UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

ÉCOLE DOCTORALE Physique et Chimie-Physique (ED182)

IPHC/UMR7178

THÈSE présentée par:

Eliot PARTY

soutenue le : **19 septembre 2019**

pour obtenir le grade de: **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité: Physique

Étude des réactions (n, xn) pour les noyaux fertiles/fissiles du cycle du combustible innovant au thorium

THÈSE dirigée par :

M. DESSAGNE Philippe	Directeur de recherche, IPHC - CNRS

RAPPORTEURS :

M. DE SAINT JEAN Cyrille	Directeur de recherche, CEA/DEN - Cadarache
Mme JURADO Beatriz	Directrice de recherche, CENBG - CNRS

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. CAPOTE NOY Roberto	Deputy Section Head, Agence Internationale de l'Énergie Atomique
M. ROCHMAN Dimitri	Scientist, Paul Scherrer Institut
M. DORVAUX Olivier	Professeur, IPHC – Université de Strasbourg

MEMBRES INVITÉS DU JURY :

Mme KERVENO Maëlle	Chargée de recherche, IPHC – CNRS
M. DOLIGEZ Xavier	Chargé de recherche, IPNO – CNRS

Table des matières

Introduction **15**

1 Contexte scientifique **19**
1.1 L'énergie nucléaire . . . 19
1.1.1 Les atouts de l'énergie nucléaire . . . 19
1.1.2 Inconvénients de l'énergie nucléaire . . . 21
1.2 Fonctionnement d'une centrale nucléaire . . . 23
1.2.1 Principe de la génération d'électricité . . . 23
1.2.2 Le réacteur nucléaire et la neutronique . . . 24
1.3 Simulations neutroniques . . . 27
1.3.1 Évolution de la population de neutrons . . . 27
1.3.2 Méthodes déterministes et Monte Carlo . . . 28
1.3.3 Biais et incertitudes présents dans la simulation . . . 29
1.4 Les données nucléaires et leur évaluation . . . 29
1.4.1 Physique nucléaire dans les réacteurs . . . 29
1.4.2 Base de données nucléaires et évaluation . . . 30
1.5 Mesures de données nucléaires . . . 32
1.5.1 Mesures intégrales et microscopiques . . . 32
1.5.2 Incertitudes et standards . . . 32
1.5.3 Covariances des résultats . . . 33

2 Études de sensibilité et propagation d'incertitudes **35**
2.1 État de l'art sur la quantification d'incertitude des calculs neutroniques . . . 35
2.2 Méthodologie . . . 36
2.2.1 Simulations effectuées . . . 37
2.2.2 Outils utilisés . . . 41
2.3 Vérification et validation . . . 44
2.3.1 Comparaison MCNP et SERPENT . . . 44
2.3.2 Comparaison des méthodes TMC et SENS . . . 44
2.4 Résultats et discussion . . . 45
2.4.1 Assemblage infini . . . 46
2.4.2 Géométrie sphérique . . . 48
2.4.3 Cœur de type ASTRID à combustible thorium . . . 51
2.5 Conclusion . . . 56

3 Méthodologie de la mesure des sections efficaces des réactions (n,xnγ) du thorium-232 **59**
3.1 Mesures de sections efficaces des réactions (n,xn) . . . 59
3.1.1 Méthodes expérimentales . . . 59
3.1.2 Mesures sur le thorium-232 . . . 60
3.2 Dispositif GRAPhEME et prise de données . . . 61
3.2.1 La source de neutrons . . . 61
3.2.2 La cible de thorium . . . 62
3.2.3 Le dispositif de mesure GRAPhEME . . . 63
3.3 Vérification et traitement des données . . . 69
3.3.1 Vérification des données . . . 70
3.3.2 Constitution des histogrammes . . . 72
3.4 Analyse de données . . . 74
3.4.1 Identification des transitions gamma . . . 75
3.4.2 Calcul des sections efficaces . . . 76
3.4.3 Combinaison des détecteurs . . . 77
3.4.4 Traitement des incertitudes et des covariances . . . 78
3.4.5 Correction pour les transitions gamma de faible énergie . . . 80

4 Sections efficaces de réactions (n,xnγ) du thorium-232 **83**
4.1 Nouvelles informations de structure . . . 83
4.2 Sections efficaces obtenues et discussion . . . 86
4.2.1 Présentation des sections efficaces . . . 86
4.3 Conclusion . . . 90

Conclusion **93**

A Spectres en énergie gamma obtenus **95**

B Index des transitions gamma observées **115**

C Sections efficaces ^{232}Th(n,n'γ), ^{232}Th(n,2nγ) et ^{232}Th(n,3nγ) mesurées **125**

D Sections efficaces ^{232}Th(n,n'γ), ^{232}Th(n,2nγ) et ^{232}Th(n,3nγ) mesurées (tables) **139**

Table des figures

1.1 Production mondiale d'électricité par les différentes sources d'énergies (Données : BP Statistical Review of World Energy 2018). 19
1.2 Aspect d'un réacteur de 900 MWe, figure extraite de [12]. 20
1.3 Evolution temporelle de la radiotoxicité des déchets nucléaires en fonction des différentes options de recyclage du combustible uranium-plutonium, figure extraite de [19]. 22
1.4 Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire. Issu du site internet de l'IRSN (https ://www.irsn.fr). 23
1.5 Section efficace de la réaction (n,2n) sur ^{232}Th pour différentes évaluations. . . . 31

2.1 Spectre en énergie des neutrons dans les trois systèmes étudiés. 37
2.2 Représentation d'un quart de l'assemblage combustible, les conditions limites aux bords sont périodiques. 38
2.3 Géométrie du réacteur de type ASTRID. 38
2.4 Sections efficaces des plus importantes réactions étudiées, reprises de JEFF-3.3. . 40
2.5 Représentation graphique des méthodes TMC et SENS. 42
2.6 Matrice de corrélation obtenue pour la section efficace de fission de l'uranium-233. 44
2.7 Incertitude propagée en fonction du nombre de groupes d'énergie utilisé pour le calcul des sensibilités. 45
2.8 Sensibilités du facteur k_{inf} en fonction de l'énergie du neutron pour l'assemblage infini. 47
2.9 Sensibilités de la fraction β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour l'assemblage infini. 47
2.10 Sensibilités du facteur k_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique. 50
2.11 Sensibilités du facteur β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique. 50
2.12 Sensibilités du facteur ζ_{rad} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique. 50
2.13 Distribution axiale du flux de neutrons dans le cœur de type ASTRID. 53
2.14 Sensibilités du facteur k_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID. 53
2.15 Sensibilités du facteur β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID. 54

2.16 Sensibilités du facteur ζ_{ax} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID. 54

3.1 Schéma de la cible primaire de GELINA, repris de [66]. 61
3.2 Distribution en énergie du flux de neutrons de GELINA à FP16 - 30 m. 62
3.3 Schéma du dispositif GRAPhEME tel qu'utilisé de 2008 à 2013. 63
3.4 Dispositif GRAPhEME avec son blindage (vue de dessus). 64
3.5 Efficacité des compteurs en fonction de l'énergie du rayon γ. La ligne est juste un guide qui relie les points obtenus par simulation. 66
3.6 Histogramme de l'amplitude des signaux dans la chambre à fission. 67
3.7 A) Histogramme en temps de la détection des signaux dans un compteur HPGe. B) Histogramme de l'amplitude des signaux dans un compteur HPGe. C) Histogramme en temps de la détection des signaux dans la chambre à fission. D) Histogramme de l'amplitude des signaux dans la chambre à fission. 69
3.8 Fréquence de détection des détecteurs lors des campagnes de 2009, 2010 et 2013. 70
3.9 A) Distribution des événements détectés dans un compteur HPGe en fonction du temps relatif au trigger externe. B) Facteur de correction de l'empilement en fonction du temps relatif au trigger externe. 71
3.10 Plages de temps en empilement avec les mesures. 72
3.11 Distribution du temps de vol des événements d'un compteur HPGe pour deux lots de données. 73
3.12 Correction du temps de vol appliquée aux différents lots. 73
3.13 A) Histogramme d'amplitude du signal pour les différents lots de données B) Projections pour trois lots de données. 74
3.14 Facteur de proportionnalité K entre l'amplitude du signal et l'énergie déposée pour les différents lots. 75
3.15 Histogramme en énergie et en temps de vol pour un compteur HPGe. 76
3.16 Sections efficaces différentielles mesurées par les quatres compteurs. 78
3.17 Matrice de corrélation de la section efficace de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ de 681 keV. 80
3.18 Projections en temps du flash gamma pour des fenêtres d'énergie gamma à 1500 keV et 150 keV. 81
3.19 Distribution en temps à 185 keV. L'ajustement de la fonction convoluée sur la distribution en temps est en magenta et la fonction déconvoluée équivalente à la distribution réelle est en vert. 81
3.20 Sections efficaces de réactions (n,2nγ). La ligne verte représente l'énergie de séparation d'un neutron. 82

4.1 Schéma de niveau du thorium-232. 84
4.2 Sections efficaces mesurées des transitions de la bande rotationnelle du fondamental et schéma de niveau correspondant. 87
4.3 Sections efficaces des transitions de trois bandes rotationnelles et schéma de niveau correspondant. 89

4.4 Sections efficaces de réactions (n,2nγ) et (n,3nγ). La ligne verte représente l'énergie de séparation pour 1 et 2 neutrons. 91

A.1 Spectre en énergie des rayons γ de 30 keV à 115 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 96

A.2 Spectre en énergie des rayons γ de 110 keV à 203 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 97

A.3 Spectre en énergie des rayons γ de 203 keV à 301 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 98

A.4 Spectre en énergie des rayons γ de 296 keV à 394 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 99

A.5 Spectre en énergie des rayons γ de 389 keV à 487 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 100

A.6 Spectre en énergie des rayons γ de 482 keV à 580 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 101

A.7 Spectre en énergie des rayons γ de 575 keV à 673 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 102

A.8 Spectre en énergie des rayons γ de 668 keV à 766 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 103

A.9 Spectre en énergie des rayons γ de 761 keV à 859 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 104

A.10 Spectre en énergie des rayons γ de 854 keV à 952 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 105

A.11 Spectre en énergie des rayons γ de 947 keV à 1045 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 106
A.12 Spectre en énergie des rayons γ de 1040 keV à 1138 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 107
A.13 Spectre en énergie des rayons γ de 1133 keV à 1231 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 108
A.14 Spectre en énergie des rayons γ de 1226 keV à 1324 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 109
A.15 Spectre en énergie des rayons γ de 1319 keV à 1418 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 110
A.16 Spectre en énergie des rayons γ de 1413 keV à 1512 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 111
A.17 Spectre en énergie des rayons γ de 1507 keV à 1606 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 112
A.18 Spectre en énergie des rayons γ de 1601 keV à 1700 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV. 113

C.1 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental. 126
C.2 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $1^-(714)$. 127
C.3 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(730)$. 128
C.4 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(785)$. 129
C.5 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(1054)$. 130

C.6 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^-(1073)$. 131
C.7 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(1078)$. 132
C.8 Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $3^-(1182)$. 133
C.9 Sections efficaces de production des transition hors bandes. 133
C.10 Sections efficaces de production des transition hors bandes (suite). 134
C.11 Sections efficaces de production des transition hors bandes (suite). 135
C.12 Sections efficaces de production des transitions (n,2nγ). 136
C.13 Sections efficaces de production des transitions (n,3nγ). 137

Liste des tableaux

2.1 Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{inf} et β_{eff} dans l'assemblage infini. 46
2.2 Incertitudes relatives obtenues pour k_{inf} et β_{eff} dans l'assemblage infini. 48
2.3 Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff} et β_{eff} pour l'assemblage infini. 48
2.4 Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{rad} dans la géométrie sphérique. 49
2.5 Incertitudes relatives obtenues pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{rad} dans la géométrie sphérique. 51
2.6 Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} pour la géométrie sphèrique. 51
2.7 Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} dans le cœur de type ASTRID. 52
2.8 Valeurs obtenues et leurs incertitudes relatives pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} dans le cœur de type ASTRID. 55
2.9 Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} pour le cœur de type ASTRID. 55
2.10 Incertitudes requises entre 1 keV et 2 MeV pour obtenir une incertitude inférieure à 0,5 % sur le facteur k_{eff} dans le réacteur de type ASTRID. 56

3.1 Caractéristiques de l'échantillon de thorium. 63
3.2 Caractéristiques des compteurs germanium. 64
3.3 Paramètres de la quadrature. 65
3.4 Caractéristiques du dépôt d'uranium-235. 67
3.5 Plage de valeurs et incertitudes des différents facteurs entrant dans le calcul de la section efficace. 79

4.1 Intensités relatives mesurées et issues de ENSDF. 85

B.1 Récapitulatif des transitions observées. 116
B.2 Récapitulatif des transitions observées. 117
B.3 Récapitulatif des transitions observées. 118
B.4 Récapitulatif des transitions observées. 119
B.5 Récapitulatif des transitions observées. 120
B.6 Récapitulatif des transitions observées. 121
B.7 Récapitulatif des transitions observées. 122
B.8 Récapitulatif des transitions observées. 123
B.9 Récapitulatif des transitions observées. 124

D.1 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (49 keV)→ 0^+ (0 keV). 140
D.2 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (162 keV)→ 2^+ (49 keV). 141
D.3 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (333 keV)→ 4^+ (162 keV). 142
D.4 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 8^+ (556 keV)→ 6^+ (333 keV). 143
D.5 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 10^+ (926 keV)→ 8^+ (556 keV). 144
D.6 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (714 keV)→ 2^+ (49 keV). 145
D.7 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (714 keV)→ 0^+ (0 keV). 146
D.8 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)→ 4^+ (162 keV) et 3^- (774 keV)→ 4^+ (162 keV). 147
D.9 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)→ 2^+ (49 keV) et 3^- (774 keV)→ 2^+ (49 keV). 148
D.10 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^- (883 keV)→ 6^+ (333 keV). 149
D.11 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 7^- (1042 keV)→ 8^+ (556 keV). 150
D.12 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 9^- (1249 keV)→ 10^+ (826 keV). 150
D.13 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 0^+ (730 keV)→ 2^+ (49 keV). 151
D.14 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)→ 4^+ (162 keV) et 3^- (774 keV)→ 4^+ (162 keV). 152
D.15 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)→ 2^+ (49 keV) et 3^- (774 keV)→ 2^+ (49 keV). 153
D.16 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (774 keV)→ 0^+ (0 keV). 154
D.17 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)→ 6^+ (333 keV). 155
D.18 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)→ 4^+ (162 keV). 155
D.19 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)→ 2^+ (49 keV). 156
D.20 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1023 keV)→ 4^+ (162 keV). 157
D.21 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (785 keV)→ 2^+ (49 keV). 158

D.22 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (785 keV)→ 0^+ (0 keV). 159
D.23 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (829 keV)→ 4^+ (162 keV). 160
D.24 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (829 keV)→ 2^+ (49 keV). 161
D.25 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (890 keV)→ 4^+ (162 keV). 162
D.26 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^+ (960 keV)→ 6^+ (333 keV). 162
D.27 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^+ (960 keV)→ 4^+ (162 keV). 163
D.28 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)→ 8^+ (556 keV). 163
D.29 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)→ 6^+ (333 keV). 164
D.30 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)→ 4^+ (162 keV). 164
D.31 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1054 keV)→ 2^+ (774 keV). 165
D.32 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1054 keV)→ 2^+ (49 keV). 166
D.33 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (1094 keV)→ 4^+ (162 keV). 166
D.34 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1148 keV)→ 6^+ (333 keV). 167
D.35 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1148 keV)→ 4^+ (162 keV). 167
D.36 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^- (1073 keV)→ 2^+ (49 keV). 168
D.37 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 0^+ (1078 keV)→ 2^+ (49 keV) et 1^- (1078 keV)→ 2^+ (49 keV). 169
D.38 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (1078 keV)→ 0^+ (0 keV). 169
D.39 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)→ 3^- (774 keV). 170
D.40 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)→ 4^+ (162 keV). 170
D.41 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)→ 2^+ (49 keV). 171
D.42 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^- (1143 keV)→ 4^+ (162 keV). 171

D.43 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 0^+ (1078 keV)$\rightarrow$ 1^- (774 keV). 172
D.44 Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 0^+ (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV) et 1^- (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 173
D.45 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 3^- (774 keV). 173
D.46 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 1^- (714 keV). 174
D.47 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV). 174
D.48 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 175
D.49 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1218 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV). 175
D.50 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1182 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV). 176
D.51 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1182 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 177
D.52 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^- (1237 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV). 177
D.53 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^- (1328 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV). 178
D.54 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1303 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV). 179
D.55 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1322 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV). 180
D.56 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1327 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 180
D.57 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV). 181
D.58 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 181
D.59 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV). 182
D.60 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 4^+ (890 keV). 182
D.61 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 3^+ (829 keV). 183
D.62 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 2^+ (785 keV). 183
D.63 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $?^?$ (1450 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV). 184

D.64 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $?^{?}$ (1480 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 184
D.65 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1489 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 185
D.66 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1489 keV)$\rightarrow 0^{+}$ (0 keV). 185
D.67 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1554 keV)$\rightarrow 4^{+}$ (162 keV). 186
D.68 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1554 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 186
D.69 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1554 keV)$\rightarrow 0^{+}$ (0 keV). 187
D.70 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $(1 \text{ ou } 2)^{+}$ (1561 keV)$\rightarrow 0^{+}$ (0 keV). 187
D.71 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $(1 \text{ ou } 2)^{+}$ (1573 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 188
D.72 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $(1 \text{ ou } 2)^{+}$ (1573 keV)$\rightarrow 0^{+}$ (0 keV). 188
D.73 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1578 keV)$\rightarrow 4^{+}$ (162 keV). 189
D.74 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1578 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 189
D.75 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^{+} (1578 keV)$\rightarrow 0^{+}$ (0 keV). 190
D.76 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $?^{?}$ (1609 keV)$\rightarrow 4^{+}$ (162 keV). 190
D.77 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $(1 \text{ ou } 2)^{+}$ (1618 keV)$\rightarrow 2^{+}$ (49 keV). 191
D.78 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $(1 \text{ ou } 2)^{+}$ (1647 keV)$\rightarrow 4^{+}$ (162 keV). 191
D.79 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 120 keV. 192
D.80 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 143 keV. 193
D.81 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 185 keV. 193
D.82 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 199 keV. 194
D.83 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 221 keV. 195
D.84 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 241 keV. 195

D.85 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 275 keV. 196
D.86 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 121 keV. 197
D.87 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 182 keV. 198
D.88 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 237 keV. 198
D.89 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 285 keV. 199
D.90 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 397 keV. 199
D.91 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 471 keV. 199
D.92 Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 495 keV. 200

Introduction

Le secteur mondial de l'électricité est aujourd'hui confronté à deux grands défis. D'une part, il faut assurer le besoin croissant d'électricité des pays en développement pour améliorer le niveau de vie de leurs populations, d'autre part, il est nécessaire de diminuer les émissions de gaz à effet de serre pour atteindre les objectifs de lutte contre le changement climatique, notamment ceux des accords de Paris [1]. Lors de ce sommet, l'union européenne s'est engagée à réduire de 40 % ses émissions de gaz à effet de serre d'ici à 2030. 35 % des émissions de CO_2 proviennent de la production d'électricité par combustion dans l'union européenne en 2015, et 39 % au niveau mondial [2], mais seulement 10 % pour la France du fait de son important parc nucléaire. L'énergie nucléaire peut donc fournir une puissance électrique stable, abondante et sans émission de gaz à effet de serre. Néanmoins, relativement peu de constructions de réacteurs sont envisagées aujourd'hui que ce soit au niveau français, européen ou mondial (1, 5 et 54 respectivement en mai 2019). C'est insuffisant pour maintenir le nombre de réacteurs en France et en Europe, et cela ne permet qu'une augmentation modérée de la production au niveau mondial. Cet état de fait résulte à la fois d'une inquiétude au sujet des déchets nucléaires et du risque d'accident, et du fort investissement initial nécessaire pour la construction.

Ces difficultés pourraient être levées par des nouveaux concepts de réacteurs plus sûrs, et des systèmes capables de réduire la quantité des déchets nucléaires. Leur conception et leur optimisation nécessitent des simulations précises du fonctionnement des réacteurs. Avec une puissance de calcul utilisable toujours plus importante et l'amélioration des codes de calculs, les incertitudes dans les simulations de cœur de réacteur dépendent de plus en plus des données nucléaires utilisées. L'amélioration des données nucléaires et la propagation de leurs incertitudes sont donc des sujets de première importance.

Pour obtenir des paramètres de réacteurs représentatifs et fiables à partir des simulations, il faut utiliser des méthodes de calcul permettant la propagation des incertitudes sur les données d'entrées. Si l'incertitude est trop élevée, il faut pouvoir identifier les principales données d'entrées qui contribuent à cette incertitude. La diminution de ces incertitudes permet alors d'améliorer la précision de la simulation. Les données nucléaires sont regroupées dans des bases de données de référence, dites évaluées, constituées à partir de toutes les informations expérimentales disponibles et des meilleurs modèles théoriques à disposition. Il apparaît cependant que pour certaines observables, les incertitudes sont trop élevées et nécessitent de revisiter l'évaluation et de reconsidérer soit l'expérience ou le modèle utilisé. De plus, la propagation rigoureuse des incertitudes sur les données nucléaires implique la prise en compte des corrélations, il est donc impératif de procéder à l'estimation et l'exploitation des matrices de covariances associées aux mesures et aux évaluations.

