Comparative studies on the production of the medically important radionuclide 124i via p-, d-, ^3He - and α -particle induced reactions. In *ND2007*. EDP Sciences, 2007. <https://doi.org/10.1051/ndata:07238>.
- [149] A Azzam, Mohamed S Hamada, Seham A Said, Gehan Y Mohamed, and M Al-abyad. Excitation functions for proton-induced reactions on te and natti targets : measurements and model calculations special relevant to the 128te (p, n) 128i reaction. *Nuclear Physics A*, 999 :121790, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121790>.

- [150] Manuel C Lagunas-Solar, Omar F Carvacho, Bo-Li Liu, Yutai Jin, and Sun Zhao Xiang. Cyclotron production of high-purity ^{123}I i. a revision of excitation functions, thin-target and cumulative yields for ^{127}I (p, xn) reactions. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, 37(8) :823–833, 1986. [https://doi.org/10.1016/0883-2889\(86\)90278-9](https://doi.org/10.1016/0883-2889(86)90278-9).
- [151] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Sandor Takacs, RA Rebeles, Pierre Van den Winkel, B Király, Fenyvesy Ditroi, and AV Ignatyuk. Cross section measurements of the ^{131}Xe (p, n) reaction for production of the therapeutic radionuclide ^{131}Cs . *Applied Radiation and Isotopes*, 67(10) :1751–1757, oct 2009. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.05.003>.
- [152] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Sandor Takacs, Fenyvesy Ditroi, B Király, H Yamazaki, M Baba, A Mohammadi, and AV Ignatyuk. New measurements and evaluation of excitation functions for (p, xn), (p, pxn) and (p, 2pxn) reactions on ^{133}Cs up to 70 mev proton energy. *Applied Radiation and Isotopes*, 68(1) :47–58, 2010. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.09.069>.
- [153] A Vasidov, G Vakilova, and S Muhammedov. The excitation functions of nuclear reactions (p, n) on the isotopes te, cs, ba. *Izvestiya Akademii Nauk UzSSSR Ser. Fiz.-Mat*, 3 :93, 1981.
- [154] HE Hassan, FS Al-Saleh, KF Hassan, A Sayaed, and ZA Saleh. Proton induced reactions on tb-159 and la-139 for producing dy and ce-139. In *Proceedings of the 6th International Conference on Nuclear and Particle Physics*, page 209, 2010.
- [155] Michiaki Furukawa. Excitation functions for proton-induced reactions of ^{140}Ce and ^{142}Ce up to ep= 15 mev. *Nuclear Physics A*, 90(2) :253–260, 1967. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90232-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90232-1).
- [156] EV Verdieck and JM Miller. Radiative capture and neutron emission in la $^{139}\text{+}$ α and ce $^{142}\text{+}$ p. *Physical Review*, 153(4) :1253, 1967. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.153.1253>.
- [157] Masayuki Aikawa, Yukina Hanada, He Huang, and Hiromitsu Haba. Activation cross sections of proton-induced reactions on praseodymium up to 30 mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 508 :29–33, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.10.006>.
- [158] D. Banerjee, A. Saha, T. Bhattacharjee, R. Guin, S. K. Das, P. Das, Deepak Pandit, A. Mukherjee, A. Chowdhury, Soumik Bhattacharya, S. Das Gupta, S. Bhattacharyya, P. Mukhopadhyay, and S. R. Banerjee. Role of p-induced population of medium-mass ($a \sim 150$) neutron-rich nuclei. *Phys. Rev. C*, 91 :024617, Feb 2015. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.024617>.
- [159] M IVAȘCU, I CĂȚA-DANIL, D Filipescu, L Stroe, T Glodariu, D Bucurescu, G CĂȚA-DANIL, D Deleanu, DG GHIȚĂ, N MĂRGINEAN, et al. Astrophysical s factor for proton capture on ^{147}Sm and ^{149}Sm . https://www.academia.edu/download/47100833/ASTROPHYSICAL_S_FACTOR_FOR_PROTON_CAPTURE20160708-8237-rvhjb2.pdf.
- [160] I Gheorghe, D Filipescu, T Glodariu, D Bucurescu, I Cata-Danil, G Cata-Danil, D Deleanu, D Ghita, M Ivascu, R Lica, et al. Absolute cross sections for proton induced reactions on ^{147}Sm , ^{149}Sm below the coulomb barrier. *Nuclear Data Sheets*, 119 :245–248, 2014. <http://www.eli-np.ro/scientific-papers/1-s2.0-S0090375214006012-main.pdf>.
- [161] HI West, RG Lanier, MG Mustafa, RN Nuckolls, J Frehaut, A Adam, and CA Philis. Proton and deuteron excitation functions for eu- 151 and eu- 153 . *Brookhaven Natl Lab Rep*, 42382 :87–90, 1989.