Le cycle du thorium est un cycle de combustible alternatif aux combustibles nucléaires à base d'uranium et de plutonium utilisés aujourd'hui. Il est fondé sur le thorium-232 (^{232}Th), un isotope présent à l'état naturel et environ 3 fois plus abondant que l'uranium dans la croûte terrestre. Le thorium est aussi plus équitablement réparti dans le monde. Le ^{232}Th a la propriété de se transformer en un isotope fissile, ^{233}U, suite à l'absorption d'un neutron suivie de deux décroissances radioactives β^-. La production d'énergie du réacteur provient alors des fissions des noyaux d'^{233}U, et les neutrons émis lors des fissions sont en partie capturés par des noyaux de ^{232}Th, ce qui reconstitue l'^{233}U consommé. Un avantage du cycle du thorium est qu'il entraîne une faible production de plutonium et d'actinides mineurs, qui sont les principaux déchets nucléaires de haute activité à vie longue, et qu'il pourrait même contribuer à la réduction de leur stock [3]. Cependant, l'utilisation du cycle du thorium entraîne la production de l'isotope ^{232}U qui est la cause de l'émission en quantité importante de rayons gamma de haute énergie, donc très pénétrants, ce qui pose des problèmes de radioprotection [4]. Faire la part des avantages et des inconvénients du cycle du thorium nécessite des simulations précises. L'amélioration des données nucléaires, qui est un préalable à cette précision, doit être entamée en amont.

Dans ce travail de thèse deux aspects ont été abordés. D'une part, l'impact sur la simulation de systèmes nucléaires des incertitudes sur les sections efficaces des isotopes du cycle du thorium, ^{232}Th et ^{233}U, a été examiné. D'autre part, une nouvelle mesure des sections efficaces (n,xnγ) a été réalisée sur le ^{232}Th.

Le premier chapitre présente le contexte scientifique. La place de l'énergie nucléaire dans le secteur mondial de l'électricité est décrite. Puis, des notions sur le fonctionnement et la simulation des réacteurs nucléaires sont exposées. Enfin, la nature des données nucléaires utilisées dans ces simulations, et les méthodes utilisées pour les mesurer sont présentées.

Dans le deuxième chapitre, on présente l'impact de l'incertitude des sections efficaces de ^{232}Th et ^{233}U sur des paramètres neutroniques. Les incertitudes issues de différentes bases de données évaluées ont été propagées pour trois systèmes nucléaires : une sphère homogène, un assemblage combustible infini modéré à l'eau, et un réacteur à neutrons rapides refroidis au sodium. Tous utilisent comme matière fissile un oxyde de ^{232}Th et d'^{233}U. Les codes Monte Carlo de transport de neutrons MCNP6 [5] et SERPENT2 [6] ont été utilisés. La méthode "Total Monte Carlo" et la méthode des sensibilités, utilisées pour propager les incertitudes, sont comparées. Cette étude permet également de quantifier l'apport d'une précision accrue des sections efficaces, particulièrement celle de la diffusion inélastique, à la précision de ces simulations.

Les troisième et quatrième chapitres présentent le travail de mesure de sections efficaces des réactions (n,xnγ) du ^{232}Th, avec x $\geq$ 1. Ces sections efficaces, couplées à des modèles théoriques, contribuent à améliorer la précision sur les sections efficaces (n,xn), notamment la diffusion inélastique. La mesure des sections efficaces (n,xnγ) a été effectuée à l'aide de l'ensemble de détection GRAPhEME (GeRmanium array for Actinides PrEcise MEasurements) [7] installé auprès de la source de neutrons pulsée de l'installation GELINA (Geel Electron LINear Accelerator) [8] localisée au EC-JRC-Geel (Belgique). Les sections efficaces sont obtenues par la méthode de la spectroscopie gamma prompte, et l'énergie des neutrons incidents est déterminée par la méthode du temps de vol. Une attention particulière est portée à l'obtention des incertitudes associées aux différents points de mesures, ainsi qu'à leurs corrélations. Le troisième chapitre présente les

procédés utilisés lors de la mesure et de l'analyse des données, tandis que le quatrième présente les résultats de l'analyse.

La conclusion résume les principaux résultats obtenus au cours de ce travail.

Chapitre 1

Contexte scientifique

1.1 L'énergie nucléaire

L'énergie nucléaire ne peut pas être considérée isolément, mais doit être pensée en rapport avec la demande d'électricité et les autres sources d'énergies. Après avoir rappelé brièvement le contexte électrique mondial, l'énergie nucléaire est comparée aux autres moyens de production de l'électricité. Ses spécificités comprennent aussi bien des atouts, que des défis à relever.

1.1.1 Les atouts de l'énergie nucléaire

Part du nucléaire dans la production électrique mondiale

L'énergie nucléaire est aujourd'hui une des principales sources de production d'électricité. En 2017, 10,4 % de la production mondiale d'électricité est d'origine nucléaire [9]. Cette part est en baisse sur la dernière décennie malgré une légère hausse en valeur absolue ces dernières années, principalement due à la connexion au réseau de réacteurs en Chine.

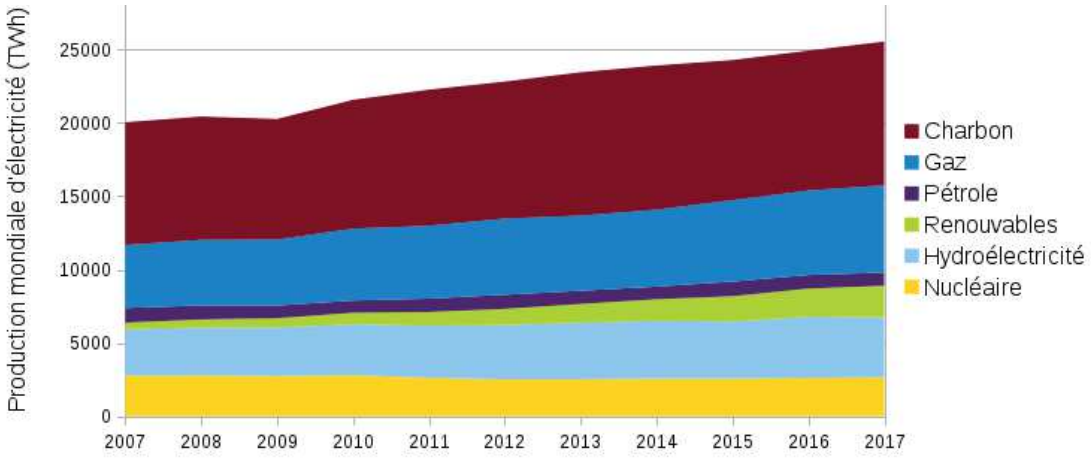


FIGURE 1.1 – Production mondiale d'électricité par les différentes sources d'énergies (Données : BP Statistical Review of World Energy 2018).

Les dynamiques du mix électrique mondial sont l'augmentation de la production électrique pour répondre aux besoins des pays émergents, et la croissance de la part des énergies renouvelables (éolien, solaire et biomasse) dans la production (Fig. 1.1). Cependant, la production

électrique d'origine fossile augmente toujours en valeur absolue. Ce constat indique que l'essor rapide des énergies renouvelables n'est pas actuellement suffisant pour décarboner la production d'électricité et a fortiori d'énergie. Dans ce contexte, l'énergie nucléaire pourrait assister les énergies renouvelables en tant que source d'énergie décarbonée non soumise à l'intermittence.

La compacité, le grand avantage du nucléaire

La spécificité de l'énergie nucléaire, à la fois vis à vis des énergies renouvelables et des énergies carbonées, est sa compacité. En effet, les réactions nucléaires mettent en jeu des énergies très importantes comparés aux réactions chimiques de combustion du charbon, pétrole ou gaz. L'énergie obtenue d'une tonne d'uranium naturel, tel qu'il est utilisé dans les réacteurs actuels, correspond à celle obtenue par combustion de 10000 à 16000 tonnes de pétrole, suivant les types de centrales et les références consultées. Qui plus est, les réacteurs nucléaires actuels n'utilisent qu'environ 1 % de l'uranium naturel, essentiellement les 0,7 % d'uranium-235 présent dans l'uranium naturel ainsi que du plutonium produit au cours de l'opération. L'utilisation d'une part plus importante des 99,3 % d'uranium-238, rendue possible par de nouveaux concepts de réacteur pourrait accroître davantage ce facteur. Une tonne d'uranium naturel correspondrait alors à plus de 1 Mt de pétrole ou 1,5 Mt de charbon. Une centrale nucléaire typique, d'une puissance de 1 GWe, consomme une vingtaine de tonnes d'uranium enrichi par an, dont la fabrication a nécessité environ huit fois plus d'uranium naturel, soit 162 à 191 tonnes. Une centrale à charbon, gaz ou pétrole de puissance équivalente consommerait 120 à 400 tonnes de combustible à l'heure. Ces intervalles de valeurs ont été obtenus en recoupant différentes sources d'informations [10][11].

Dans un réacteur EDF de 900 MWe, l'uranium enrichi est chargé sous la forme de pastilles d'environ 7 grammes. Il y a 265 pastilles par crayon de combustible, un tube métallique de quatre mètres de long où sont placées les pastilles, 264 crayons de combustible par assemblage (grille carrée maintenant les crayons) et 157 assemblages dans le réacteur (Fig. 1.2). On obtient donc un total d'environ 75 tonnes d'uranium enrichi par réacteur, remplacé par tiers tous les ans. Les stocks d'uranium enrichi et d'uranium naturel prêt à être enrichi présent sur le territoire français suffisent à maintenir la production nucléaire pendant quelques années. L'industrie nucléaire française est donc peu sensible à des crises courtes de l'approvisionnement.

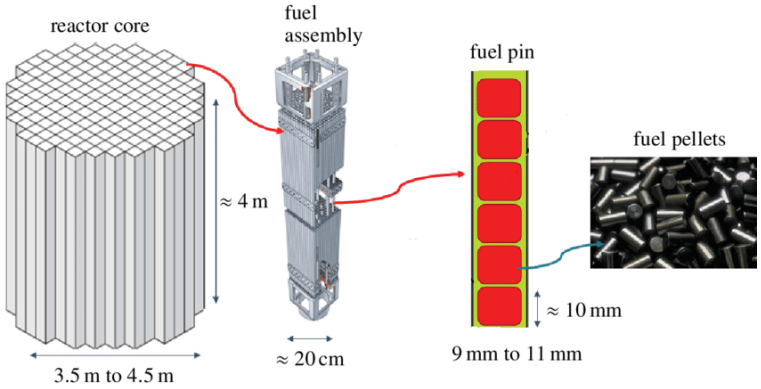


FIGURE 1.2 – Aspect d'un réacteur de 900 MWe, figure extraite de [12].

1.1.2 Inconvénients de l'énergie nucléaire

Parmi les principaux inconvénients liés à l'énergie nucléaire, admis à la fois par ses adversaires et ses partisans, on dénombre le financement de la construction, la sûreté des centrales, la gestion des déchets nucléaires et le risque de prolifération des matières sensibles (armement atomique).

Problématique du financement

Les sommes nécessaires à la construction d'un réacteur électrogène sont de quelques milliards d'euro, avec un retour sur investissement s'étalant sur quarante à soixante ans. Qui plus est, il n'y a pas de retour sur investissement pendant les quelques années de construction. Cette combinaison de facteurs rend ces investissements très lourds. L'investissement de capital lors de la construction d'une centrale concentre 65 à 85 % des coûts sur la durée de vie d'une centrale [13]. La durée de construction et le coût du capital affecte alors plus fortement la rentabilité économique d'une centrale que n'importe quelle dépense opérationnelle (accident excepté). Cependant, des garanties techniques plus fortes sur la sûreté et la maîtrise de la gestion des déchets peuvent contribuer à diminuer la perception du risque de ces investissements et diminuer le coût de l'opération des centrales. L'utilisation de la puissance thermique pour des applications industrielles permettrait d'améliorer encore le retour sur investissement des centrales [14].

Problématique de la sûreté

La prévention des accidents est un enjeu majeur de la conception d'un réacteur nucléaire. La conception choisie et la connaissance du fonctionnement du réacteur impacte directement la possibilité d'un accident et ses effets. L'étude des risques dans les centrales nucléaires est donc un domaine important de la recherche sur l'énergie nucléaire. Elle vise à évaluer les dégâts provoqués en cas d'accident et à réduire leur fréquence et leur impact. Celui-ci peut aller d'une simple entrave au bon fonctionnement d'un réacteur à la dispersion massive de matières radioactives dans l'environnement. Les processus physiques, chimiques ou thermomécaniques menant à l'accident, ainsi que les moyens de les éviter sont étudiés. Ces études sont appliquées à la fois aux réacteurs en cours d'opération, par exemple pour confirmer leur niveau de sûreté malgré leur vieillissement, et aux nouveaux concepts de réacteurs conçus pour une sûreté accrue, et exclure toute influence sur l'environnement même en cas d'accident grave. La nouvelle génération de réacteur (EPR, AP1000, AES, VVER1200) bénéficie de ces amélioration de sûreté [15].

Gestion des déchets

Malgré leur faible volume, du fait de la compacité de l'énergie nucléaire, les déchets nucléaires présentent une forte dangerosité par leur radiotoxicité.

Le parc nucléaire français, pays le plus nucléarisé du monde, produit tous les ans 50000 t de déchets nucléaires [16]. Parmi eux, les déchets de moyenne activité à vie longue et les déchets de haute activité représentent 530 et 120 m^3, soit quelques milliers de tonnes. En comparaison, l'industrie française produit 7 millions de tonnes de déchets industriels dangereux par an, dont un tiers sont stockés et non traités [17]. La quantité de déchets à traiter n'est donc pas tellement

importante à l'échelle nationale. Cependant, il reste essentiel d'assurer l'innocuité des déchets radioactifs pour l'environnement et la société dans tous les cas de figure.

La radioactivité du combustible usé diminue au rythme dicté par la demi-vie des différents isotopes présents. Plusieurs pays, dont la France, ont fait le choix de recycler une partie du combustible usé par extraction de l'uranium et du plutonium pour le réutiliser dans la fabrication d'un combustible nommé MOX (de l'anglais Mixed Oxide). Ceci réduit fortement le volume et la radioactivité à long terme du combustible usé. Aujourd'hui, le combustible MOX usé n'est pas recyclé, mais l'utilisation de réacteurs rapides, typiquement certains des réacteurs dits de génération IV étudiés sous l'égide du Forum International Génération IV [18] (Acronyme anglais GIF), pourrait permettre le multi-recyclage et diminuer durablement la quantité de déchets nucléaires à stocker [19]. L'incinération des déchets nucléaires dans des installations dédiées, dont des systèmes pilotés par accélérateurs (acronyme anglais ADS pour Accelerator Driven System), est envisagée mais aucune voie n'a encore été prouvée à l'échelle industrielle. Une autre solution possible est de minimiser la production de déchets à vie longue en utilisant le cycle du thorium. Cependant, l'émission de rayons gamma très pénétrants, issus de l'isotope ^{232}U, qui est produit en faible quantité mais a une très forte activité, a des conséquences importantes pour la radioprotection. Ces rayons gamma traversent les écrans de protection utilisés actuellement dans les centres de retraitement [4]. De plus, la chimie du thorium est différente de celle de l'uranium, et il faudrait donc repenser tout le traitement du combustible. Cette solution n'est pas envisagée en France à court terme. La principale solution retenue actuellement en France est donc le stockage géologique profond. Il est alors nécessaire de démontrer le confinement des déchets dans l'installation de stockage sur les échelles de temps nécessaires (cf. Fig. 1.3 - 300 000 ans sans recyclage, 10 000 ans avec recyclage du Pu et U, 300 ans avec recyclage supplémentaire des actinides mineurs). Le respect des règles de radioprotection au cours du traitement, de la manutention et de l'entreposage des déchets nucléaires et du combustible doit aussi être garantie. Cela nécessite de bien connaître l'inventaire des radio-isotopes produits dans les réacteurs actuels et futurs.

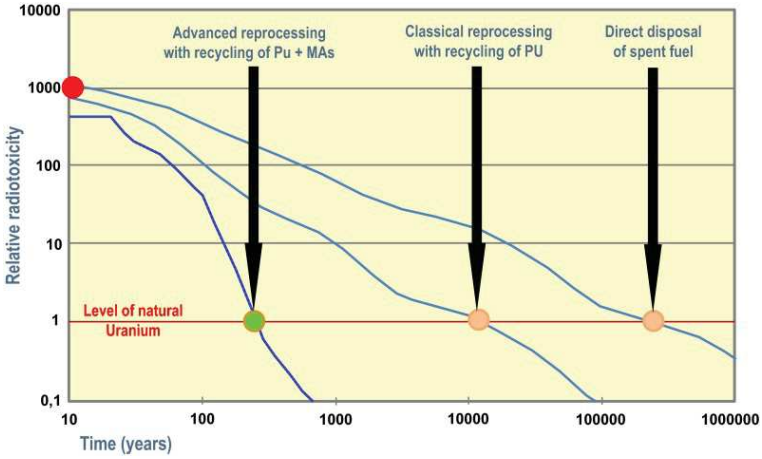


FIGURE 1.3 – Evolution temporelle de la radiotoxicité des déchets nucléaires en fonction des différentes options de recyclage du combustible uranium-plutonium, figure extraite de [19].

Assurer la sécurité en toute circonstance, ainsi que la connaissance de la quantité de déchets radioactifs produits, nécessite une bonne connaissance des processus ayant lieu dans un réacteur.

1.2 Fonctionnement d'une centrale nucléaire

Le but de cette section est de présenter le fonctionnement d'un réacteur nucléaire de puissance, c'est à dire dédié à la production d'électricité. Plus particulièrement, on se concentre sur la partie nucléaire du réacteur et le maintien de la réaction en chaîne. Les grandeurs utiles lors de l'opération d'un réacteur en fonctionnement normal sont présentées. Enfin, le cycle normal d'opération d'un réacteur est brièvement décrit.

1.2.1 Principe de la génération d'électricité

Toutes les centrales nucléaires en opération fonctionnent sur le principe de la réaction en chaîne contrôlée de fission. L'énergie nucléaire contenue dans des noyaux fissibles (uranium, plutonium etc.) est libérée suite à une réaction de fission, ainsi que lors de la décroissance radioactive des produits de fissions résultants. L'énergie nucléaire est alors convertie en énergie cinétique répartie entre les différentes particules produites, puis en grande partie transférée au milieu sous forme d'énergie thermique au cours de la décélération de ces particules. Cette énergie thermique dégagée est utilisée comme source chaude d'un cycle thermodynamique, ce qui permet sa conversion en travail mécanique. Celui-ci est ensuite transmis à un alternateur qui le transforme en énergie électrique (Fig. 1.4), générant un courant électrique triphasé de très haute tension. Le rendement obtenu, c'est à dire le rapport de la puissance électrique fournie sur la puissance thermique générée est typiquement de 33 %.

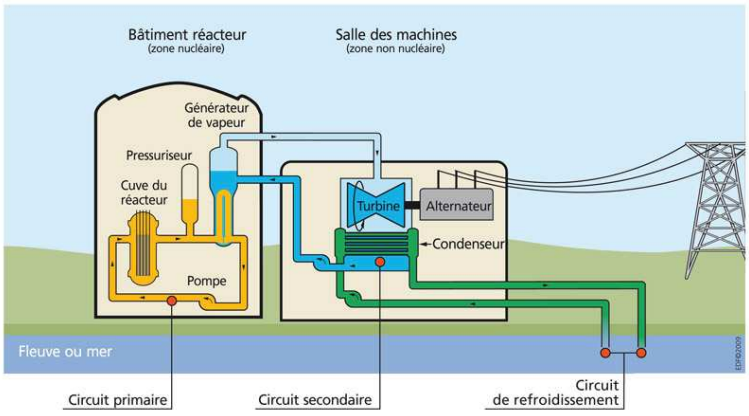


FIGURE 1.4 – Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire. Issu du site internet de l'IRSN (https ://www.irsn.fr).

Ce principe de conversion de l'énergie thermique en électricité est le même pour toutes les centrales thermiques, dont les centrales à charbon, au fioul et au gaz. La conversion d'un travail mécanique en électricité via un alternateur est également utilisée dans les éoliennes et les barrages hydroélectrique. La spécificité d'une centrale nucléaire provient donc uniquement de sa source chaude alimentée par l'énergie nucléaire : le réacteur nucléaire.

1.2.2 Le réacteur nucléaire et la neutronique

Introduction du flux de neutrons

La quasi totalité des réactions nucléaires dans un réacteur, et particulièrement les fissions à l'origine de l'énergie dégagée, sont dues à l'interaction d'un neutron avec un noyau atomique. Dans un réacteur, les neutrons sont présents au sein du combustible et de toute matière environnante et interagissent potentiellement avec tous les noyaux présents. Les caractéristiques de cet ensemble de neutrons sont sa densité, c'est à dire le nombre de neutrons par unité de volume, et leurs vitesses, qui est plus souvent exprimée par l'énergie cinétique associée.

Le flux neutronique $\Phi_n(r, E)$, exprimé en $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, est la densité de neutrons d'énergie cinétique E dans le voisinage d'un point r, multipliée par leur vitesse. Le nombre de réactions par seconde est directement le produit du flux neutronique Φ_n, du nombre N de noyaux affectés par la réaction et de la section efficace σ de la réaction (eq. 1.1). La section efficace est une grandeur caractéristique de chaque réaction (cf. partie 1.4).

$$Nreac = \Phi_n N \sigma \tag{1.1}$$

Équilibre des neutrons

Pour maintenir la puissance dégagée par le réacteur, qui est principalement due au nombre de fissions par seconde, il faut stabiliser le flux neutronique. Les neutrons présents dans un réacteur nucléaire sont eux-même majoritairement issus de fissions nucléaires. Ces réactions peuvent être entretenues car une fission, initiée par un neutron, conduit à l'émission de plusieurs neutrons dont un peut provoquer une nouvelle fission et entretenir la réaction en chaîne. Supposons pour simplifier qu'il n'y ait que deux types de réactions dans un réacteur ; les fissions, qui produisent chacune un nombre moyen ν de neutrons, et les captures qui font disparaître les neutrons. A un instant donné, il y a X_i neutrons dans le réacteur. Ces X_i neutrons interagissent dans le milieu, F provoquent des fissions et C sont capturés et les autres quittent le réacteur. L'ensemble de ces réactions conduit à la formation d'une nouvelle génération X_{i+1} constituée de νF neutrons. On peut alors définir le coefficient de multiplication des neutrons k_{eff} (eq. 1.2).

$$k_{eff} = \frac{X_{i+1}}{X_i} = \frac{\nu F}{F + C + fuites} \tag{1.2}$$

Le nombre de neutrons, et donc de fissions, augmente, diminue ou stagne selon que k_{eff} est supérieur, inférieur ou égal à 1. k_{eff} peut être exprimé dans des cas moins simplifiés, mais ses propriétés restent les mêmes. Contrôler la variation de k_{eff} permet donc de contrôler la puissance du réacteur. C'est le paramètre fondamental de la physique des réacteurs. Une autre grandeur couramment utilisée est la réactivité ρ, définie par $\rho = \frac{k_{eff}-1}{k_{eff}}$.

Cinétique des neutrons : durées mises en jeu

Le k_{eff} permet de déterminer la variation de la population de neutrons entre deux générations, mais ne renseigne pas sur le rythme auquel se succèdent celles-ci. Une fission est un événement quasi instantané, d'une durée de l'ordre de 10^{-17} s [20], qui entraîne l'émission de neutrons et de deux fragments de fissions. Les neutrons émis au cours de la fission sont appelés neutrons

prompts. Ils provoquent alors rapidement de nouvelles réactions jusqu'à leur absorption, qui peut être ou non une fission. La durée τ_v entre l'émission du neutron et son absorption est en moyenne de 10^{-7} s dans un réacteur à neutrons rapides, et de 10^{-6} à 10^{-5} s pour un réacteur à neutrons modérés. Les neutrons retardés sont indirectement émis suite à une fission. Il arrive qu'un des fragments de fission émette un neutron suite à une décroissance par radioactivité bêta. Les fragments de fission ayant cette propriété sont nommés précurseurs. Le temps moyen entre la fission et l'émission du neutrons retardés est égal au temps de vie moyen de son précurseur. Pour l'uranium-235, le temps de vie moyen τ_d d'un neutron retardé est de 11,31 s, et la fraction de neutrons retardés β de 0,679 % sur l'ensemble des neutrons émis par fission.

Une fois ces termes posés, on peut calculer la variation du nombre N de neutrons et N_{prec} de précurseurs dans le réacteur en utilisant un modèle simplifié constitué des équations 1.3 et 1.4.

$$\frac{dN}{dt} = (k_{eff}(1-\beta)-1)N/\tau_v + N_{prec}/\tau_d \tag{1.3}$$

$$\frac{dN_{prec}}{dt} = k_{eff}\beta * N/\tau_v - N_{prec}/\tau_d \tag{1.4}$$

La solution de cette équation différentielle linéaire couplée est une somme de deux exponentielles, dont les constantes de temps ω sont obtenues par l'équation de Nordheim (1.5).

$$\rho = \frac{\omega k_{eff}}{\tau_v} + \frac{\beta\omega}{\omega + 1/\tau_d} \tag{1.5}$$

En supposant $\rho << \beta$, on obtient l'équation 1.6.

$$N(t) = N(t=0)\frac{\beta}{\beta-\rho}\exp\left(\frac{\rho}{\beta-\rho}\frac{t}{\tau_d}\right) - N(t=0)\frac{\rho}{\beta-\rho} * exp(-(\beta-\rho)\frac{t}{\tau_v}) \tag{1.6}$$

L'évolution du nombre de neutrons suit une dynamique très différente suivant que la réactivité ρ est supérieure ou inférieure à la fraction β de neutrons retardés.

Si $\rho << \beta$, le deuxième terme de l'équation 1.6 s'annule rapidement, provoquant une variation brusque, dans un temps de l'ordre de τ_v, soit quelques μs, mais limité du flux neutronique. Celui-ci est alors donné par le premier terme qui exprime une variation exponentielle avec une constante de temps bien supérieure à la seconde. Une réactivité ρ de 10 pcm permet un doublement du flux neutronique en 10 minutes, ce qui est suffisamment lent pour permettre le contrôle du réacteur.

Pour $\rho > \beta$, on entre en criticité prompte, c'est à dire que le nombre de neutrons augmente même sans la contribution des neutrons retardés. Concrètement, la constante de temps de l'exponentielle devient très faible, et le flux neutronique est démultiplié en un temps très court, moins de quelques secondes. Le nombre de fission et la puissance thermique dégagée augmentent de même provoquant à terme la destruction du réacteur si la réactivité n'est pas diminuée.

Dans les modèles plus réalistes utilisés dans l'étude des réacteurs, on utilise la fraction de neutrons retardés effective β_{eff}. Elle tient compte de la présence de plusieurs isotopes fissibles, ayant chacun une fraction de neutrons retardés β différente, et de l'énergie différente des neutrons retardés, en moyenne plus faible que celle des neutrons prompts. La conséquence reste la même, il ne faut en aucun cas que la réactivité ne dépasse ou même s'approche de la valeur de la fraction de neutrons retardés β_{eff}. C'est cet impératif, ainsi que son utilisation pour calculer la vitesse

de variation du flux dans le réacteur qui rend la fraction de neutrons retardés β_{eff} si importante.

Dépendance du k_{eff}

Le contrôle de la puissance du réacteur s'opère par la modification du k_{eff}. Pour l'augmenter, il faut diminuer les captures stériles ou la fuite des neutrons. Dans la majorité des réacteurs en opération, cela est réalisé à l'aide de barres de contrôle contenant un matériau absorbeur de neutrons (alliage Argent-Indium-Cadmium, ou carbure de bore, par exemple). Ces barres sont insérées ou retirées du cœur du réacteur suivant que l'on souhaite absorber plus ou moins de neutrons. Une autre procédure utilisée est de varier la concentration de bore (absorbeur de neutrons) dissous dans le circuit de refroidissement primaire La température influe aussi sur le k_{eff}, ce qui est particulièrement important du point de vue de la sécurité. Le principal effet d'une augmentation de température sur la population de neutrons est l'élargissement Doppler des résonances des sections efficaces (absorption, fission, etc.) qui entraine une augmentation du taux de réaction. La sécurité exige qu'une hausse de température induise toujours une baisse de la réactivité. En effet, le système est alors auto-régulé. Une augmentation de la réactivité entraîne une hausse de température suite à la hausse de la puissance thermique dégagée, ce qui entraine en retour une diminution de la réactivité et maintient l'équilibre du système.

Évolution isotopique dans le réacteur

Les neutrons présents dans le réacteur interagissent avec tous les noyaux atomiques présents. Ces interactions peuvent modifier la nature du noyau affecté. Par exemple la fission d'un noyau d'uranium-235 le scinde en deux noyaux, qui sont nommés produits de fission. Les deux nouveaux noyaux n'ont pas les mêmes propriétés d'interaction avec les neutrons que le noyau d'uranium-235 initial. C'est pourquoi l'évolution de la composition isotopique affecte les paramètres du réacteur tel que k_{eff} et β_{eff}. Les noyaux produits par ces réactions sont pour la plupart radioactifs et changent aussi de nature par décroissance radioactive. La chaleur dégagée par ces décroissances radioactives est non négligeable et est responsable d'une puissance résiduelle après l'arrêt de toutes réactions nucléaires dans le réacteur. C'est elle qui est responsable de la nécessité de refroidir les réacteurs pendant plusieurs jours après leur arrêt. Ceux de ces noyaux radioactifs qui ont une période suffisante, sont encore présents en quantité significative après leur déchargement du réacteur. Ils constituent les déchets nucléaires. Cette modification isotopique est d'autant plus élevée que le flux neutronique est important, en particulier pour la consommation de noyaux fissiles dans le combustible. C'est une des raisons pour laquelle la répartition spatiale du flux neutronique est importante.

Cycle normal d'opération d'un réacteur

Le cycle d'opération normal d'un réacteur peut être, pour simplifier, divisé en quatre phases. Au départ, le réacteur est à l'arrêt. k_{eff} est largement inférieur à 1 pour qu'aucune réaction en chaîne ne s'initie. La puissance est nulle et le réacteur est à la température ambiante. Ensuite, après avoir chargé le réacteur en combustible neuf, on démarre le réacteur en augmentant k_{eff} au dessus de 1, tout en veillant à ce que la réactivité ρ reste faible devant β_{eff} pour que la

réaction ne s'emballe pas. Cela est accompli en retirant graduellement des barres de contrôle du réacteur. Pendant cette phase, le flux de neutrons et la puissance augmentent exponentiellement ; ils sont stabilisés en ramenant le k_{eff} à 1. La température augmente jusqu'à l'équilibre entre la puissance thermique dégagée dans le réacteur et la chaleur évacuée vers le circuit secondaire. Dans la troisième phase, le réacteur fournit une puissance constante. La fission continue des noyaux fissiles dans le réacteur en diminue le nombre, bien que cette baisse soit en partie compensée par les noyaux fissiles issus de capture neutronique sur les noyaux fertiles (le plutonium-239 issu de l'uranium-238 pour le combustible uranium). Des éléments absorbants sont retirés au fur et à mesure pour maintenir la réaction en chaîne malgré cette diminution. Quand, après environ une année, la quantité de matière fissile devient insuffisante pour maintenir la réaction en chaîne, on procède à la quatrième phase : l'arrêt du réacteur. Les barres de commande sont réinsérées dans le réacteur ramenant le k_{eff} à une valeur très inférieure à l'unité. Immédiatement après l'arrêt de la réaction en chaîne, la puissance résiduelle issue de la décroissance des isotopes radioactifs produits représente environ 6 % de la puissance en opération. Au bout d'une semaine, la puissance résiduelle s'est abaissée à environ 0,34 % de la puissance d'opération du fait de la disparition des radioisotopes à vie très courte. On procède alors au remplacement d'une partie du combustible du réacteur, en général un tiers ou un quart, avant de procéder à son redémarrage pour un nouveau cycle d'opération.

1.3 Simulations neutroniques

Le calcul précis des grandeurs présentées dans la section précédente (k_{eff}, β_{eff},...) nécessite des modèles plus complexes que les calculs simplifiés donnés en exemple. Ce calcul n'est donc possible qu'à l'aide de simulations informatiques. Dans cette section sont présentées les équations modélisant le comportement des neutrons dans un réacteur. Ensuite, les méthodes de calculs utilisées pour déterminer les paramètres réacteurs, ainsi que leurs avantages respectifs et leurs limites sont exposés.

1.3.1 Évolution de la population de neutrons

La population des neutrons est décrite par l'équation de Boltzmann (eq. 1.7). Cette équation est inspirée de la théorie cinétique des gaz. Le flux neutronique est considéré comme un gaz de neutrons qui interagit avec les noyaux atomiques. L'évolution de la population de neutrons s'obtient par le bilan de la production et de la disparition des neutrons dans un volume infinitésimal de l'espace des phases. C'est une équation différentielle qui décrit l'évolution du flux neutronique en utilisant :

— L'agencement géométrique des différents matériaux du système étudié.
— La composition isotopique de ces matériaux et leur densité atomique.
— Les sections efficaces de réaction des neutrons avec les isotopes présents.
— La température dans le réacteur.

Cette équation est généralement résolue en régime permanent ce qui élimine la dépendance en temps.

$$\left(\frac{1}{v(E)}\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\mathbf{\Omega}}\cdot\nabla + \Sigma_t(\mathbf{r},E,t)\right)\psi(\mathbf{r},E,\hat{\mathbf{\Omega}},t) =$$
$$\frac{\chi_p(E)}{4\pi}\int_0^\infty dE'\nu_p\left(E'\right)\Sigma_f\left(\mathbf{r},E',t\right)\phi\left(\mathbf{r},E',t\right) + \sum_{i=1}^{N}\frac{\chi_{di}(E)}{4\pi}\lambda_i C_i(\mathbf{r},t) + \tag{1.7}$$
$$\int_{4\pi}d\Omega'\int_0^\infty dE'\,\Sigma_s(\mathbf{r},E'\to E,\hat{\mathbf{\Omega}}'\to\hat{\mathbf{\Omega}},t)\psi(\mathbf{r},E',\hat{\mathbf{\Omega}}',t) + s(\mathbf{r},E,\hat{\mathbf{\Omega}},t)$$

— $v(E)$ la vitesse du neutron,
— $\hat{\Omega}$ le vecteur-direction du neutron,
— $\Sigma_t(\mathbf{r},E,t)$ la section efficace macroscopique totale,
— $\psi(\mathbf{r},E,\hat{\mathbf{\Omega}},t)$ le flux différentiel de neutron,
— $\chi_p(E)$ la distribution en énergie des neutrons prompts de fission,
— $\nu_p(E')$ le nombre moyen de neutrons prompts par fission,
— $\Sigma_f(\mathbf{r},E',t)$ la section efficace macroscopique de fission,
— $\phi(\mathbf{r},E',t)$ le flux de neutrons, N le nombre de groupes de neutrons retardés utilisés,
— $\chi_{di}(E)$ la distribution en énergie des neutrons retardés du groupe i,
— λ_i la constante de temps du groupe i de neutrons retardés,
— $C_i(\mathbf{r},t)$ la concentration de précurseurs du groupe i,
— $\Sigma_s(\mathbf{r},E'\to E,\hat{\mathbf{\Omega}}'\to\hat{\mathbf{\Omega}},t)$ la section efficace macroscopique de diffusion,
— $s(\mathbf{r},E,\hat{\mathbf{\Omega}},t)$ un terme source de neutrons.

La résolution de cette équation différentielle en tenant compte de tous les détails est un problème difficile même avec la puissance de calcul actuelle. L'utilisation d'approximations permet cependant de résoudre cette équation.

1.3.2 Méthodes déterministes et Monte Carlo

Il existe deux grandes familles d'algorithmes pour résoudre l'équation de Boltzmann : les méthodes Monte Carlo et déterministes. Les deux ont des avantages et des défauts qui les rendent complémentaires.

Les méthodes Monte Carlo consistent à suivre le parcours aléatoire de nombreux neutrons dans le réacteur en échantillonnant leurs probabilités d'interaction dans le milieu à l'aide des informations sur les matériaux du réacteur et sur sa géométrie. Les sections efficaces de chaque matériau, compilées dans une bibliothèque correspondante, sont utilisées pour calculer les probabilités. Le calcul procède en plusieurs générations. Les neutrons de la génération suivante sont émis depuis les fissions effectuées au cours de la génération actuelle. Le k_{eff} est obtenu à chaque génération par sa définition dans l'équation 1.2. La distribution des neutrons s'approche à chaque génération de la solution de l'équation de transport. Les moyennes du parcours de ces neutrons permettent d'obtenir les paramètres de fonctionnement du réacteur. La précision de cette méthode Monte Carlo est d'autant plus forte qu'un grand nombre de parcours est calculé. Ce nombre devant être très important pour certains calculs, ces méthodes nécessitent alors soit une grande puissance soit un long temps de calcul. Certaines applications, telle que le calcul

d'évolution cœur entier, sont impossibles à réaliser dans un temps raisonnable en utilisant un code Monte Carlo du fait des ressources nécessaires ainsi que de la convergence spatiale du flux de neutrons. Cependant, le traitement de l'énergie des neutrons est quasiment continu dans ces méthodes et peu d'approximations sont introduites.

Les méthodes déterministes simulent les réacteurs en deux étapes. Elles divisent l'espace des phases en plusieurs groupes d'énergies, et en un maillage de la géométrie. D'abord des codes "réseaux" sont utilisés pour obtenir des sections efficaces macroscopiques, multigroupes sur les différentes mailles qui composent un réacteur, en tenant compte des effets d'autoprotection [21]. Ensuite, un code "cœur" est utilisé pour simuler le réacteur entier à partir de ces éléments. Ces méthodes sont plus rapides que les méthodes Monte Carlo, mais elles nécessitent plusieurs approximations. La principale est la condensation en groupe de l'énergie des neutrons et l'homogénéisation des cellules dans le code réseau. Cependant, c'est la seule méthode capable d'effectuer des calculs 3D de cœur en évolution. Le couplage à d'autres physiques, comme la mécanique des fluides et la thermique, est également plus aisé.

1.3.3 Biais et incertitudes présents dans la simulation

Les sources d'erreurs et de biais interviennent dans les simulations à plusieurs niveaux. D'abord, la géométrie simulée, ainsi que la composition des matériaux, ne correspondent pas toujours à la réalité. Cela peut être volontaire pour simplifier le calcul, auquel cas il faut être sûr que les conséquences sont négligeables, ou cela peut venir d'une mauvaise connaissance du système étudié (e.g. présence d'impureté dans les matériaux). Une deuxième source d'erreurs provient des approximations et limites des méthodes de calculs, par exemple l'incertitude statistique des codes Monte Carlo ou la mise en groupes des sections efficaces dans les codes déterministes. Une dernière source d'erreur provient des données nucléaires utilisées. Les données nucléaires figurent parmi les sources d'incertitudes les plus importantes pour plusieurs applications dans le domaine neutronique [22] [23] [24].

1.4 Les données nucléaires et leur évaluation

Les données nucléaires utilisées pour les simulations doivent être les plus précises et complètes possibles, tout en restant exploitables numériquement. Il faut pour cela constituer des bases de données numériques optimisées qui utilisent au mieux la connaissance actuelle sur ces données nucléaires. Dans cette section, on présente d'abord les différentes observables nécessaires pour la simulation des réacteurs, puis plusieurs bases de données nucléaires évaluées et la façon dont elles sont constituées.

1.4.1 Physique nucléaire dans les réacteurs

Les réactions nucléaires

Les réactions ayant lieu dans un réacteur nucléaire consistent en l'interaction de neutrons avec le noyau atomique, comme mentionné dans la section 1.2. Les principales réactions possibles sont :

— La fission : le noyau se divise en deux (rarement trois) avec émission de neutrons, uniquement pour les noyaux lourds (actinides)
— La diffusion élastique et inélastique : Le neutron diffuse sur le noyau atomique. Si celui-ci demeure dans son état fondamental, elle est élastique ; si il est laissé dans un état excité, c'est une diffusion inélastique.
— La capture radiative : Le neutron est absorbé par le noyau, qui se désexcite par émission de rayonnement gamma.
— L'émission de particules chargées (proton, alpha...) : Le neutron est absorbée par le noyau qui émet ensuite une particule chargée. Ces réactions entraînant la disparition du neutron, elles sont considérées comme des absorptions pour la neutronique.
— Les réactions (n,xn) : x neutrons sont émis suite à la réaction. Ces réactions nécessitent d'exciter le noyau cible au-delà de l'énergie de séparation des neutrons et présentent donc un seuil.

Les quantités nécessaires à la simulation de ces réactions dans les réacteurs sont leurs sections efficaces, des quantités homogènes à une surface et exprimées en barn (1 barn = 10^{-24} cm^2) ; et la distribution en angle et en énergie des produits de réactions. Ces quantités sont spécifiques à chaque isotope, et dépendantes de l'énergie cinétique du neutron incident.

Une section efficace détermine la probabilité d'une réaction avec un noyau. Sa valeur est dépendante de l'énergie des particules incidentes, qui sont ici des neutrons. Plus une section efficace est élevée, plus le parcours moyen avant interaction est faible. Elles interviennent dans l'équation de Boltzmann, et sont donc nécessaires pour le calcul du flux de neutrons et des taux de réactions.

Les distributions angulaires et en énergie des neutrons produits sont nécessaires pour la résolution de l'équation de transport des neutrons, tandis que l'énergie des particules chargées et des photons contribue lors de son dépôt dans le milieu à la puissance thermique dégagée. La nature des noyaux produits par les différentes réactions régit l'évolution isotopique, et donc la production d'isotopes radioactifs.

Les décroissances radioactives

En supplément des données nucléaires de réaction (sections efficaces et distribution des produits de réaction), d'autres données nucléaires sont nécessaires pour suivre l'évolution du combustible et prendre en compte les neutrons retardés. Ce sont les données sur la décroissance radioactive des isotopes présents (temps de demi-vie, énergie libérée, intensité relative des rayonnements émis). Pour le calcul des neutrons retardés, les propriétés de décroissance des précurseurs de neutrons retardés (produits de fissions subissant une décroissance β^-n ou β^-2n) sont importantes. Le calcul de la puissance résiduelle d'un réacteur après un arrêt ou la radioactivité des déchets nucléaires nécessitent aussi une bonne connaissance de ces données de décroissances.