- [162] RT Güray, N Özkan, C Yalçın, T Rauscher, Gy Gyürky, J Farkas, Zs Fülöp, Z Halász, and E Somorjai. Measurements of $gd\ 152(p, \gamma)tb\ 153$ and $gd\ 152(p, n)tb\ 152$ reaction cross sections for the astrophysical γ process. *Physical Review C*, 91(5) :055809, 2015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.055809>.
- [163] Ryan K Chapman, Andrew S Voyles, Narek Gharibyan, Lee A Bernstein, and James E Bevins. Measurement of the $160gd(p, n)160tb$ excitation function from 4–18 mev using stacked-target activation. *Applied Radiation and Isotopes*, 171 :109647, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2021.109647>.
- [164] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Fenyvesy Ditroi, Sandor Takacs, and AV Ignatyuk. Activation cross-sections of longer lived radioisotopes of proton induced nuclear reactions on terbium up to 65 mev. *Applied Radiation and Isotopes*, 127 :7–15, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.04.030>.
- [165] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Sandor Takacs, Fenyvesy Ditroi, B Király, SF Kovalev, and AV Ignatyuk. Experimental study of the $165ho(p, n)$ nuclear reaction for production of the therapeutic radioisotope $165er$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(15) :3346–3352, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.005>.
- [166] Nadezda Gracheva, Tommaso Stefano Carzaniga, Roger Schibli, Saverio Braccini, and Nicholas P van der Meulen. $165er$: A new candidate for auger electron therapy and its possible cyclotron production from natural holmium targets. *Applied Radiation and Isotopes*, 159 :109079, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109079>.
- [167] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Sandor Takacs, B Király, I Spahn, and AV Ignatyuk. Experimental study of the excitation functions of proton induced nuclear reactions on $167er$ for production of medically relevant $167tm$. *Applied Radiation and Isotopes*, 68(2) :250–255, 2010. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.10.043>.
- [168] Alex Hermanne, R Adam Rebeles, Ferenc Tárkányi, Sandor Takacs, B Kiraly, and AV Ignatyuk. Cross sections for production of longer lived $170,168,167\ tm$ in 16 mev proton irradiation of nater. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(7) :695–699, 2011. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.01.130>.
- [169] I Spahn, S Takács, Yu N Shubin, F Tárkányi, HH Coenen, and SM Qaim. Cross-section measurement of the $169tm(p, n)$ reaction for the production of the therapeutic radionuclide $169yb$ and comparison with its reactor-based generation. *Applied radiation and isotopes*, 63(2) :235–239, 2005. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2005.03.006>.
- [170] Moemi Saito, Masayuki Aikawa, Tomohiro Murata, Yukiko Komori, Hiromitsu Haba, Sándor Takács, Ferenc Ditrói, and Zoltán Szűcs. Production cross sections of $169yb$ by the proton-induced reaction on $169tm$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 471 :13–16, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.03.019>.
- [171] Eric B Norman, Timothy R Renner, and Patrick J Grant. $Ta\ g, m\ 180$ production cross sections from the $hf\ 180(p, n)$ reaction. *Physical Review C*, 26(2) :435, 1982. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.26.435>.