1.4.2 Base de données nucléaires et évaluation

Les données nucléaires de réaction sont rassemblées dans des bases de données pour être accessibles aisément par la communauté scientifique. Par exemple, pour les données expérimentales, la base de données EXFOR [25] regroupe une grande partie des résultats d'expériences en

physique nucléaire. Les bibliothèques de données nucléaires utilisées dans les simulations numériques doivent être complètes et de la meilleure précision possible. Elles sont obtenues suite à un procédé nommé évaluation.

Processus d'évaluation

Les applications des données nucléaires nécessitent une base de données complète et la plus précise possible. On dispose de modèles théoriques des réactions et des résultats de mesures plus ou moins précises et nombreuses. Le processus d'évaluation consiste à tirer le meilleur parti de ces différentes informations et de les combiner pour en déduire une valeur recommandée. Le format des bases de données nucléaires de réaction est uniformisé à l'échelle mondiale, avec le format ENDF [26]. Cependant, il existe plusieurs groupes d'évaluateurs, qui utilisent des méthodes différentes et produisent donc des bases de données nucléaires différentes.

Bases de données nucléaires

Les principales bases de données nucléaires évaluées sont ENDF/B (Etats-Unis), JEFF (OCDE/AEN), JENDL (Japon) et BROND (Russie). Ces bases de données sont régulièrement mises à jour pour intégrer les dernières mesures effectuées ou les avancées des modèles. Elles sont obtenues par des équipes différentes et peuvent donc montrer des différences. Par exemple, il existe des différences importantes de plus de 10 % dans les évaluations de la section efficace de la réaction (n,2n) sur le thorium-232, tracées pour différentes bases de données sur la figure 1.5.

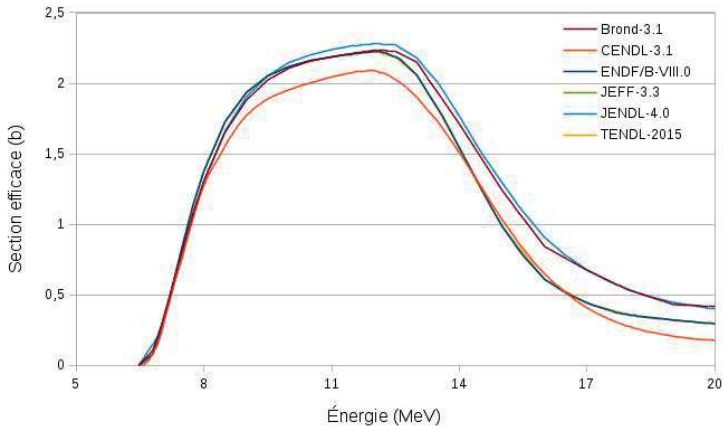


FIGURE 1.5 – Section efficace de la réaction (n,2n) sur ^{232}Th pour différentes évaluations.

Une autre base de données importante est TENDL (Talys Evaluated Nuclear Data Library). Elle est fondée principalement sur les résultats de calcul du code de réaction Talys. Son point fort est d'utiliser une méthode reproductible et de constituer une base de données complète. En particulier, elle inclut systématiquement les covariances et peut fournir un ensemble d'évaluations aléatoires des données nucléaires d'un isotope corespondant à ces covariances. De 2008 à 2014, elle était produite par NRG Petten (Pays-bas), et depuis 2015 elle est développée principalement à PSI (Suisse) et à l'AIEA.

Les incertitudes estimées dans les bases de données et a fortiori leurs corrélations ont longtemps été peu considérées [28]. Pour répondre aux exigences accrues de propagation des incerti-

tudes, les évaluateurs ont récemment mis davantage d'efforts dans la production des incertitudes et la fourniture des matrices de covariances.

Ces bases de données permettent d'obtenir une précision suffisante dans de nombreux cas, particulièrement pour les systèmes critiques d'uranium pour lesquels de nombreuses mesures ont été réalisées. Cependant, leur précision reste insuffisante pour certaines applications (conception et optimisation de réacteurs innovants, cycle de combustible avancé...) [23]. Il est alors nécessaire d'utiliser de nouvelles mesures, ou de nouveaux modèles, pour produire une évaluation plus précise.

1.5 Mesures de données nucléaires

La mesure est un élément primordial dans l'obtention des données nucléaires. Les modèles théoriques actuels n'ont pas un pouvoir prédictif important sur plusieurs d'entre elles (fission, résonances, sections efficaces...). Ils sont ajustés sur les mesures disponibles pour atteindre une précision relativement bonne. Dans cette section sont présentées les deux principales catégories de mesures en physique nucléaire : les expériences intégrales et microscopiques. Ensuite, on présente les précisions typiques atteintes par les mesures. L'importance des covariances est soulignée.

1.5.1 Mesures intégrales et microscopiques

Les expériences sur les réactions nucléaires peuvent être divisées en deux catégories. D'une part, les expériences intégrales consistent à mesurer des grandeurs macroscopiques, par exemple la mesure de réactivité de sphères d'actinides métalliques, ou de l'activation d'un échantillon. Ces expériences ne permettent pas d'isoler une section efficace pour une énergie incidente donnée, et les quantités mesurées sont souvent affectées par plusieurs données nucléaires qui peuvent se compenser. Cependant, ces mesures imposent des contraintes fortes sur les bases de données évaluées. Ces dernières doivent être en mesure de reproduire les résultats de l'expérience intégrale via la simulation de l'expérience. D'autre part, les expériences microscopiques consistent en la mesure des observables nucléaires, comme par exemple une section efficace ou une distribution angulaire, par la détection individuelle des produits de la réaction étudiée (photons, neutrons, ions,...). La détermination de l'énergie des neutrons incidents, par la méthode du temps de vol ou l'emploi de faisceau mono-énergétique, permet d'obtenir la dépendance en énergie.

1.5.2 Incertitudes et standards

Les incertitudes atteintes par les expériences permettent de bien rendre compte de la difficulté et du travail nécessaire pour améliorer la précision expérimentale des sections efficaces. Les standards des sections efficaces induites par neutrons sont les plus précisément déterminées. La plupart des mesures de section efficace sont normalisées à l'un de ces standards. Les standards désignés par l'AIEA sont H(n,n), ^{3}He(n,p), ^{6}Li(n,t), ^{nat}C(n,n), ^{10}B(n,α), ^{10}B(n,α_1), ^{197}Au(n,γ), ^{235}U(n,f) et ^{238}U(n,f). Une nouvelle évaluation de ces standards par Carlson et al. a été publiée en 2018 [27]. Ces standards sont utilisés pour différentes gammes d'énergies. ^{3}He(n,p), ^{6}Li(n,t), ^{nat}C(n,n), ^{10}B(n,α) et ^{10}B(n,α_1) sont utilisés pour de basses énergies (En $<$ 1 MeV) et H(n,n), ^{235}U(n,f) et ^{238}U(n,f) pour de hautes énergies (jusqu'à 20 MeV pour H, 200 MeV pour ^{235,238}U).

L'incertitude relative sur ces standards peut atteindre 0,35 % (à 1 MeV pour H(n,n)), mais est généralement de 1 %, et atteint 5 % aux très hautes énergies (En > 100 MeV). La difficulté de la mesure d'un standard est qu'elle doit d'une part être indépendante de toute section efficace ou relative à un autre standard, d'autre part très précise. Comme les mesures de sections efficaces sont généralement mesurées vis à vis d'un standard, la précision sur ce standard limite celle de la mesure. En reprenant l'équation 1.1, on détermine le nombre de neutrons incidents Φ_n à l'aide d'une section efficace standard σ_{stand}, du nombre de noyaux exposés au faisceau N_{stand} et du nombre de réaction standard $N_{reac,stand}$, tel que présenté dans l'équation 1.8.

$$\Phi_n = \frac{N_{reac}}{N_{stand}\sigma_{stand}} \tag{1.8}$$

On peut alors remplacer le flux de neutrons par cette valeur pour la mesure d'une autre section efficace σ_{reac} à l'aide d'une cible constituée de N_{cible} noyaux et du nombre de réaction N_{reac}(equation 1.9).

$$\sigma_{reac} = \frac{N_{reac}}{\Phi_n N_{cible}} = \frac{N_{reac}/N_{reac,stand}}{N_{cible}/N_{stand}}\sigma_{stand} \tag{1.9}$$

La section efficace obtenue est donc proportionnelle au standard vis à vis duquel elle est mesurée. La propagation des incertitudes implique que l'incertitude relative sur la mesure ne peut pas être inférieure à celle sur le standard utilisé. Les autres termes contribuent également à l'incertitude totale. C'est pourquoi il est nécessaire pour obtenir une grande précision de connaître précisément la quantité de matière exposée au faisceau, la réponse des détecteurs et leurs efficacités, ainsi que d'accumuler le maximum de statistique sur le nombre de détection. Du fait de ces différents termes, l'incertitude sur les sections efficaces mesurées sont généralement de plusieurs pourcents et dépasse parfois 10 %. Les sources d'incertitudes sont diverses, et ont une importance variable en fonction du dispositif expérimental utilisé pour une mesure donnée. Elles doivent être évaluées spécifiquement pour chaque dispositif de mesure, voire à chaque acquisition de données.

1.5.3 Covariances des résultats

Ces dernières années, la demande d'un traitement plus rigoureux des incertitudes ainsi que leur renseignement, et notamment l'inclusion des covariances, est de plus en plus forte. Ceci aussi bien pour les évaluateurs que les théoriciens et les expérimentateurs [29]. En effet, la propagation des incertitudes peut donner des résultats très différents selon que les corrélations entre les différents termes sont prises en compte ou non. L'équation 1.10 est l'équation de propagation des incertitudes sur les variables x_i vers la fonction k en utilisant un développement limité au premier ordre. Les termes de corrélation apparaissent au premier ordre au même titre que les incertitudes sur les variables.

$$Var(k) = \sum_i \left(\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)^2 Var(x_i) + \sum_{i\neq j} \frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial k}{\partial x_i} Cov(x_i, x_j) \tag{1.10}$$

Les ignorer revient à ignorer des sources d'incertitudes, elles ne peuvent l'être que si elles ont été démontrées négligeables. De la même façon, il est aussi nécessaire de prendre en compte les corrélations quand on utilise des variables corrélées, par exemple pour calculer la moyenne

pondérée de différentes mesures corrélées de façon optimale. Dans ce cadre, les expérimentateurs sont encouragés à calculer et à fournir les corrélations avec leurs résultats [30] [31] [32], et à présenter la méthode utilisée pour les obtenir. Plusieurs méthodes sont possibles pour estimer et tenir compte des covariances. La méthode utilisée au cours de la thèse sera présentée dans le chapitre 3.

Chapitre 2

Études de sensibilité et propagation d'incertitudes

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'impact sur les paramètres réacteurs de l'incertitude sur les sections efficaces des principaux isotopes du cycle du thorium : ^{232}Th et ^{233}U. D'abord, on présente l'état de l'art des travaux de propagation de l'incertitude issue des données nucléaires dans les simulations neutroniques. Ensuite, les objectifs visés dans notre travail et les méthodes choisies sont présentés ainsi que les résultats obtenus. Une première estimation des gains de précision nécessaires sur les données nucléaires des nucléides ^{232}Th et ^{233}U pour atteindre les objectifs de précision des simulations est avancée.

2.1 État de l'art sur la quantification d'incertitude des calculs neutroniques

Au début de l'ère nucléaire, les données nucléaires étaient en partie inconnues a priori et étaient découvertes au cours de l'opération des réacteurs. Par exemple, la forte section efficace de capture du xénon-135 a été découverte au cours de l'opération d'un des premiers réacteurs, à Hanford au début des années 40 [33]. La simulation des dispositifs nucléaires a pris de l'essor avec l'arrivée des ordinateurs et la constitution d'un ensemble suffisant de données nucléaires. Les simulations visent alors à donner un ordre de grandeur des phénomènes et sont accompagnées de marges de sécurité importantes. La quantification des incertitudes a pris de l'importance dans les années 1980 quand les organes de régulation s'y sont intéressés [34] pour les études de sûreté. De plus, la disponibilité de simulations plus fiables permettrait d'optimiser les marges de sécurité coûteuses.

La propagation des incertitudes dans un calcul aussi complexe que la simulation neutronique n'est pas une tâche facile. La première méthode utilisée pour la propagation des incertitudes était celle des perturbations [35] [36], laquelle permet de quantifier l'effet d'une petite perturbation du système sur les paramètres calculés. Elle nécessite l'obtention du flux de neutrons adjoint, qui est la solution du problème adjoint de l'équation de Boltzmann, et elle est principalement utilisée dans des codes déterministes, par exemple ERANOS [37]. En effet, le calcul du flux adjoint par les méthodes stochastiques est complexe à mettre en œuvre, une exception est le code KENO inclus

dans SCALE [38]. Cette méthode peut aussi être utilisée pour calculer les profils de sensibilités en plus de l'effet de la perturbation. Les sensibilités doivent ensuite être couplées aux covariances pour obtenir une incertitude propagée. C'était jusqu'aux années 2000 la principale méthode de propagation d'incertitude utilisée.

Depuis, une nouvelle méthode "Total Monte Carlo" (TMC) [39] a été développée grâce à l'augmentation de la puissance de calcul disponible. Cette méthode consiste à effectuer de nombreuses fois le même calcul en utilisant des données nucléaires aléatoires différentes, dont la dispersion recoupe les incertitudes évaluées. La distribution de probabilité des paramètres calculés permet d'extraire l'incertitude en utilisant les différents moments statistiques. Cette méthode permet également de s'affranchir des hypothèses de développement limité dans la propagation de l'erreur. Malgré le perfectionnement de méthodes plus rapides, tel que "Fast Total Monte Carlo" [40] ou "Fast GRS" [41], elle reste assez consommatrice en temps de calcul, et ne permet pas aisément de quantifier les sensibilités.

Dernièrement, l'introduction de nouveaux algorithmes de calcul des sensibilités dans les codes Monte Carlo (en 2013 pour MCNP [42] et TRIPOLI [43], 2015 pour SERPENT [44], 2016 pour SCALE [45]) ont permis le calcul des sensibilités continûment en énergie. Ceci représente une avancée sur les codes déterministes à plusieurs groupes d'énergie.

Ces études ont permis d'établir plusieurs résultats. D'abord, les incertitudes issues des sections efficaces évaluées sont a priori trop élevées pour permettre des prédictions aussi précises que souhaitées pour plusieurs paramètres de physique des réacteurs [46]. Une option permettant de compenser ceci est d'ajuster les données à l'aide des résultats de benchmark (cas-test), ce qui permet d'obtenir des estimations plus précises. Des incertitudes cibles sur les données nucléaires pour pallier ces manques ont aussi été obtenues. Elles peuvent faire l'objet de requêtes transmises à l'AEN, et sont accessibles via la "High Priority Request List" [47].

L'utilisation des sensibilités pour la propagation des incertitudes nécessite de disposer non seulement des incertitudes, mais aussi des covariances. Ceci nécessite donc des matrices de covariances appropriées dans les bases de données évaluées. L'évaluation des matrices de covariances était encore très limitée au début des années 2000, mais elle a depuis gagné en rigueur [48]. Des matrices de covariances sont maintenant inclues dans toutes les principales bases de données nucléaires (ENDF/B, JEFF, JENDL...).

2.2 Méthodologie

Cette section décrit en détail les méthodes utilisées pour l'étude de sensibilités et de propagation d'incertitudes. Toutes les incertitudes utilisées sont données à 1 σ. On présente d'abord les simulations définies par : les systèmes critiques choisis, les données nucléaires dont les incertitudes sont propagées, et enfin les paramètres caractéristiques des systèmes dont l'incertitude est évaluée. La deuxième partie présente les méthodes utilisées pour réaliser l'étude : Total Monte Carlo d'une part et le calcul des sensibilités continûment en énergie à l'aide de codes Monte Carlo d'autre part. On présente aussi les logiciels de transport Monte Carlo SERPENT et MCNP utilisés pour les deux méthodes.

2.2.1 Simulations effectuées

Systèmes critiques étudiés

Cette étude de l'impact de l'incertitude sur les sections efficaces de ^{232}Th et ^{233}U est placée dans le cadre de mesures de la section efficace inélastique pour les actinides présentée dans les chapitres 3 et 4. Il a semblé logique d'observer le comportement de système à spectre de neutrons rapides où l'importance relative de cette réaction est supposée supérieure. Cependant, pour être plus complet, le premier système étudié a un spectre de neutrons thermique (lent). Les calculs effectués correspondent au début de cycle, il n'y a pas de produit de fission dans la composition, et l'évolution du combustible n'est pas prise en compte. La matière fissile utilisée dans chacun de ces cas est toujours un oxyde combiné de thorium-232 et d'uranium-233, noté par la suite Th/UO_2. La part en uranium-233 est variable suivant les cas.

L'étude a donc été menée sur trois systèmes critiques : un assemblage infini de combustible, une sphère de combustible et un réacteur à neutrons rapides réaliste. Les spectres de neutrons ces trois systèmes sont présentés sur la figure 2.1.

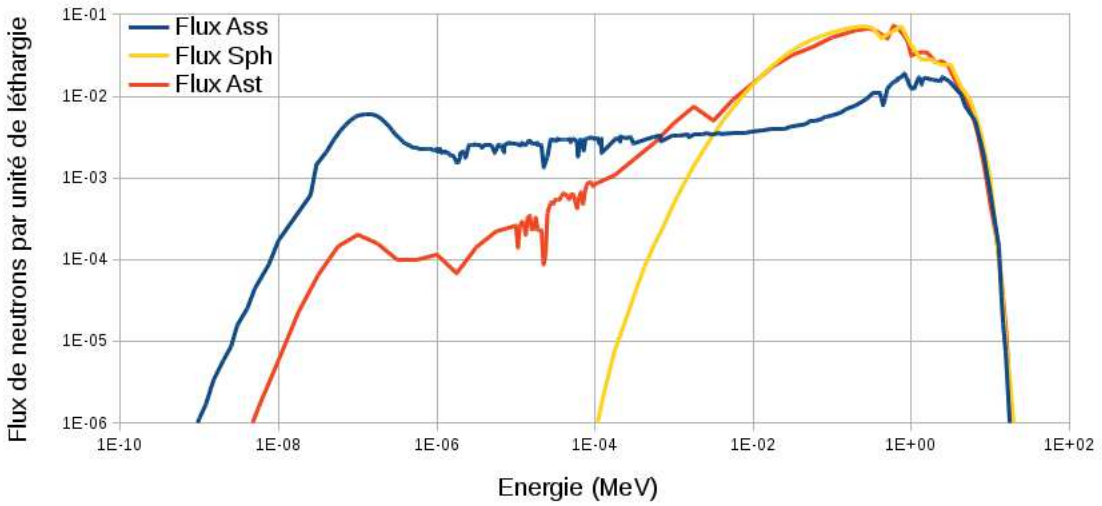


FIGURE 2.1 – Spectre en énergie des neutrons dans les trois systèmes étudiés.

Le premier système étudié est un assemblage de barre de combustible Th/UO_2 à 3,5 % d'uranium-233, représenté sur la figure 2.2. Les gaines de zirconium, en blanc, contiennent le combustible Th/UO_2, en bleu ciel. L'ensemble est plongé dans de l'eau légère, représentée en vert-bleu. Les tubes plus larges accueillent les barres de contrôles, qui sont ici en position relevée, hors de l'assemblage. Les dimensions et la disposition des tubes sont identiques à celles des assemblages combustibles des REP français. Les conditions limites périodiques correspondent à la simulation d'un assemblage infini. Ces conditions sont proches de celles au centre de l'assemblage des réacteurs à eau pressurisée où l'effet des bords est faible. Du fait de la présence d'eau, un modérateur de neutrons, le spectre des neutrons est thermique (en bleu sur la figure 2.1). Ce système est intéressant du fait de l'usage courant des réacteurs à eau pour la production d'électricité. Les résultats obtenus pour ce système critique nous renseignent sur de possibles difficultés pour l'inclusion de combustible à base de thorium dans ces réacteurs.

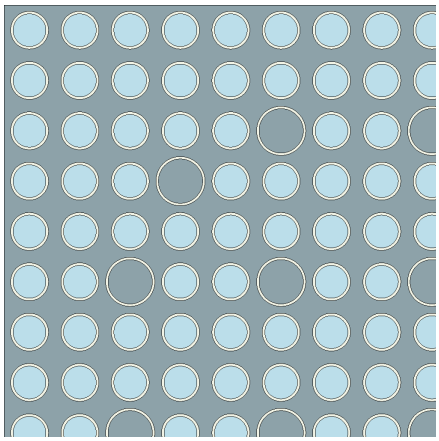
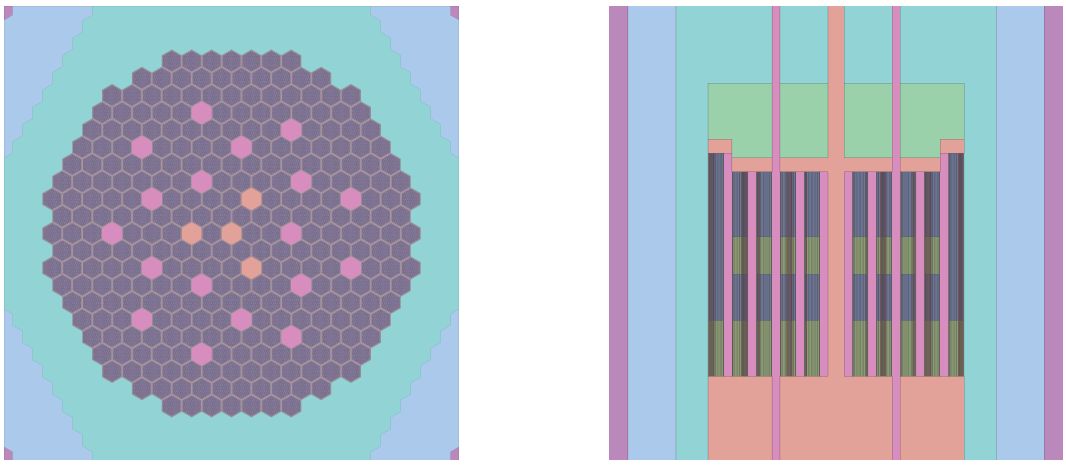


FIGURE 2.2 – Représentation d'un quart de l'assemblage combustible, les conditions limites aux bords sont périodiques.