- [172] Richard G Thomas Jr and W Bartolini. Neutron production in ag, ta, au, pt, and pb by the interaction of 7.5-14-mev protons. *Physical Review*, 159(4) :1022, 1967. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.159.1022>.
- [173] Ferenc Tárkányi, Alex Hermanne, Sandor Takacs, Fenyvesy Ditroi, F Kovalev, and AV Ignatyuk. New measurement and evaluation of the excitation function of the 186w (p, n) nuclear reaction for production of the therapeutic radioisotope 186re. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 264(2) :389–394, 2007. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.09.026>.
- [174] Mauro Bonardi, Flavia Groppi, Elisa Persico, Simone Manenti, Kamel Abbas, Uwe Holzwarth, Federica Simonelli, and ZB Alfassi. Excitation functions and yields for cyclotron production of radorhenium vianat w (p, txn) 181-186gre nuclear reactions and tests on the production of 186gre using enriched 186w. *Radiochimica Acta*, 99(1) :1–11, 2011. <https://doi.org/10.1524/ract.2011.1789>.
- [175] F. Szelecsényi, C. Vermeulen, G.F. Steyn, Z. Kovács, K. Aardaneh, and T.N. van der Walt. Excitation functions of 186,187,188,189,190,192ir formed in proton-induced reactions on highly enriched 192os up to 66mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(20) :3306–3314, 2010. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.07.0107>.
- [176] F Tárkányi, A Hermanne, S Takács, Yu N Shubin, and AI Dityuk. Cross sections for production of the therapeutic radioisotopes 198au and 199au in proton and deuteron induced reactions on 198pt. *Radiochimica Acta*, 92(4-6) :223–228, 2004. <https://doi.org/10.1524/ract.92.4.223.35588>.
- [177] Jaroslav Červenák and Ondřej Lebeda. Measurement of cross-sections of proton-induced nuclear reactions on 197au focused on the production of the theranostic pair 197m, ghg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 458 :118–125, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.08.006>.
- [178] EK Elmaghraby, KF Hassan, H Omara, and ZA Saleh. Production of the mercury-197 through proton induced reaction on gold. *Applied Radiation and Isotopes*, 68(9) :1694–1698, 2010. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2010.04.009>.
- [179] CG Andre, JR Huizenga, JF Mech, WJ Ramler, EG Rauh, and SR Rocklin. Proton cross sections of bi 209. *Physical Review*, 101(2) :645, 1956. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.101.645>.
- [180] Kazumasa Miyano, Tomoaki Ando, Hisaki Kudo, Minoru Yanokura, and Hiromichi Nakahara. The (p, n) reaction on 209bi and pre-compound process. *Journal of the Physical Society of Japan*, 45(4) :1071–1075, 1978. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.45.1071>.
- [181] T McGee, CL Rao, GB Saha, and L Yaffe. Nuclear interactions of 45sc and 68zn with protons of medium energy. *Nuclear Physics A*, 150(1) :11–29, 1970.
- [182] B Lawriniang, R Ghosh, S Badwar, Santhi Sheela Yerraguntla, B Jyrwa, H Naik, YP Naik, and SV Suryanarayana. Measurements of 60ni (p, n) 60cu reaction cross-sections and covariance analysis of the uncertainty. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 319(3) :695–701, 2019. <https://doi.org/10.1007/s10967-018-6368-1>.
- [183] HG Blosser and TH Handley. Survey of (p, n) reactions at 12 mev. *Physical Review*, 100(5) :1340, 1955.