Le deuxième système est une sphère homogène de Th/UO_2 à 10 % d'uranium-233. Elle n'est pas entourée d'un réflecteur, les neutrons quittant la sphère sont donc perdus. La simplicité de ce système permet de facilement interpréter les phénomènes à l'œuvre. Du fait de l'absence de modérateur, le spectre des neutrons est rapide (en jaune sur la figure 2.1). On peut donc s'en servir comme un modèle très grossier pour jauger l'importance des différentes réactions dans un réacteur à neutrons rapides. Le diamètre a été ajusté pour obtenir un k_{eff} proche de l'unité.

Le troisième système étudié est un réacteur rapide à caloporteur sodium. Il est inspiré de l'agencement CFV-v1 du cœur ASTRID [49]. Il a été modifié pour remplacer son combustible par le combustible Th/UO_2 à 20 % d'uranium-233. L'étude de ce système permet de raffiner les résultats obtenus sur spectre rapide avec la sphère en étudiant un réacteur de conception vraisemblable. Le spectre en énergie des neutrons (en orange sur la figure 2.1) a une faible composante de neutrons lents. Des coupes radiales et longitudinales du cœur sont présentées sur la figure 2.3.



(a) Section radiale du cœur de type ASTRID. (b) Section longitudinale du cœur de type ASTRID.

FIGURE 2.3 – Géométrie du réacteur de type ASTRID.

La géométrie hexagonale est bien visible sur la coupe radiale. Les sous assemblages de combustible sont violets. Les hexagones magenta sont les emplacement des barres de contrôles. Elles

sont ici retirées, les emplacements sont donc remplis de sodium liquide. Le cœur est entouré d'un réflecteur en acier et d'une protection neutronique latérale en carbure de bore, en cyan et bleu-gris sur la figure 2.3.

L'agencement du combustible est hétérogène. Dans la section longitudinale, les parties en vert sont des couches fertiles contenant uniquement de l'oxyde de thorium, tandis que le violet est le combustible Th/UO_2 à 20 % d'uranium-233. Il y a deux zones fertile, une à la base du réacteur et une au milieu. Un espace rempli de sodium liquide, le plenum, est aménagé au dessus de l'assemblage (en vert sur la figure 2.3). Ceci permet de maximiser les fuites de neutrons en cas de vidange, et donc d'obtenir un coefficient de vide négatif. L'arrêt du réacteur est donc assuré en cas de fuite du réfrigérant sodium.

L'étude de ce système est plus complexe que celles des précédents, mais elle est plus réaliste, et donc fournit des résultats plus significatifs.

Les données nucléaires étudiées et les évaluations utilisées

Les bibliothèques de données nucléaires qui ont été utilisées au cours de ce travail sont JEFF-3.2 et JEFF-3.3, ENDF/B-7.1 et TENDL-2013. On utilise les valeurs recommandées pour les simulations et les covariances associées pour la propagation des incertitudes. TENDL-2013 a été choisie du fait de la disponibilité de deux groupes de 300 évaluations aléatoires, utilisées pour la méthode TMC, à la fois pour le thorium-232 et l'uranium-233. Ces bibliothèques au format ENDF sont traitées à l'aide du logiciel NJOY pour obtenir les fichiers ACE utilisés par les codes Monte Carlo MCNP et SERPENT présentés plus bas. Le format ACE est plus adapté au calcul que le format ENDF, et le traitement NJOY permet d'inclure les effets de la température tels que l'élargissement Doppler.

On a choisi d'étudier la sensibilité de plusieurs paramètres vis à vis de toutes les sections efficaces de réactions des neutrons avec le thorium-232 et l'uranium-233. Les sensibilités aux sections efficaces de l'oxygène-16, présent dans le combustible, ainsi que celles du sodium-23 pour le cœur de type ASTRID, ont aussi été calculées. Les sections efficaces des réactions les plus importantes pour cette étude sont tracées sur la figure 2.4.

Paramètres étudiés

Les paramètres pour lesquels les incertitudes ont été propagées sont les suivants.

Pour la sphère, on observe trois paramètres : le facteur k_{eff}, la fraction β_{eff} et la distribution spatiale du flux de neutrons caractérisée par le rapport, nommé ζ_{rad}, du flux au centre de la sphère sur celui à la périphérie de la sphère.

Pour l'assemblage infini, seul le facteur k_{eff} et la fraction β_{eff} ont été considérés, la distribution spatiale du flux étant très uniforme du fait des conditions limites périodiques. Dans cette configuration le k_{eff} est noté k_{inf} pour infini.

Pour le cœur de type ASTRID modifié, on s'intéresse à trois paramètres : le facteur k_{eff}, la fraction β_{eff} et la distribution spatiale du flux de neutrons. Cette dernière est variable dans l'axe du réacteur, en partie pour assurer un coefficient de vidage négatif, ce qui le stabilise en cas de fuite du fluide de refroidissement sodium. On caractérise cette distribution spatiale par le rapport ζ_{ax} entre le flux dans la zone fissile supérieure et celui dans la zone fissile inférieure.

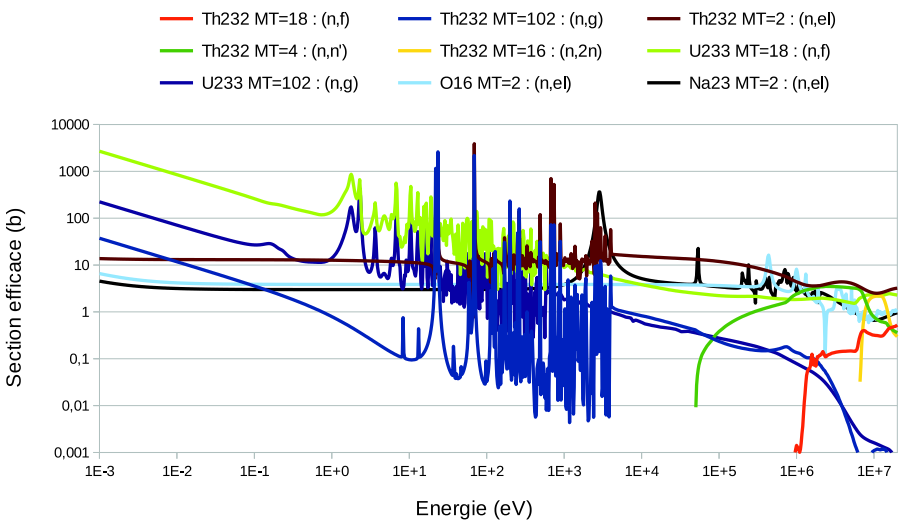


FIGURE 2.4 – Sections efficaces des plus importantes réactions étudiées, reprises de JEFF-3.3.

Le facteur k_{eff} est, comme cela a été mentionné dans le chapitre 1, le paramètre le plus important de la physique des réacteurs, car il gouverne l'équilibre de la population des neutrons. Il est donc primordial de pouvoir l'obtenir avec une précision suffisante pour pouvoir ajuster les réserves de réactivité nécessaire au démarrage et à l'arrêt du réacteur, ainsi que son maintien en opération au cours de l'évolution. On s'attend à ce qu'il soit sensible à la section efficace de fission et au nombre moyen de neutrons par fission ν, qui impactent directement la production de neutrons, et aux réactions d'absorption de neutrons, principalement la capture radiative pour ^{232}Th et ^{233}U.

La fraction β_{eff} est aussi importante. Son incertitude devrait venir en priorité des paramètres de neutrons retardés, plus exactement les rendements de fission des différents nucléides précurseurs des neutrons retardés ainsi que de leurs données de décroissance, dont l'incertitude n'est pas propagé dans notre travail. Cependant, la fraction β_{eff} est modifiée par la compétition entre différents isotopes fissibles (ici ^{232}Th :β=2,03% et ^{233}U :β=0,268%), l'énergie des neutrons à l'origine des fissions, et la différence d'importance entre neutrons retardés et neutrons prompts. Ces trois effets dépendent du flux de neutrons et donc des différentes sections efficaces. Il est plus difficile de prévoir quelles sections efficaces seront importantes, mais on s'attend à ce que la fission du ^{232}Th ait une importance, au moins pour les spectres rapides.

Les effets des sections efficaces sur la distribution spatiale du flux de neutrons ont été étudiés car il a été constaté que la section efficace de diffusion inélastique influe sur la distribution radiale de flux pour de grands réacteurs modérés à l'eau [50] [51]. La sphère et le cœur de type ASTRID, pour lesquelles la distribution de flux a été étudiée, ont un spectre rapide, contrairement au cas de l'étude citée. L'influence de cette différence est examinée. Le principal effet d'une différence de flux en deux points d'un réacteur est de modifier l'importance des barres de contrôle. Elle affecte aussi le taux de combustion du combustible qui est proportionnel au flux de neutrons. Un combustible exposé à un flux deux fois plus intense est usé deux fois plus vite, ceci a un impact important sur l'évolution des caractéristiques du réacteur au cours de l'opération et la composition des différents combustibles en fin d'opération. On s'attend à une influence des

sections efficaces de diffusion, et en particulier de l'inélastique.

2.2.2 Outils utilisés

Les systèmes étudiés, les données nucléaires dont on propage les incertitudes et les paramètres dont on calcule l'incertitude étant choisis, on précise maintenant les méthodes utilisées pour atteindre notre objectif. La première partie présente les deux principales méthodes utilisées : Total Monte Carlo (TMC) d'une part, et le couplage des sensibilitées calculées continûment en énergie par des codes Monte Carlo et des covariances issues des bibliothèques de données nucléaires d'autre part (cette méthode est nommée dans la suite "méthode SENS"). La deuxième partie présente les codes de calcul Monte Carlo utilisés : SERPENT et MCNP.

Méthodes de propagation d'incertitudes utilisées

L'objectif est d'obtenir l'influence induite par l'incertitude des données nucléaires, plus particulièrement des sections efficaces, sur les paramètres calculés lors de la simulation.

Dans la méthode TMC, la simulation du système étudié est réalisée plusieurs fois en utilisant plusieurs évaluations des données nucléaires dont on souhaite propager l'incertitude. La dispersion des évaluations utilisées est représentative de leur incertitude. La distribution de probabilité des paramètres obtenus correspond alors à la propagation de l'incertitude des données choisies. Pour notre étude, nous n'avons pas utilisé les méthodes rapides "Fast TMC" [40] et "Fast GRS" [41] pour éviter un maximum d'approximation. Par conséquent, la durée des simulations a été prolongée pour obtenir une incertitude statistique faible. Les évaluations aléatoires utilisées proviennent de la base de données TENDL-2013 [52]. On utilise deux lots distincts, un lot de 300 échantillons pour le thorium-232 et un autre lot de 300 pour l'uranium-233. Les sections efficaces de chaque lot sont issues d'un calcul effectué à l'aide du code de réaction nucléaire TALYS [53] dont les paramètres de modèle nucléaire ont été modifiés pour chaque échantillon. Ici, la méthode TMC est uniquement utilisée pour la validation de la méthode SENS en comparant les résultats obtenus dans le cas du système critique de l'assemblage infini.

La méthode SENS utilise, comme son nom l'indique, les sensibilités des paramètres aux différentes données nucléaires considérées. Une sensibilité $S_R(x)$ est le rapport de la variation relative d'un paramètre R (k_{eff}, β_{eff}, etc.), et de la variation relative d'une variable d'entrée x qui l'a provoquée, par exemple une section efficace (eq. 2.1).

$$S_R(x) = \frac{\delta R/R}{\delta x/x} = \frac{\partial R}{\partial x}\frac{x}{R} \tag{2.1}$$

Les sensibilités $S_R(\mathbf{x})$ d'une paramètre R à un vecteur de variables $\mathbf{x}$ peuvent être utilisée pour propager les incertitudes de $\mathbf{x}$ à R, en utilisant l'équation matricielle 2.2, où $V_r(R)$ est la variance relative du paramètre R, et $C_r(\mathbf{x})$ est la matrice de covariance relative des variables $\mathbf{x}$.

$$V_r(R) = S_R^T(\mathbf{x})C_r(\mathbf{x})S_R(\mathbf{x}) \tag{2.2}$$

En remplaçant dans l'équation 2.2 les sensibilités par leur définition de l'équation 2.1, on

retrouve la formule de propagation des incertitudes en approximation linéaire (eq. 2.3).

$$\frac{var(R)}{R^2} = \sum_{x_i}\sum_{x_j} \frac{\partial R}{\partial x_i}\frac{x_i}{R}\frac{cov(x_i,x_j)}{x_i x_j}\frac{\partial R}{\partial x_j}\frac{x_j}{R} \implies var(R) = \sum_{x_i}\sum_{x_j} \frac{\partial R}{\partial x_i} cov(x_i,x_j) \frac{\partial R}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Pour la comparaison avec la méthode TMC, il est nécessaire d'utiliser les mêmes covariances pour les deux méthodes. Les matrices de covariances sont alors directement calculées à partir de la distribution des sections efficaces des évaluations aléatoires utilisées pour la méthode TMC.

Par la suite, on utilise les covariances de JEFF-3.3 pour 238 groupes d'énergie pour la propagation des incertitudes. Les sensibilités sont calculées à l'aide de la fonction KSEN de MCNP6.2 et la fonction SENS de SERPENT2.29.

Les deux méthodes sont récapitulées sur la figure 2.5.

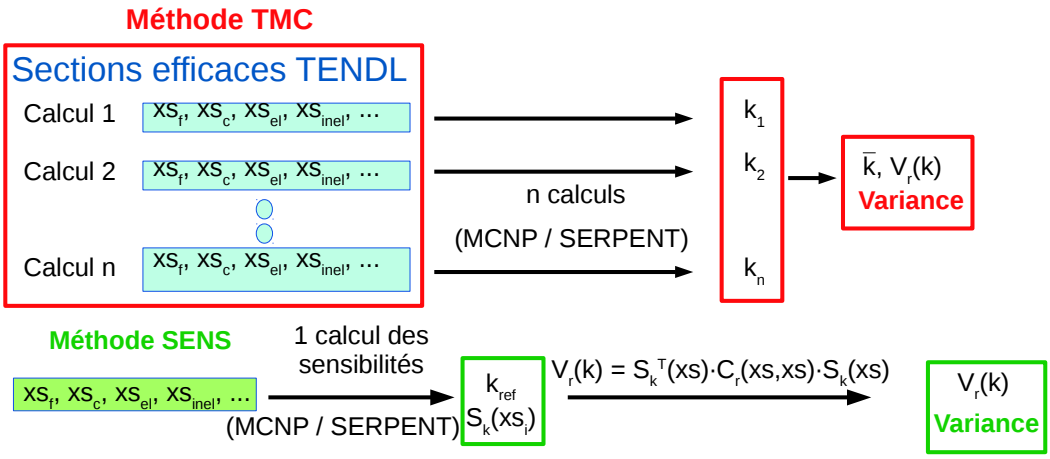


FIGURE 2.5 – Représentation graphique des méthodes TMC et SENS.

Codes de transport utilisés

Les codes MCNP6 et SERPENT2 ont été utilisés pour cette étude. MCNP est un logiciel développé au Los Alamos National Laboratory depuis les années 1970, tandis que SERPENT est développé par le VTT Technical Research Centre of Finland, Ltd depuis 2004. Tous deux sont des codes Monte Carlo capables de résoudre l'équation de transport des neutrons. L'utilisation de deux codes permet de se prémunir d'éventuelles erreurs systématiques spécifiques à un des codes. Cependant, les fonctionnalités disponibles sur ces codes ne sont pas identiques et certains résultats ne peuvent donc pas être comparés. Notamment, MCNP6 ne permet que le calcul des sensibilités du facteur k_{eff}, alors que SERPENT2 permet leur calcul pour d'autres observables, dont la fraction β_{eff} ou le rapport de fonctions linéaires du flux de neutrons (taux de réaction, flux).

Calcul des matrices de covariances

Pour la comparaison entre les méthodes TMC et SENS, les matrices de covariances doivent être calculées de façon à garantir l'équivalence entre les deux problèmes. Ces matrices de covariances doivent être combinées avec les sensibilités calculées par un produit matriciel 2.2. Elles

doivent donc être de même dimension. Cette dimension est le nombre de groupes d'énergies pour lesquels sensibilités et covariances sont calculées. Afin d'obtenir une description précise des phénomènes, les sensibilités ont été calculées pour 17900 groupes d'énergie de 0,1 meV à 20 MeV, ce qui forme un maillage extrêmement fin. Cependant, on peut obtenir les sensibilités pour une grille d'énergie plus grossière en réunissant plusieurs groupes d'énergie. La sensibilité pour une réunion de plusieurs groupes d'énergies est alors la somme des sensibilités pour chacun de ces groupes.

$$cov_r(x,y) = \frac{1}{N-1}\sum_{n=1}^{N}\frac{(x(n)-\bar{x})(y(n)-\bar{y})}{\bar{x}\bar{y}} \tag{2.4}$$

La matrice de covariance relative pour deux sections efficaces est calculée à l'aide de la définition statistique de la covariance (équation 2.4). Ici, N est égal à 300, le nombre d'évaluations utilisées, $x(n)$ et $y(n)$ sont les valeurs des sections efficaces x et y pour l'évaluation n, et $\bar{x}$ et $\bar{y}$ sont les moyennes de ces sections efficaces sur toutes les évaluations. Cet échantillonnage sur un nombre fini d'évaluation introduit une erreur statistique sur la valeur moyenne et les covariances originales. Cependant, avec cette méthode, les matrices de covariances utilisées dans la méthode SENS correspondent par définition aux covariances des évaluations aléatoires.

Les sections efficaces pondérées par le flux de neutrons sont calculées. Pour les 17900 groupes d'énergie g_E, le flux de neutrons $\Phi(g_E)$ et le taux de réaction $R(g_E)$ sont obtenus lors de la simulation Monte Carlo. La section efficace pondérée est calculée pour toute réunion G_E de groupes d'énergie g_E par l'équation 2.5.

$$x(G_E) = \frac{\sum_{g\in G} R(g_E)}{\sum \Phi(g_E)} \tag{2.5}$$

Ces sections efficaces peuvent ensuite être utilisées dans le calcul de la covariance. La covariance peut être calculée entre deux sections efficaces de la même réaction à des énergies différentes, mais aussi pour deux réactions différentes. On peut donc à partir des sensibilités calculées, du flux et des taux de réactions pour chacune des 300 évaluations du thorium-232 et de l'uranium-233 propager les incertitudes pour un choix arbitraire de réunions des groupes d'énergies initiaux.

L'utilisation de toutes les réactions sur les 17900 groupes initiaux nécessite le calcul de plus de 10^{10} termes, ce qui peut être une source d'erreur. Pour simplifier le calcul, on ne considère que les réactions les plus sensibles, qui sont la capture et la fission. La covariance entre ces deux réactions est aussi prise en compte. De plus les groupes d'énergies sont réunis en blocs pour diminuer encore le nombre de termes.

La matrice de corrélation obtenue avec 895 groupes d'énergie pour la fission de l'uranium-233 est tracée sur la figure 2.6. Ces 895 groupes sont un compromis entre la finesse de la matrice et l'espace de stockage numérique nécessaire à son tracé (le stockage de 17900 fois 17900 nombres flottants nécessite environ 1 Go de mémoire). On observe une forte corrélation pour des énergies inférieures à 1 eV, ce qui a un impact majeur sur la propagation d'incertitude.

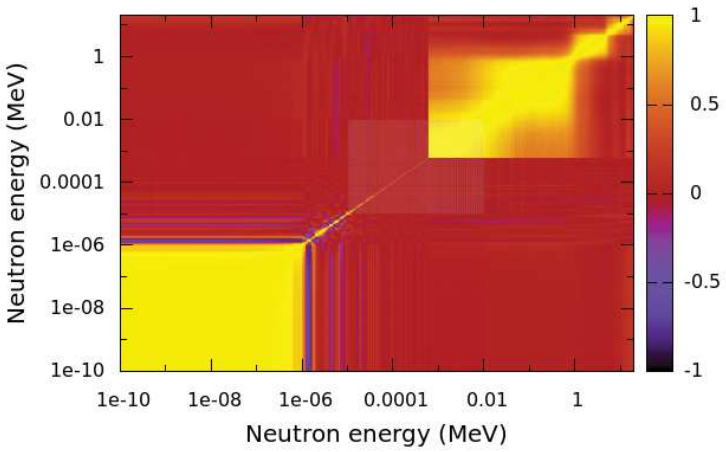


FIGURE 2.6 – Matrice de corrélation obtenue pour la section efficace de fission de l'uranium-233.

2.3 Vérification et validation

2.3.1 Comparaison MCNP et SERPENT

MCNP et SERPENT suivent des approches légèrement différentes dans le détail de leur programmation. MCNP ne peut calculer que les sensibilités du facteur k_{eff}, contrairement à SERPENT.

Pour les deux codes utilisés, la géométrie de l'assemblage est identique de même que les bibliothèques de données nucléaires utilisées, préalablement traitées par NJOY.

Les deux codes donnent des résultats similaires aux incertitudes statistiques près, excepté pour le calcul de la sensibilité du k_{eff} à la section efficace de fission du thorium-232 avec ENDF/B-7.1 et JEFF-3.2. Pour les bases de données ENDF/B-7.1 et JEFF-3.2, MCNP obtient une sensibilité négative de -0.0074 %/% et SERPENT une sensibilité positive de 0.0056 %/% Cependant, en utilisant la base de donnée TENDL, MCNP est en accord avec SERPENT et on obtient alors une sensibilité positive similaire. La sensibilité négative obtenue par MCNP dans le premier cas est aberrante, on suppose que la sensibilité positive est le résultat correct. L'hypothèse privilégiée pour expliquer la différence est l'apparition d'une erreur de calcul lors de l'usage combiné de MCNP6 et des fichiers ACE compilés à partir de ENDF/B-7.1 et JEFF-3.2. La cause exacte n'a cependant pas pu être déterminée.

2.3.2 Comparaison des méthodes TMC et SENS

On compare la capacité des deux méthodes à propager les incertitudes. Les calculs les plus simplifiés de la méthode de sensibilité, utilisant trop peu de groupes d'énergie pour la sensibilité ne permettent pas d'obtenir un résultat semblable à celui de la méthode Total Monte Carlo. En effet, la sensibilité sur un groupe d'énergie est calculée pour donner l'effet d'une variation relative uniforme de la section efficace sur ce groupe d'énergie. Or les incertitudes relatives des sections efficaces sont ici d'amplitude très variable selon l'énergie et en partie décorrélées. La

sensibilité uniforme est donc peu adaptée pour propager ces incertitudes. On doit donc utiliser plusieurs groupes en énergies pour pouvoir traiter ces incertitudes variables et prendre en compte les corrélations des sections efficaces entre ces différents groupes d'énergie.

La convergence de l'incertitude sur le facteur k_{eff}, propagée en utilisant les sensibilités calculées par MCNP2 pour un nombre de groupes d'énergie de plus en plus important, est présentée sur la figure 2.7. Les cas du thorium-232 et de l'uranium-233 sont représentés avec une échelle différente. On observe une convergence vers la valeur obtenue avec la méthode Total Monte Carlo représentée par une ligne droite.

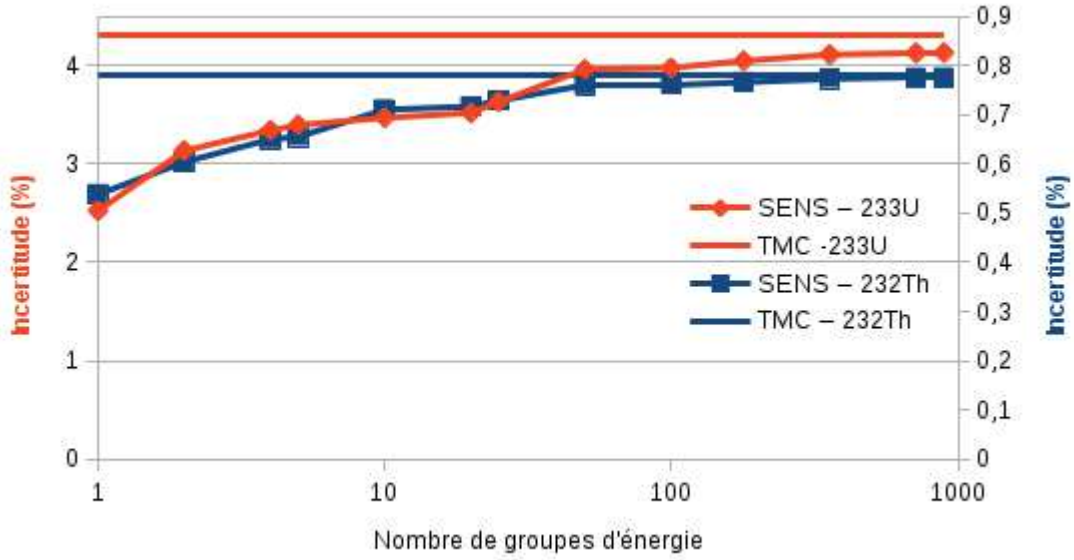


FIGURE 2.7 – Incertitude propagée en fonction du nombre de groupes d'énergie utilisé pour le calcul des sensibilités.

Pour un maillage suffisamment fin des groupes d'énergie, les incertitudes obtenues pour le facteur k_{eff} par la méthode TMC et la méthode des sensibilités sont similaires. Ici, les incertitudes propagées par la méthode SENS convergent à moins de 5 % de la valeur obtenue par la méthode TMC en utilisant un découpage de plus de 50 groupes d'énergies. La différence résiduelle peut provenir de l'approximation de linéarité de la méthode SENS.

La durée des calculs est aussi une différence importante entre les deux méthodes. La méthode TMC a nécessité 600 calculs de 8 h (300 pour chaque isotope), tandis que la méthode SENS n'a nécessité qu'un calcul de 48 h soit cent fois moins. Cependant, l'utilisation d'une méthode rapide telle que "fast TMC" permettrait de réduire le temps de calcul de la méthode TMC. D'autre part, la méthode SENS demande plus de mémoire vive pour le calcul des sensibilités.

2.4 Résultats et discussion

Après cette vérification, les résultats présentés par la suite sont obtenus par la méthode SENS en utilisant le code SERPENT. La méthode SENS permet de déduire facilement les améliorations nécessaires des données nucléaires pour atteindre une précision cible. SERPENT est préféré à MCNP car il permet de calculer les sensibilités pour d'autres paramètres que le facteur k_{eff}.

On a interprété les sensibilités obtenues du point de vue de la physique des réacteurs. L'incertitude sur les paramètres propagés à partir des covariances de JEFF-3.3 est présentée pour chaque système étudié. Les conséquences de ces incertitudes sont discutées en lien avec les objectifs de précision sur les paramètres. Enfin, des améliorations de la précision des sections efficaces permettant le respect des cibles d'incertitude sont suggérées s'il y a lieu.

2.4.1 Assemblage infini

Discussion des sensibilités obtenues

Pour l'assemblage infini, les sensibilités du k_{inf} et du β_{eff} aux sections efficaces de réaction du ^{232}Th, de l'^{233}U et de l'^{16}O ont été étudiées. Les sensibilités intégrales obtenues sont rassemblées dans le tableau 2.1. Les incertitudes statistiques sur les sensibilités calculées sont faibles pour les réactions importantes. Une sensibilité intégrale correspond à une variation uniforme de la section efficace pour toutes les énergies. On constate que les réactions qui ont le plus d'influence sont pour le k_{inf} la capture du thorium-232 avec une sensibilité de -0,295 %/% et la fission de l'uranium-233 avec une sensibilité de 0,366 %/%. Ce résultat est naturel, car une section efficace de fission plus importante augmente le nombre de fission et donc le nombre de neutrons produits, tandis qu'une section efficace de capture plus importante augmente l'absorption des neutrons et diminue leur nombre.

Section efficace	Sens. k_{inf} (%/%)	Sens. β_{eff} (%/%)
Th-fiss	5,60E-3	6,65E-2
Th-cap	-2,95E-1	2,39E-2
Th-el	8,20E-3	-4,20E-3
Th-inl	-1,00E-3	-1,21E-2
Th-nxn	1,40E-3	-2,70E-3
U3-fiss	3,66E-1	-3,27E-2
U3-cap	-7,56E-2	7,10E-3
U3-el	-2,00E-4	-5,80E-3
U3-inl	1,40E-5	-2,00E-4
Ox-cap	-3,30E-3	3,10E-3
Ox-el	-8,00E-3	-6,80E-3
Ox-inl	-2,00E-4	-5,00E-4

TABLE 2.1 – Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{inf} et β_{eff} dans l'assemblage infini.

Pour le rapport β_{eff}, la sensibilité aux sections efficaces est globalement plus faible. Cependant, les sensibilités principales de ce paramètre sont la fission du thorium-232, avec 0,0665 %/% et la fission de l'uranium-233 avec -0,0327 %/%. Pour comprendre ce résultat, il faut savoir que la fraction de neutrons retardés est beaucoup plus importante pour la fission du thorium-232 (β=2,03%) que pour celle de l'uranium-233 (β=0,268%). Augmenter la section efficace de fission du thorium-232 élève donc la part du thorium-232 dans l'ensemble des fissions et donc la fraction de neutrons retardés effective β_{eff}. Inversement augmenter la part des fissions de l'uranium-233 diminue la fration des neutrons retardés.

La variation en fonction de l'énergie des sensibilités les plus importantes du facteur k_{inf} et de la fraction β_{eff} est illustrée dans les figures 2.8 et 2.9 respectivement. Pour le facteur

k_{inf}, les sensibilités sont plus importantes pour les énergies thermiques entre 1 meV et 1 eV. C'est une conséquence directe de la modération des neutrons par l'eau légère de l'assemblage qui ralentit les neutrons. La sensibilité à la capture du thorium-232 est également importante aux énergies épithermiques. Pour la fraction β_{eff}, les sensibilités sont plus importantes pour des énergies supérieures à 1 MeV. Comme expliqué précédemment, augmenter la fission du thorium-232 élève la fraction de neutrons retardés effective β_{eff}. De plus, la diffusion inélastique diminue fortement l'énergie des neutrons. Celle-ci peut alors être trop faible pour permettre la fission du thorium-232, ce qui diminue ses chances de produire des neutrons retardés.

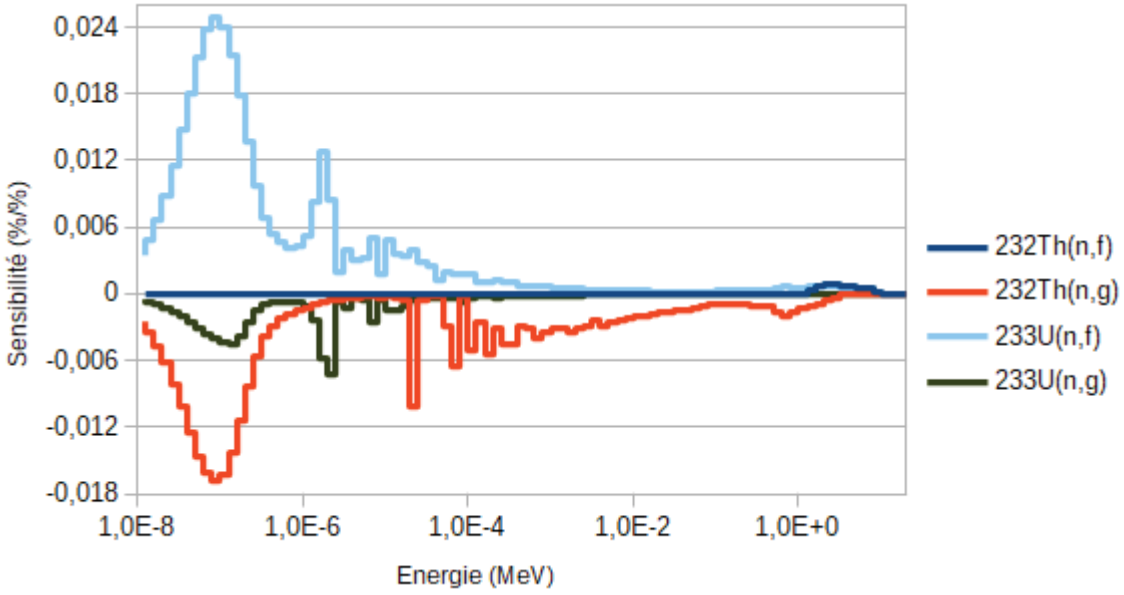


FIGURE 2.8 – Sensibilités du facteur k_{inf} en fonction de l'énergie du neutron pour l'assemblage infini.

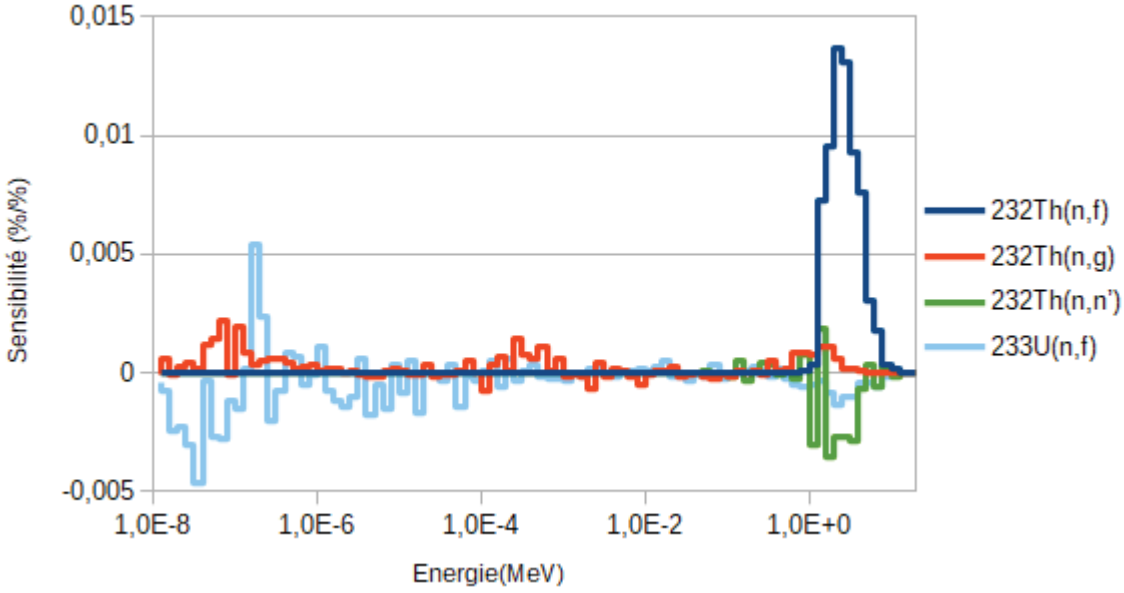


FIGURE 2.9 – Sensibilités de la fraction β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour l'assemblage infini.

Incertitude sur les paramètres calculés

En combinant les sensibilités obtenues avec les incertitudes relatives sur les sections efficaces de JEFF-3.3, on obtient les incertitudes propagées du tableau 2.2. Ces incertitudes sont particulièrement faibles. L'incertitude sur la fraction de neutron retardés est bien inférieure aux objectifs de 5 %. Cependant, d'autres données nucléaires non prises en compte, telles que les paramètres de neutrons retardés, sont beaucoup plus influents sur la fraction β_{eff}. L'incertitude sur le facteur k_{inf} est inférieure à l'objectif de 0,5 % de la référence [54], il n'est donc pas nécessaire d'améliorer la précision des données dans ce cas précis. La part des différentes sections efficaces de réaction étudiées dans la variance totale est indiquée dans le tableau 2.3.

Base de données	$k_{inf} \pm \Delta k_{inf}$	$\beta_{eff}(pcm) \pm \Delta\beta_{eff}$
JEFF-3.3	1,37 ± 0,49 %	323 ± 0,22 %

TABLE 2.2 – Incertitudes relatives obtenues pour k_{inf} et β_{eff} dans l'assemblage infini.

Section efficace	Part var. k_{eff} (%)	Part var. β_{eff} (%)
Th-fiss	0,1	56,3
Th-cap	56,0	1,8
Th-el	0,4	0,6
Th-inl	0,0	24,1
Th-n2n	0,0	0,4
U3-fiss	26,9	1,1
U3-cap	14,7	0,6
U3-el	0,0	6,8
U3-inl	0,0	0,0
Ox-cap	1,8	7,8
Ox-el	0,0	0,1
Ox-inl	0,0	0,3

TABLE 2.3 – Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff} et β_{eff} pour l'assemblage infini.

2.4.2 Géométrie sphérique

Discussion des sensibilités obtenues

Pour la géométrie sphérique, les sensibilités du k_{eff}, du β_{eff} ainsi que du rapport ζ_{rad} aux sections efficaces de réaction du ^{232}Th, de l'^{233}U et de l'^{16}O ont été étudiées. On rappelle que ζ_{rad} est le rapport du flux de neutrons au centre de la sphère sur le flux à la périphérie. Les sensibilités intégrales obtenues sont rassemblées dans le tableau 2.4. On constate que les réactions qui ont le plus d'influence sur le facteur k_{eff} sont la capture du thorium-232 avec une sensibilité de -0,333 %/% et la fission de l'uranium-233 avec une sensibilité de 0,616 %/%. Le raisonnement expliquant l'influence de ces deux réactions est la même que pour l'assemblage infini.

Section efficace	Sens. k_{eff} (%/%)	Sens. β_{eff} (%/%)	Sens. ζ_{rad} (%/%)
Th-fiss	2,78E-2	1,97E-1	-1,00E-3
Th-cap	-3,33E-1	-1,10E-3	3,18E-2
Th-el	5,51E-2	-7,35E-2	-1,31E-1
Th-inl	-1,84E-2	-1,25E-1	-1,13E-1
Th-nxn	1,80E-3	-3,10E-3	-1,50E-3
U3-fiss	6,16E-1	-1,29E-1	1,39E-2
U3-cap	-3,50E-2	-3,10E-3	3,20E-3
U3-el	4,30E-3	-3,04E-2	-1,38E-2
U3-inl	-1,10E-3	-3,10E-3	-6,80E-3
Ox-cap	-4,70E-3	3,50E-3	-1,30E-3
Ox-el	1,66E-2	2,80E-3	-1,78E-1
Ox-inl	-7,00E-4	4,00E-4	-6,00E-4

TABLE 2.4 – Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{rad} dans la géométrie sphérique.

Pour la fraction β_{eff}, la sensibilité aux sections efficaces est plus forte dans le cas de la sphère. Les sensibilités principales de ce paramètre sont la fission du thorium-232, avec 0,197 %/%, la fission de l'uranium-233 avec -0,129 %/% et la diffusion inélastique du thorium-232 avec -0,125 %/%. Ceci est expliqué par le même raisonnement que pour l'assemblage infini. La sensibilité plus forte aux différentes réactions dans le cas de la géométrie sphérique comparé à l'assemblage infini vient du fait que le spectre de neutrons est maintenant rapide et non thermique. Un spectre de neutrons thermiques favorise fortement la fission de l'uranium-233, car la fission du thorium-232 est impossible à ces énergies. A l'inverse pour un spectre rapide, les deux réactions sont possibles et une variation des sections efficaces à une influence plus importante sur leur équilibre.

Pour le rapport ζ_{rad}, les principales sensibilités sont les réactions de diffusion élastique sur l'oxygène-16 avec -0,178 %/%, de diffusion élastique sur le thorium-232 avec -0,131 %/% et de diffusion inélastique sur le thorium-232 avec -0,113 %/%. Ces sensibilités indiquent que l'augmentation des sections efficaces de diffusions aplanit le flux dans la sphère.

La variation en fonction de l'énergie des sensibilités les plus importantes du facteur k_{eff}, de la fraction β_{eff} et du rapport ζ_{rad} est illustrée dans les figures 2.10, 2.11 et 2.12 respectivement. Pour le facteur k_{eff}, les sensibilités sont plus importantes pour les énergies entre 10 keV et 1 MeV, il est donc sensible aux mêmes réactions que dans le cas de l'assemblage infini, mais pour des énergies différentes. Pour la fraction β_{eff}, on observe des plages d'énergies où la sensibilité à la section efficace de la fission de l'uranium-233 est positive. Cela va à l'encontre de notre hypothèse sur l'équilibre des réactions de fission. Une explication serait que les neutrons retardés, qui ont une énergie inférieure aux neutrons prompts, provoquent davantage des fissions dans cette gamme d'énergie. Augmenter le taux de fission pour ces énergies augmenterait donc l'importance des neutrons retardés et donc la fraction effective des neutrons retardés β_{eff}. Pour le rapport ζ_{rad}, les diffusions aplanissent le flux de neutrons à l'inverse de la capture et la fission. En particulier, ζ_{rad} est fortement sensible à la diffusion inélastique du thorium-232, dont les mesures présentées aux chapitres 3 et 4 visent à améliorer la précision.

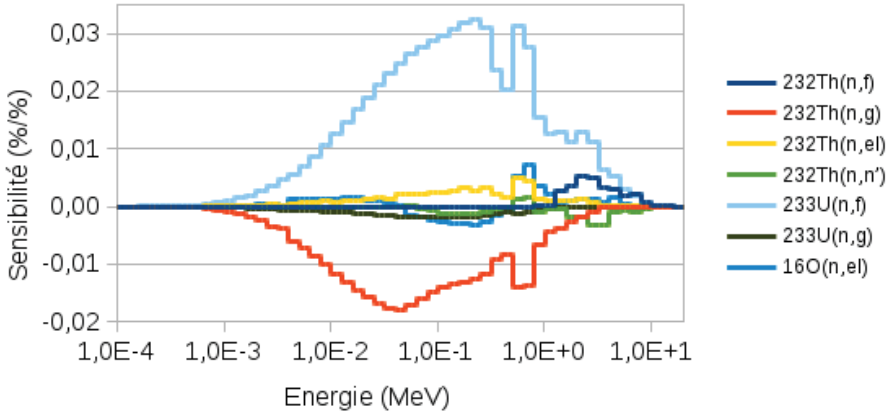


FIGURE 2.10 – Sensibilités du facteur k_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique.