- [184] E Gadioli, AM Grassi Strini, G Lo Bianco, G Strini, and G Tagliaferri. Excitation functions of ^{51}V , ^{56}Fe , ^{65}Cu (p, n) reactions between 10 and 45 mev. *Il Nuovo Cimento A*, 22(4) :547–558, 1974.
- [185] Ferenc Szelecsényi, Thomas E Boothe, Sándor Takács, Ferenc Tárkányi, and Emanuel Tavano. Evaluated cross section and thick target yield data bases of $\text{Zn} + \text{p}$ processes for practical applications. *Applied radiation and isotopes*, 49(8) :1005–1032, 1998. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(97\)10103-8](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(97)10103-8).
- [186] M Hille, P Hille, M Uhl, and W Weisz. Excitation functions of (p, n) and (α , n) reactions on ni, cu and zn. *Nuclear Physics A*, 198(2) :625–640, 1972.
- [187] H Naik, SV Suryanarayana, MS Murali, and R Kapote Noy. Excitation function of ^{68}Zn (p, n) ^{68}Ga reaction for the production of ^{68}Ga . *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 324 :285–289, 2020.
- [188] Alex Hermanne, NADIA Walravens, and O Cicchelli. Optimization of isotope production by cross section determination. In *Nuclear Data for Science and Technology : Proceedings of an International Conference, held at the Forschungszentrum Jülich, Fed. Rep. of Germany, 13–17 May 1991*, pages 616–618. Springer, 1992.
- [189] Ferenc Szelecsényi, Zoltán Kovács, K Nagatsu, K Fukumura, K Suzuki, and K Mukai. Investigation of direct production of ^{68}Ga with low energy multiparticle accelerator. 2012.
- [190] NT Porile, S Tanaka, H Amano, M Furukawa, S Iwata, and M Yagi. Nuclear reactions of ^{69}Ga and ^{71}Ga with 13–56 mev protons. *Nuclear Physics*, 43 :500–522, 1963.
- [191] Jean C Brodovitch, James J Hogan, and Kerry I Burns. The pre-equilibrium statistical model : Comparison of calculation with two (p, xn) reactions. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 38(9) :1581–1586, 1976.
- [192] Z Kovács, G Blessing, SM Qaim, and G Stöcklin. Production of ^{75}Br via the ^{76}Se (p, 2n) ^{75}Br reaction at a compact cyclotron. *The International journal of applied radiation and isotopes*, 36(8) :635–642, 1985. [http://dx.doi.org/10.1016/0020-708X\(85\)90004-3](http://dx.doi.org/10.1016/0020-708X(85)90004-3).
- [193] M Dikšić, J-L Galinier, H Marshall, and L Yaffe. Br 79 and br 81 (p, xn) and (p, pxn) excitation functions in the energy range 10–85 mev. *Physical Review C*, 19(5) :1753, 1979.
- [194] M Shuza Uddin, Bernhard Scholten, M Shamsuzzhoha Basunia, Sandor Sudár, Stefan Spellerberg, Andrew S Voyles, Jonathan T Morrell, Haleema Zaneb, Jesus A Rios, Ingo Spahn, et al. Accurate determination of production data of the non-standard positron emitter ^{86}Y via the ^{86}Sr (p, n)-reaction. *Radiochimica Acta*, 108(9) :747–756, 2020.
- [195] S Busse, Frank Rösch, and Syed M Qaim. Cross section data for the production of the positron emitting niobium isotope ^{90}Nb via the ^{90}Zr (p, n)-reaction. *Radiochimica Acta*, 90(1) :1–5, 2002.
- [196] E Lamere, M Couder, M Beard, A Simon, A Simonetti, M Skulski, G Seymour, P Huestis, K Manukyan, Z Meisel, et al. Proton-induced reactions on molybdenum. *Physical Review C*, 100(3) :034614, 2019.
- [197] Frank Rösch, SM Qaim, and G Stöcklin. Nuclear data relevant to the production of the positron-emitting radioisotope ^{86}Y via the ^{86}Sr (p, n)-and $\text{n} + \text{trb}$ (^3He , xn)-processes. *Radiochimica Acta*, 61(1) :1–8, 1993. <https://doi.org/10.1524/ract.1993.61.1.1>.
- [198] Alex Hermanne, Michel Sonck, A Fenyvesi, and Laura Daraban. Study on production of ^{103}Pd and characterisation of possible contaminants in the proton irradiation of ^{103}Rh up to 28 mev. *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 170(3-4) :281–292, 2000. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(00\)00190-7](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(00)00190-7).
- [199] M Marten, A Schüring, W Scobel, and HJ Probst. Preequilibrium neutron emission in ^{109}Ag (^3He , xn) and ^{111}Cd (p, xn) reactions. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 322 :93–103, 1985.
- [200] Helge Thisgaard and Mikael Jensen. Production of the auger emitter ^{119}Sb for targeted radionuclide therapy using a small pet-cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(1) :34–38, 2009.
- [201] B Scholten, SM Qaim, and G Stöcklin. Excitation functions of proton induced nuclear reactions on natural tellurium and enriched ^{123}Te : production of ^{123}I via the ^{123}Te (p, n) ^{123}I -process at a low-energy cyclotron. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, 40(2) :127–132, 1989.
- [202] K Kondo, RM Lambrecht, and AP Wolf. Iodine- ^{123}I production for radiopharmaceuticals. xx. excitation functions of the ^{124}Te (p, 2n)/ ^{123}I and ^{124}Te (p, n)/ ^{124}I reactions and the effect of target enrichment on radionuclidic purity. *Int. J. Appl. Radiat. Isot. ;(United Kingdom)*, 28(4), 1977.
- [203] K Hilgers, Yu N Shubin, Heinz H Coenen, and Syed M Qaim. Experimental measurements and nuclear model calculations on the excitation functions of natce (^3He , xn) and ^{141}Pr (p, xn) reactions with special reference to production of the therapeutic radionuclide ^{140}Nd . *Radiochimica acta*, 93(9-10) :553–560, 2005.
- [204] GF Steyn, C Vermeulen, FM Nortier, F Szelecsényi, Z Kovács, and SM Qaim. Production of no-carrier-added ^{139}Pr via precursor decay in the proton bombardment of natpr. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 252(2) :149–159, 2006.
- [205] DC Aumann and W Gueckel. Absolute cross sections and isomeric cross-section ratios for the ^{148}Nd (d, 2n), ^{148}Nd (p, n), and ^{146}Nd (α , pn) reactions producing the isomeric pair ^{148}mNd / ^{148}Nd . *Phys. Rev., C;(United States)*, 16(1), 1977.
- [206] C Birattari, E Gadloli, E Gadioli Erba, AM Grassi Strini, G Strini, and G Tagliaferri. Preequilibrium processes in (p, n) reactions. *Nuclear Physics A*, 201(3) :579–592, 1973.
- [207] GJ Beyer, SK Zeisler, and DW Becker. The auger-electron emitter ^{165}Er : excitation function of the ^{165}Ho (p, n) ^{165}Er process. *Radiochimica Acta*, 92, 2004.
- [208] N. N. Krasnov and P. P. Dmitriev. Excitation functions and yields of the reactions ^{181}Ta (d, 2n) ^{181}W and ^{181}Ta (p, n) ^{181}W . *At.Energ.USSR*, 20 :154, 1966.
- [209] Suzanne Lapi, WJ Mills, J Wilson, S McQuarrie, J Publicover, M Schueller, D Schyler, JJ Ressler, and TJ Ruth. Production cross-sections of $^{181}\text{–}^{186}\text{Re}$ isotopes from proton bombardment of natural tungsten. *Applied radiation and isotopes*, 65(3) :345–349, 2007.
- [210] Karsten Hilgers, Syed M Qaim, and Heinz H Coenen. New cross section data for production of the therapeutic radionuclides ^{64}Cu , ^{140}Nd , and ^{192}Ir . In *AIP Conference Proceedings*, volume 769, pages 1631–1633. American Institute of Physics, 2005.
- [211] B Satheesh, MM Musthafa, BP Singh, and R Prasad. Study of isomeric cross-section ratio and pre-equilibrium fraction in proton and alpha particle induced nuclear reactions on ^{197}Au . *International Journal of Modern Physics E*, 21(06) :1250059, 2012.
- [212] RE Bell and HM Skarsgard. Cross sections of (p, xn) reactions in the isotope of lead and bismuth. *Canadian Journal of Physics*, 34(8) :745–766, 1956. [10.1139/p56-086](https://doi.org/10.1139/p56-086).