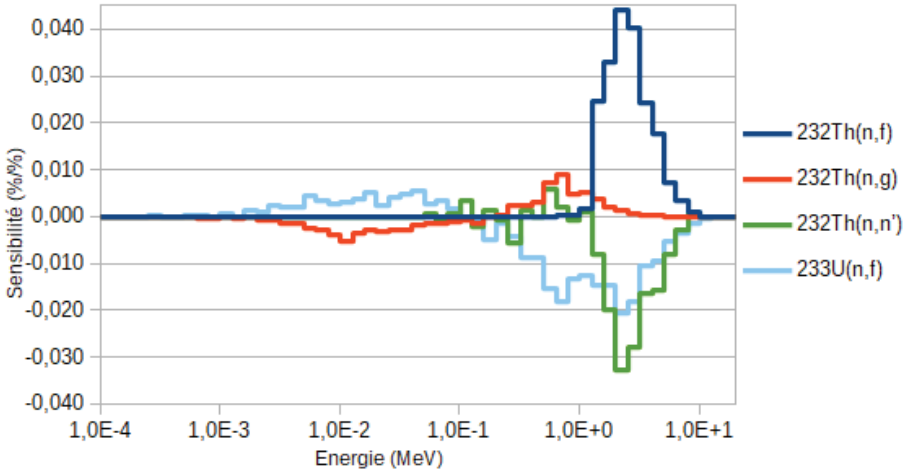


FIGURE 2.11 – Sensibilités du facteur β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique.

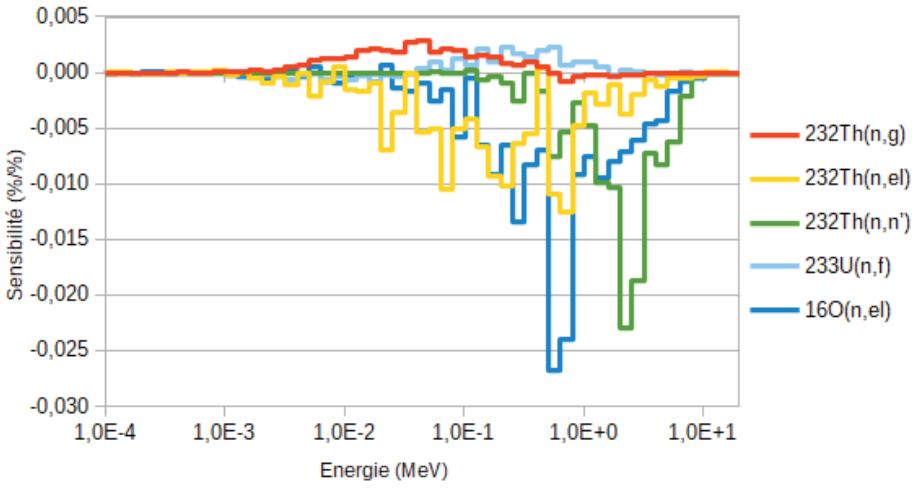


FIGURE 2.12 – Sensibilités du facteur ζ_{rad} en fonction de l'énergie du neutron pour la géométrie sphérique.

Incertitude sur les paramètres calculés et conséquences sur les sections efficaces

En combinant les sensibilités obtenues avec les incertitudes relatives sur les sections efficaces de JEFF-3.3, on obtient les incertitudes propagées du tableau 2.5. Ces incertitudes sont plus élevées que dans l'assemblage infini. La précision sur la distribution de flux et la fraction β_{eff} est acceptable. Cependant, l'incertitude sur le facteur k_{eff} est trop élevée. Avec une fraction β_{eff} de 300 pcm, soit 0,3 %, une telle incertitude ne permet pas d'affirmer si le système est stable ou hors de contrôle dans cette configuration. La contribution des covariances des sections efficaces de chaque réaction est compilée dans le tableau 2.6. Les réactions responsables de l'incertitude sur le facteur k_{eff} sont la capture du ^{232}Th, puis la fission de ^{233}U et la capture de ^{233}U. L'incertitude sur la distribution spatiale du flux est relativement faible. Cependant, l'incertitude sur la section efficace inélastique y contribue à hauteur de 80 %. Ceci illustre son importance pour le calcul de la distribution spatiale même dans le cas simple d'une sphère.

Base de données	k_{eff}	β_{eff} (pcm)	ζ_{rad}
JEFF-3.3	0,996 ± 1,312 %	359 ± 1,29 %	11,00 ± 1,12 %

TABLE 2.5 – Incertitudes relatives obtenues pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{rad} dans la géométrie sphérique.

Section efficace	Part var. k_{eff} (%)	Part var. β_{eff} (%)	Part var. ζ_{rad} (%)
Th-fiss	0,3	14,6	0,0
Th-cap	57,8	0,0	0,7
Th-el	1,6	2,9	12,2
Th-inl	1,6	75,3	81,4
Th-n2n	0,0	0,0	0,0
U3-fiss	22,0	1,0	0,0
U3-cap	16,0	0,1	0,2
U3-el	0,1	5,5	1,5
U3-inl	0,0	0,2	1,5
Ox-cap	0,5	0,3	0,0
Ox-el	0,0	0,0	2,5
Ox-inl	0,0	0,0	0,0

TABLE 2.6 – Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} pour la géométrie sphèrique.

2.4.3 Cœur de type ASTRID à combustible thorium

Discussion des sensibilités obtenues

Pour le cœur de type ASTRID, les sensibilités du k_{eff} et du β_{eff} ainsi que du rapport ζ_{ax} aux sections efficaces de réaction du ^{232}Th, de l'^{233}U, de l'^{16}O et du ^{23}Na ont été étudiées. Les sensibilités intégrales obtenues sont rassemblées dans le tableau 2.7. On constate que les réactions qui ont le plus d'influence sont là encore pour le k_{eff} la capture du thorium-232 avec une sensibilité de -0,241 %/% et la fission de l'uranium-233 avec une sensibilité de 0,561 %/%. Le raisonnement expliquant l'influence de ces deux réactions est la même que précédemment.

Section efficace	Sens. k_{eff} (%/%)	Sens. β_{eff} (%/%)	Sens. ζ_{ax} (%/%)
Th-fiss	1,37E-2	1,31E-1	-3,47E-3
Th-cap	-2,41E-1	-1,06E-3	2,72E-1
Th-el	2,53E-2	-3,15E-2	4,05E-2
Th-inl	-2,30E-3	-5,05E-2	8.62E-2
Th-nxn	1,41E-3	-2,80E-3	2,45E-4
U3-fiss	5,61E-1	-8,46E-2	-5,67E-2
U3-cap	-4,49E-2	-3,72E-4	-2,73E-3
U3-el	3,33E-3	-6,23E-4	7,75E-3
U3-inl	-5,04E-6	-2,50E-3	6,38E-3
Ox-cap	-2,54E-3	2,21E-3	8,01E-4
Ox-el	1,51E-2	-4,00E-2	1,67E-1
Ox-inl	-1,72E-4	5,33E-4	3,96E-4
Na-cap	-1,36E-3	1,51E-4	2,45E-5
Na-el	2,99E-2	5,77E-2	1,28E-1
Na-inl	1,15E-3	-4,03E-4	1,40E-2

TABLE 2.7 – Sensibilité intégrale à chaque réaction pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} dans le cœur de type ASTRID.

Pour la fraction β_{eff}, la sensibilité aux sections efficaces est semblable au cas de la sphère mais avec des valeurs plus faibles. Les sensibilités principales de ce paramètre restent la fission du thorium-232, avec 0,131 %/%, la fission de l'uranium-233 avec -0,0846 %/% et la diffusion inélastique du thorium-232 avec -0,0505 %/%.

Pour le rapport ζ_{ax}, les principales sensibilités sont d'abord la capture du thorium-232 avec 0,272 %/%, ensuite les réactions de diffusion élastique sur l'oxygène-16 avec 0,167 %/% et sur le sodium-23 avec 0,128 %/%, et enfin de diffusion inélastique sur le thorium-232 avec 0,0862 %/%. Ces sensibilités sont très différentes de celles obtenues pour la distribution du flux dans la géométrie sphérique. Notamment, la section efficace de capture du thorium-232 a une très forte influence. ζ_{ax} étant le rapport du flux de neutrons dans la zone fissile supérieure sur celui dans la zone fissile inférieure, cela signifie que davantage de capture renforce le flux dans la couche fissile supérieure relativement à la couche inférieure. Le cœur de type ASTRID est un cœur hétérogène. Il est composé de deux couches fissiles contenant de l'uranium-233 et du thorium-232 séparées par une couche fertile contenant uniquement du thorium-232. La distribution du flux le long de l'axe du réacteur est tracée sur la figure 2.13.

Augmenter la réaction de capture du thorium-232 diminue le flux dans la couche fertile interne et isole les deux couches fissiles l'une de l'autre. La couche fissile supérieure est plus épaisse et donc moins affectée ce qui explique la sensibilité obtenue. Les diffusions ont le même effet : le parcours des neutrons est raccourci. Qui plus est, la fuite des neutrons hors de la couche fissile supérieure est diminuée à cause de l'effet réflecteur.

Les variations en fonction de l'énergie des sensibilités les plus importantes du facteur k_{eff}, de la fraction β_{eff} et du rapport ζ_{ax} sont illustrées dans les figures 2.14, 2.15 et 2.16 respectivement. Pour le facteur k_{eff}, la variation avec l'énergie est semblable à celles obtenues pour la géométrie sphérique. Pour la fraction β_{eff}, le comportement est similaire à celui de la géométrie sphérique avec des sensibilités plus faibles. Pour le rapport ζ_{ax}, on remarque que la fission de l'uranium-233

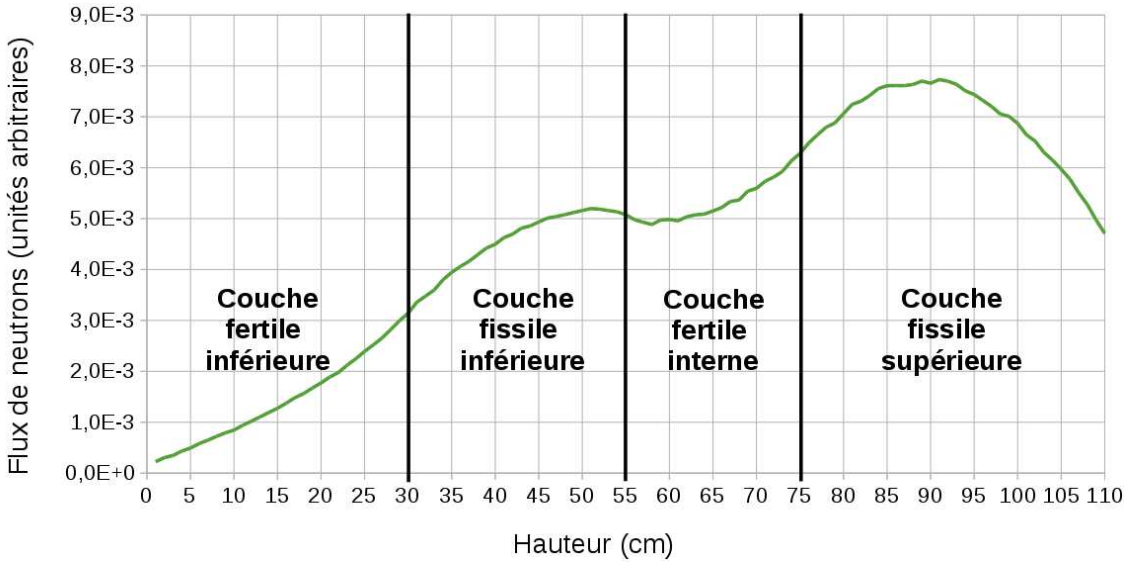


FIGURE 2.13 – Distribution axiale du flux de neutrons dans le cœur de type ASTRID.

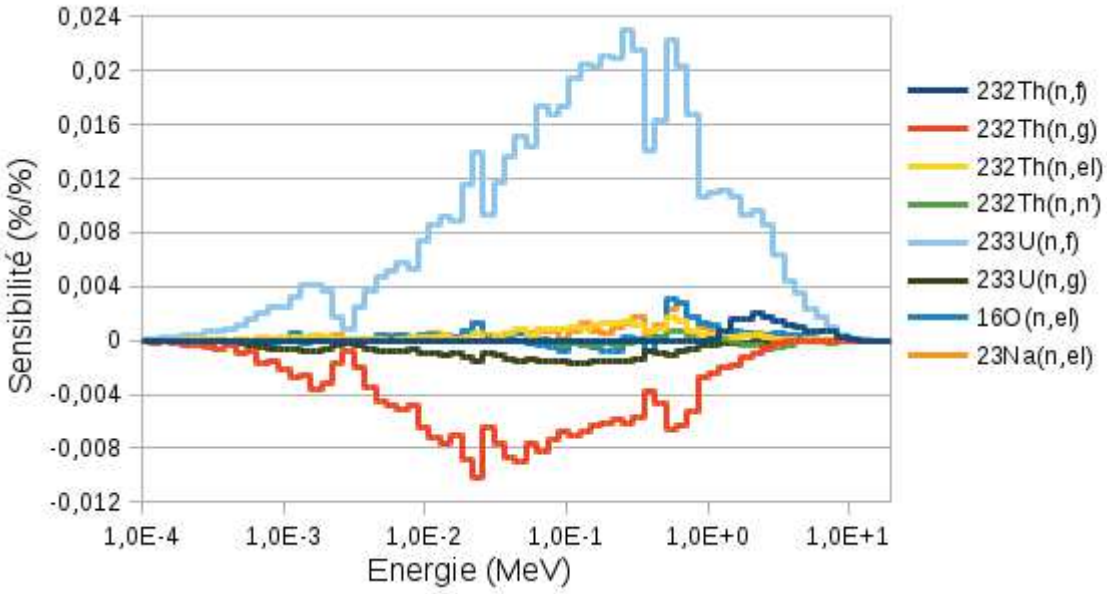


FIGURE 2.14 – Sensibilités du facteur k_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID.

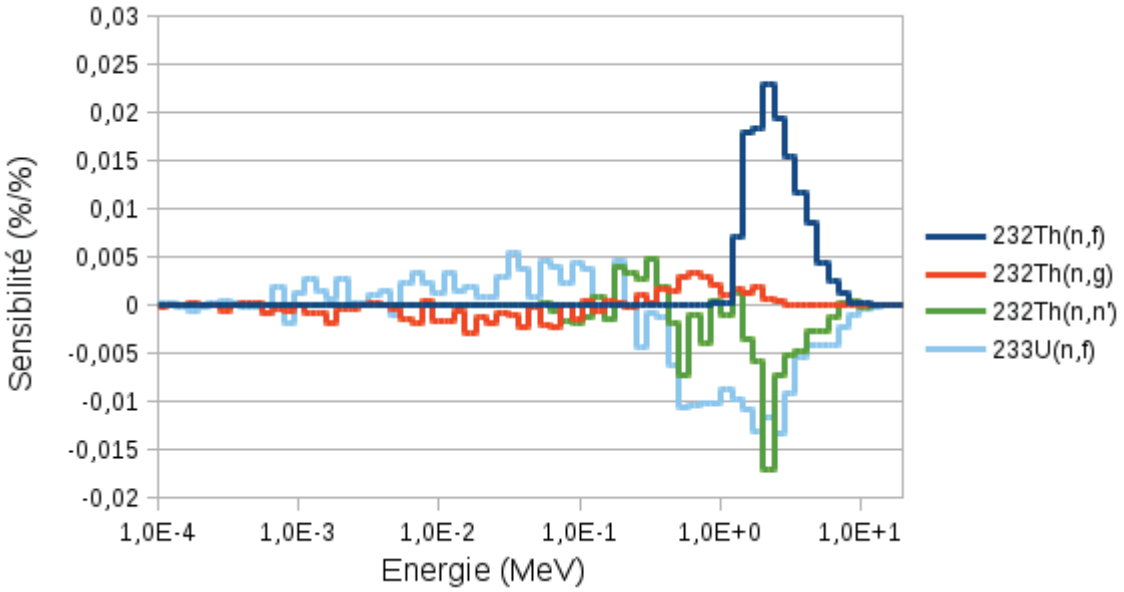


FIGURE 2.15 – Sensibilités du facteur β_{eff} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID.

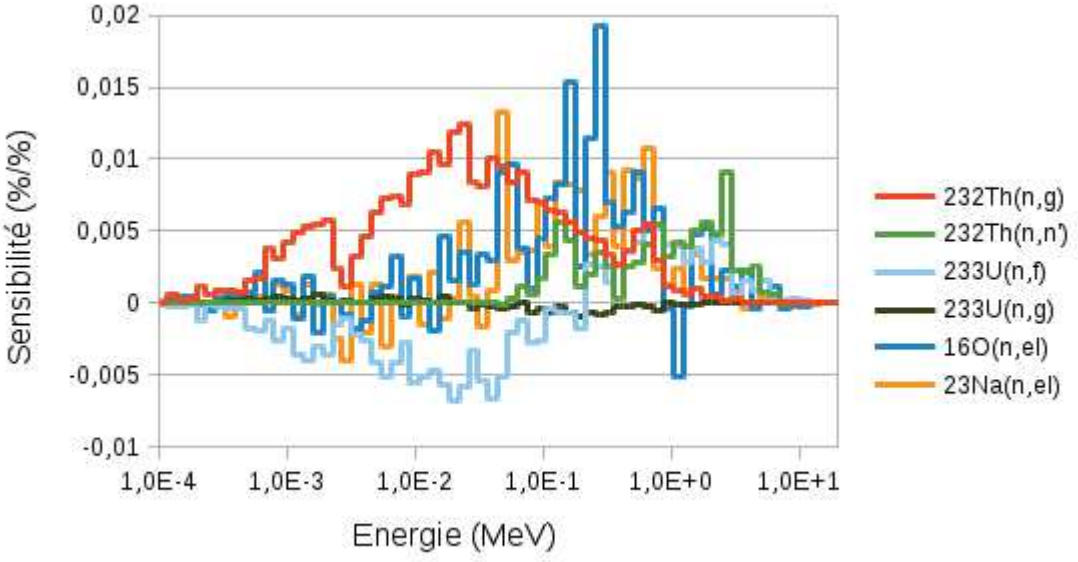


FIGURE 2.16 – Sensibilités du facteur ζ_{ax} en fonction de l'énergie du neutron pour le cœur de type ASTRID.

pour des énergies supérieures à 200 keV contribue à augmenter le rapport ζ_{ax}, tandis qu'elle le diminue pour les énergies inférieures à 200 keV. Il est possible que seuls les neutrons d'une énergie assez élevée puissent se propager de la couche fissile supérieure à la couche fissile inférieure. La fission provoquée par des neutrons de haute énergie empêcherait en partie ce processus, tandis que la fission provoquée par des neutrons de plus basse énergie augmenterait le flux dans la couche fissile inférieure sans provoquer de pertes de neutrons diffusés.

Incertitude sur les paramètres calculés et conséquences sur les sections efficaces

En utilisant les sections efficaces de JEFF-3.3, on obtient les incertitudes du tableau 2.8.

Base de données	k_{eff}	β_{eff} (pcm)	ζ_{ax}
JEFF-3.3	1,091 ± 1,145 %	333 ± 0.61 %	1,51 ± 1.25 %

TABLE 2.8 – Valeurs obtenues et leurs incertitudes relatives pour k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} dans le cœur de type ASTRID.

Section efficace	Part var. k_{eff} (%)	Part var. β_{eff} (%)	Part var. ζ_{ax} (%)
Th-fiss	0,1	**29,2**	0,0
Th-cap	**39,9**	0,0	**44,7**
Th-el	0,4	2,4	1,0
Th-inl	0,0	**56,3**	**40,4**
Th-n2n	0,0	0,1	0,0
U3-fiss	**24,0**	2,0	0,2
U3-cap	**34,6**	0,0	0,1
U3-el	0,1	0,0	0,4
U3-inl	0,0	0,7	1,1
Ox-cap	0,2	0,5	0,0
Ox-el	0,0	0,4	1,9
Ox-inl	0,0	0,0	0,0
Na-cap	0,0	0,0	0,0
Na-el	0,6	8,2	9,9
Na-inl	0,0	0,0	0,3

TABLE 2.9 – Part de chaque réaction dans la variance de k_{eff}, β_{eff} et ζ_{ax} pour le cœur de type ASTRID.