- [213] Kazumasa Miyano and Hiromichi Nakahara. The cross section and the recoil range study of the $^{209}\text{Bi}(p, n)$ and $(p, 2n)$ reactions. *Journal of the Physical Society of Japan*, 35(4) :953–956, 1973. [10.1143/JPSJ.35.953](#).

ملخص

تُعنى هذه الدراسة بتطوير مكتبة بيانات نووية للتفاعل (p, n) عند طاقات سقوط بروتونات 7.5 و 12.4 ميغا إلكترون فولت، وذلك للتحقق من صحة مُختلف مُعايير النماذج النظرية واستقراء الحسابات النظرية لحالات لا يمكن الوصول إليها تجريبياً. تمت دراسة وظائف الإثارة للتفاعلات (p, n) بشكل مُمنهج للنويات ذات العدد الكتلي المُتراوح بين 37 و 209 عند طاقات سقوط حول 7.5 و 12.4 ميغا إلكترون فولت. تمت مقارنة نتائج هذه الدراسات بالبيانات التجريبية لمكتبة *EXFOR* والحسابات المُنجزة باستخدام *TALYS1.96*. تتضمن نماذج التفاعلات النووية المُستخدمة نموذج التبخر الإحصائي ونموذج ما قبل التوازن. والهدف هو تحسين دقة هذه النماذج وتقديم بيانات نووية موثوقة للفيزياء النووية وفيزياء المفاعلات النووية.

الكلمات المفتاحية: المقاطع الفعالة، تفاعلات ما قبل التوازن، نموذج التبخر الاحصائي

Abstract

This study aims to develop a nuclear data library for the (p, n) reaction at proton incident energies of 7.5 and 12.4 MeV. The goal is to validate different parameterizations of theoretical models and to extrapolate theoretical calculations to cases that are experimentally inaccessible. The excitation functions of (p, n) reactions were systematically studied for nuclei with mass numbers between 37 and 209 at incident energies around 7.5 and 12.4 MeV. The results of these studies are compared to experimental data from the EXFOR library and to calculations performed with TALYS1.96. The nuclear reaction models used include the statistical evaporation model and the pre-equilibrium model.

Keywords: (p, n) Reaction Cross-section, pré-équilibre and statistical model,

Résumé

Cette étude consiste à élaborer une bibliothèque de données nucléaires pour la réaction (p, n) à des énergies incidentes de protons de 7,5 et 12,4 MeV, afin de valider différentes paramétrisations de modèles théoriques et d'extrapoler les calculs théoriques à des cas inaccessibles expérimentalement. Les fonctions d'excitation des réactions (p, n) ont été étudiées systématiquement pour les noyaux de nombre de masse compris entre 37 et 209 à des énergies incidentes autour de 7,5 et 12,4 MeV. Les résultats de ces études sont comparés aux données expérimentales de la bibliothèque EXFOR et aux calculs effectués avec TALYS1.96. Les modèles de réactions nucléaires utilisés incluent le modèle d'évaporation statistique et le modèle de pré-équilibre.

Mots Clés : Section efficaces (p, n) , le modèle pré-équilibre, Évaporation statistique