Les incertitudes propagées sont plus faibles que pour la sphère pour k_{eff} et β_{eff}. La contribution des covariances des sections efficaces de chaque réaction est compilée dans le tableau 2.9. Pour le facteur k_{eff}, les principaux contributeurs à l'incertitude sont la capture du thorium-232, la capture de l'uranium-233 et la fission de l'uranium-233. L'importance de la capture de l'uranium-233 malgré sa sensibilité plus faible provient de l'incertitude relative importante d'environ 15 % dans cette plage d'énergie. Pour la fraction β_{eff}, les principaux contributeurs sont la diffusion inélastique du thorium-232, puis la fission du thorium-232. Tandis que pour l'indice de distribution axiale du flux ζ_{ax}, ce sont l'incertitude sur la section efficace de capture du thorium-232 et la diffusion inélastique du thorium-232. La part de la section efficace inélastique ^{232}Th(n,n') est plus faible que dans le cas de la sphère, ce qui a été expliqué par l'importance

accrue de la section efficace de capture du thorium-232 du fait de la disposition hétérogène du combustible. L'incertitude sur ce rapport est toutefois inférieure à plusieurs objectifs sur la distribution de flux mentionnés dans la bibliographie (2-3 % pour la distribution [57], 3 % pour le pic de flux [58]).

L'incertitude sur le facteur k_{eff} est supérieure à l'incertitude cible de 0,5 % [54]. Pour atteindre celle-ci, il faut diminuer les incertitudes des principaux contributeurs à la variance. On a calculé les précisions nécessaires sur les trois principales sections efficaces contributrices à l'incertitude. On a supposé qu'obtenir une précision relative donnée est aussi difficile pour les trois réactions, il a donc été choisi de rechercher des incertitudes relatives égales pour les trois réactions permettant d'atteindre une incertitude de 0,5 % sur le facteur k_{eff}. Ces incertitudes cibles doivent être obtenues pour les énergies incidentes de 1 keV à 2 MeV, où la sensibilité est importante. On détermine ensuite les incertitudes cibles pour deux cas de figure. Dans le premier cas, les sections efficaces des trois réactions sont supposées indépendantes. Dans le deuxième cas, on a supposé que les évaluations des trois sections efficaces sont corrélées positivement. Les deux sections efficaces de capture sont mesurées par rapport à la section efficace de fission de l'uranium-233. L'incertitude sur la section efficace de fission de l'uranium-233 constitue alors une incertitude systématique de 1 % pour les deux autres mesures.

Les incertitudes cibles déterminées sont regroupées dans le tableau 2.10. L'inclusion de corrélations entre les différentes réactions permet des compensations dans la propagation des incertitudes. L'objectif de 0,5 % d'incertitude peut donc être atteint avec des incertitudes absolues sur la section efficace plus importantes que dans le cas où elles sont indépendantes.

Réaction	JEFF-3.3	Incertitudes cibles indépendantes	Incertitudes cibles avec corrélations
^{233}U(n,f)	1 %	0.8 %	1 %
^{232}Th(n,γ)	3 %	0.8 %	1,97 % (1.67 % + 1 % syst.)
^{233}U(n,γ)	15 %	0.8 %	1,97 % (1.67 % + 1 % syst.)

TABLE 2.10 – Incertitudes requises entre 1 keV et 2 MeV pour obtenir une incertitude inférieure à 0,5 % sur le facteur k_{eff} dans le réacteur de type ASTRID.

2.5 Conclusion

Cette étude a permis de comparer les méthodes de propagation des incertitudes. La méthode TMC est plus robuste car elle s'affranchit de l'hypothèse de linéarité et des approximations dues au passage en groupes d'énergies lors de la combinaison des sensibilités et des covariances, malgré le biais introduit par l'utilisation d'un nombre fini d'évaluations. Ces approximations ont entraîné une erreur importante dans la propagation des incertitudes pour des calculs à peu de groupes d'énergie. Cependant, cette méthode ne permet pas de déterminer les données nucléaires les plus impactantes sans effectuer d'opérations supplémentaires, comme simuler séparément la variation de chaque réaction.

Le méthode SENS est avantageuse car elle permet d'obtenir les sensibilités pour un maillage fin des énergies de neutrons. Quand en plus elles sont associées avec des covariances de sec-

tions efficaces qui peuvent être obtenues pour des groupes en énergies arbitraires, on peut alors dépasser l'approximation due aux groupes d'énergie. On a observé que pour notre calcul, les incertitudes propagées convergent à moins de 5 % de la valeur obtenue par la méthode TMC en utilisant un découpage de 50 groupes d'énergies. Les matrices de covariances à 238 groupes sont donc probablement suffisantes pour éviter une erreur importante. La détermination des données nucléaires les plus impactantes pour un paramètre de réacteur est aussi plus aisée en utilisant la méthode des sensibilités du fait que les contributions de chaque donnée nucléaire à la variance sont calculées directement en combinant ses sensibilités et ses covariances.

D'autre part, l'influence de l'incertitude des sections efficaces des nucléides ^{232}Th et ^{233}U du cycle du thorium a été étudiée pour trois systèmes critiques. Il ressort qu'une précision accrue sur le facteur k_{eff} est nécessaire pour les systèmes critiques à neutrons rapides. En particulier, une amélioration de la précision sur la capture du ^{232}Th, la fission et la capture de ^{233}U est nécessaire. Les incertitudes requises sont très faibles, proche de celles sur les standards. Cependant, l'inclusion de corrélations entre les réactions permet de relâcher modérément le besoin de précision du fait des effets de compensation. Sur la distribution spatiale du flux, les incertitudes observées sont relativement faibles en comparaison aux valeurs obtenues dans un réacteur thermique (5 % d'incertitude sur le rapport centre périphérie [51]), possiblement du fait de la taille plus réduite des systèmes étudiés. Elles restent supérieures à l'incertitude cible de 1 % mentionnée pour les réacteurs à eau [57], mais suffisantes pour les objectifs de 3 et 5 % pour les réacteurs rapides au sodium [58]. Il est cependant notable que la section efficace de diffusion inélastique du ^{232}Th contribue de façon importante à l'incertitude dans les deux cas étudiés (80% de la variance dans le cas de la sphère et 38 % dans le cas du cœur de type ASTRID). Pour des applications où la distribution du flux de neutrons est cruciale, elle sera sans doute aussi un contributeur important à l'incertitude. Ces applications nécessiteraient alors une réduction de l'incertitude sur la section efficace de diffusion inélastique du ^{232}Th.

Chapitre 3

Méthodologie de la mesure des sections efficaces des réactions (n,xnγ) du thorium-232

3.1 Mesures de sections efficaces des réactions (n,xn)

3.1.1 Méthodes expérimentales

Les méthodes les plus utilisées pour l'étude des réactions (n,xn) sont, pour les réactions (n,2n) et (n,3n), la mesure par activation, et pour les réactions (n,n'), d'une part la détection directe des neutrons diffusés et d'autre part la spectroscopie gamma prompte.

La mesure par activation consiste à évaluer hors faisceau l'activité induite dans l'échantillon étudié suite à l'irradiation par neutrons [59]. On en déduit le nombre de noyaux radioactifs produits, ce qui permet de calculer une section efficace. Pour utiliser cette méthode, il est nécessaire que le noyau résiduel de la réaction mesurée ait une période radioactive adaptée. Si la période est trop élevée, la radioactivité induite est trop faible pour être mesurée ; si elle est trop courte, l'isotope radioactif produit disparaît avant que l'activité ne soit mesurée. Pour obtenir une section efficace à une énergie, l'irradiation doit être menée à l'aide d'une source de neutrons monoénergétiques.

Une autre méthode est de déterminer le nombre de réactions par la détection directe des neutrons diffusés [60]. Les compteurs utilisés sont le plus souvent des scintillateurs. L'énergie des neutrons suite à leur diffusion est obtenue par le temps de vol entre l'échantillon et le détecteur. Cette méthode permet d'obtenir directement la distribution en angle et en énergie des neutrons diffusés. Il est cependant nécessaire de disposer d'un faisceau monoénergétique. De plus, l'identification des réactions à l'origine des neutrons détectés (diffusion, fission, (n,xn)) peut s'avérer difficile.

La méthode de la spectroscopie gamma prompte consiste en l'observation des rayons γ émis lors de la désexcitation des noyaux résiduels suite à une réaction (n,xn). À partir des sections efficaces de réaction (n,xnγ) combinées aux informations du schéma de niveau, on peut obtenir les sections efficaces totales et de production de niveaux des réactions (n,xn). Plus particulièrement, les sections efficaces de production de niveaux sont obtenues en sommant les sections

efficaces de transitions issues du niveau et en soustrayant les sections efficaces de transitions qui y aboutissent. La section efficace totale est la somme des sections efficaces de toutes les transitions menant à l'état fondamental. Cependant, toutes les transitions ne pouvant pas être mesurées, cette détermination directe n'est pas toujours possible. Lorsque l'énergie des neutrons incidents dépasse l'énergie d'excitation du dernier niveau observé, on aboutit seulement à une limite inférieure pour la section efficace totale et une limite supérieure pour les sections efficaces de production de niveaux. Une autre voie est alors de simuler les réactions à l'aide de modèles théoriques ajustés afin de reproduire les sections efficaces des réactions (n,xnγ). Ces modèles contraints sont ensuite utilisés pour obtenir les sections efficaces totales et de production de niveaux des réactions (n,xn).

La spectroscopie gamma prompte nécessite donc une bonne connaissance de la structure nucléaire des nucléides étudiés, mais permet également de contraindre les modèles de réactions. Elle peut être utilisée avec tous types de sources de neutrons (pulsée ou non, monoénergétique ou non).

L'utilisation de la spectroscopie gamma prompte comme moyen de mesure des sections efficaces débute dans les années 60 avec l'avènement des détecteurs germanium-lithium (Ge(Li)) puis germanium à haute pureté (HPGe) à la fin des années 70. Ces détecteurs sont les premiers à atteindre une haute résolution en énergie, qui permet la séparation aisée de la plupart des transitions gamma. Ces dernières années, cette technique a été utilisée pour la mesure des sections efficaces de réactions inélastiques : notamment par l'instrument GEANIE (Germanium Array for Neutron-Induced Excitations) installé auprès de l'installation LANSCE/WNR (Los Alamos Neutron Science Center/Weapons Neutrons Research) du Los Alamos National Laboratory [61], et par les dispositifs GAINS [62] et GRAPhEME [7] installés auprès de l'installation GELINA [8] (Geel Electron LINear Accelerator) du JRC-Geel en Belgique. Le dispositif GRAPhEME a été utilisé pour les mesures de cette thèse.

3.1.2 Mesures sur le thorium-232

Il n'y a que très peu de données expérimentales accessibles pour les sections efficaces de réactions (n,xnγ) sur le thorium-232. Seules deux expériences mesurant les sections efficaces de réactions (n,n'γ) sont renseignées dans EXFOR et aucune pour les réactions (n,2nγ) et (n,3nγ). La première expérience, dont les résultats sont publiés en 1985 (Dave *et al.* [63]), a eu lieu à l'Université du Massachusetts Lowell en utilisant un faisceau de neutrons monoénergétiques d'une énergie de 0,77 à 2,10 MeV. Les sections efficaces de production de 74 transitions issues de 46 niveaux ont été mesurées. La deuxième expérience, dont les résultats ont été publiés en 1988 (Filatenkov *et al.* [64]), a été menée au Khlopin Radium Institute de Saint-Pétersbourg. Les sections efficaces d'excitation de 20 niveaux pour des neutrons incidents de 3 MeV ont été obtenues. Une campagne de mesure a été réalisée par l'instrument GEANIE sur le thorium-232, mais les données collectées n'ont pas été analysées.

3.2 Dispositif GRAPhEME et prise de données

Le dispositif expérimental utilisé pour la mesure des réactions (n,xn) est constitué de trois éléments. Le premier est la source de neutrons pulsée de l'installation GELINA [8]. Le deuxième est l'ensemble de détection GRAPhEME [7] (GeRmanium array for Actinides PrEcise MEasurements) installé à 30 m de la cible primaire le long d'une des douze lignes de faisceau. Le dernier est un échantillon du nucléide à étudier, ici le thorium-232, qui est positionné sur le passage du faisceau au centre de GRAPhEME. Les signaux sont traités par des cartes d'acquisition numérique TNT-2 [65].

3.2.1 La source de neutrons

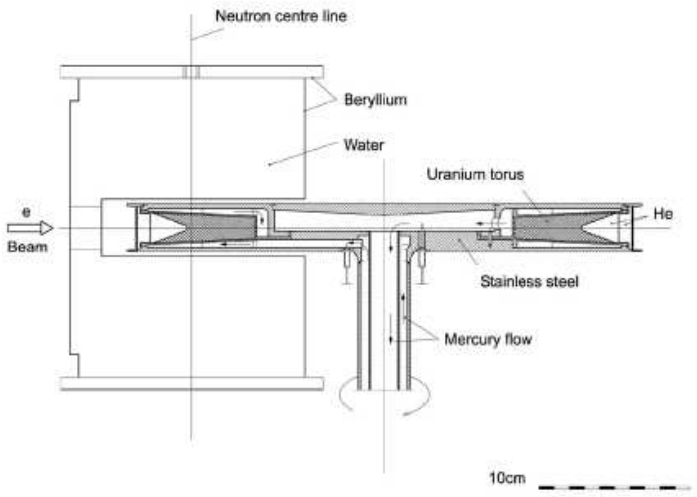


FIGURE 3.1 – Schéma de la cible primaire de GELINA, repris de [66].

La source de neutrons utilisée est représentée en figure 3.1. Les neutrons sont produits par l'interaction d'un faisceau d'électrons avec la cible primaire, composée d'uranium appauvri. La décélération des électrons émet un rayonnement de freinage, aussi nommé Bremsstrahlung, constitué de photons de haute énergie. Ces photons provoquent l'émission de neutrons lors de leur interaction avec les noyaux d'uranium par réactions (γ,n) et (γ,f). Les neutrons sont arrêtés dans l'enceinte du hall, exceptés ceux se propageant dans l'axe des différentes lignes de faisceau, où ils progressent en ligne droite à vitesse constante vers les différentes aires expérimentales. Le faisceau de neutrons se présente alors comme un cône très fin dont l'angle est fixé par l'ouverture de la ligne de faisceau.

Le faisceau d'électrons était pulsé à une fréquence de 800 Hz lors des prises de données. L'énergie des électrons dans un paquet est comprise entre 70 et 140 MeV. Cette énergie élevée permet un taux important de photofission et donc de production de neutrons. La durée d'un paquet d'électrons est amenée à 1 ns (FWHM) à l'aide d'un système de compression magnétique ce qui permet une excellente définition de l'instant d'émission des neutrons [67].

L'aire expérimentale où est installé GRAPhEME est nommée FP16 pour "Flight Path 16". Elle est située à environ 30 m de la source de neutrons. A chaque interaction d'un paquet d'électrons avec la cible primaire de GELINA, toutes les 1250 μs à 800 Hz, les particules produites

traversent l'aire expérimentale. D'abord, ce sont les rayons γ de haute énergie du rayonnement de freinage, appelés flash gamma, qui parcourent à la vitesse de la lumière les 30 mètres de la base de vol en 100 ns. Ensuite les neutrons émis arrivent plus ou moins vite en fonction de leur énergie cinétique. Un neutron de 20 MeV parcourt la base de vol de 30 m en 493 ns, tandis qu'un neutron de 100 keV arrive 6859 ns après son émission. La mesure du temps de vol des neutrons avec l'échantillon étudié permet donc de différencier des neutrons incidents d'énergies différentes. Le flux de neutrons n'est pas modéré pour la ligne de faisceau utilisée. Son spectre en énergie est similaire à un spectre de fission avec un maximum autour de 1 MeV et peu de neutrons de moins de 100 keV ou de plus de 20 MeV. Le flux observé lors de nos mesures est représenté sur la figure 3.2. Pour fixer les idées, le nombre de neutrons par impulsion obtenu lors de la mesure par la chambre à fission est en moyenne de 770 neutrons pour un diamètre de faisceau de 5,5 cm. Ceci équivaut à un flux de 2,6 10^4 n/cm^2/s à une fréquence de 800 Hz.

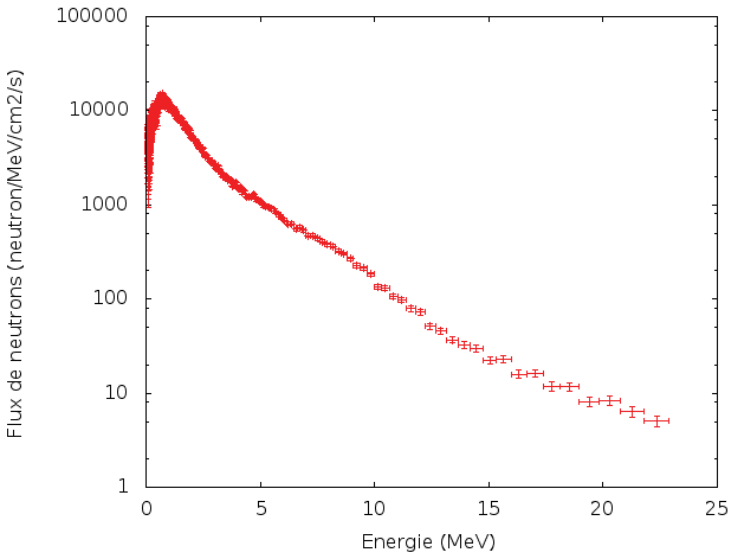


FIGURE 3.2 – Distribution en énergie du flux de neutrons de GELINA à FP16 - 30 m.

3.2.2 La cible de thorium

Un échantillon de thorium naturel est utilisé comme cible pour la mesure. Ses caractéristiques, déterminées par le laboratoire des cibles du JRC-Geel, sont regroupées dans la table 3.1. Le nombre de noyaux cibles par cm^2 N_{Th}, nécessaire pour le calcul de la section efficace, peut être obtenu par la formule 3.1, où M_{Th} est la masse atomique du thorium reprise de [68], $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro et ρ_{Th} la densité surfacique de l'échantillon.

$$N_{Th} = \frac{\rho_{Th}\mathcal{N}_A}{M_{Th}} \tag{3.1}$$

L'échantillon est une plaque carrée de 6 cm x 6 cm. Il est positionné de façon à ce que tout neutron incident du faisceau de 5,5 cm de diamètre traverse la cible. La nature des 0,5% d'impuretés n'est pas indiquée et n'a pas pu être identifiée. Cependant, l'oxidation de la cible a été prise en compte dans le calcul de l'autoabsorption présenté plus loin. Son épaisseur de 0,3 mm permet un taux d'interaction suffisant pour accumuler une statistique exploitable, tout

	Valeur (Incertitude à 1 σ)
Composition	99,5 % ^{232}Th
Masse	11.9939 (0.0001) g
Surface	36,463 cm^2
Épaisseur	0,302 (0.004) mm
Densité surfacique ρ_{Th}	0.329 (0.004) g/cm^2
Densité	10,894 g/cm^3

TABLE 3.1 – Caractéristiques de l'échantillon de thorium.

en maintenant un taux négligeable d'interactions multiples dans la cible. On évite ainsi l'ajout de termes de correction supplémentaires qui affectent la précision de la mesure. Une faible épaisseur permet également de réduire l'auto-absorption par la cible des rayons γ. Cette absorption est prise en compte lors du calcul de l'efficacité des compteurs germanium.

3.2.3 Le dispositif de mesure GRAPhEME

Le dispositif de mesure GRAPhEME a été conçu pour déterminer les sections efficaces de production des rayons γ caractéristiques émis lors de la désexcitation des noyaux étudiés suite à une réaction (n,xn). L'agencement des détecteurs est décrit sur la figure 3.3. Il comprend quatre compteurs germanium qui permettent d'obtenir les taux d'émissions des rayons γ ainsi qu'une chambre à fission, qui mesure le flux de neutrons. Une couleur est affectée à chaque compteur germanium pour l'identifier. On a donc les compteurs Gris et Bleu placés à 110° et les compteurs Vert et Rouge placés à 150° de l'axe du faisceau.

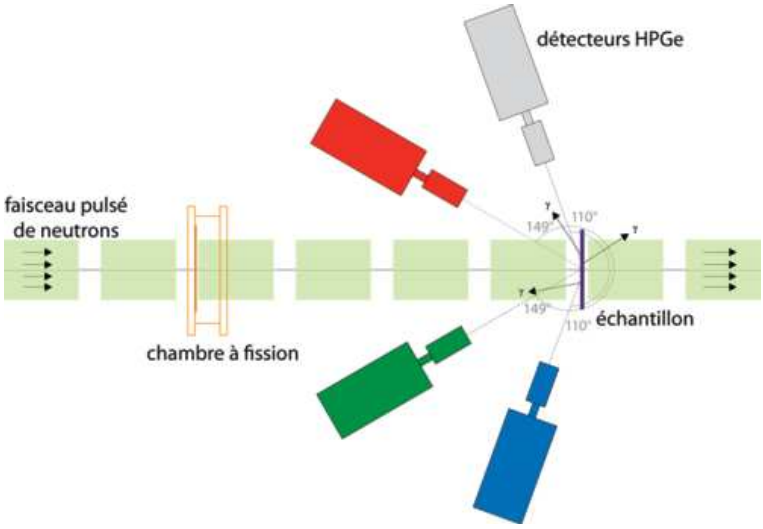


FIGURE 3.3 – Schéma du dispositif GRAPhEME tel qu'utilisé de 2008 à 2013.

Les compteurs HPGe

Les compteurs germanium utilisés sont des compteurs de type-n dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau 3.2. L'épaisseur relativement faible de leur cristal permet une résolution en énergie accrue au détriment de leur efficacité comparativement à des compteurs

HPGe gros volume. L'interaction de rayons γ dans un compteur provoque un dépôt d'énergie partiel, par diffusion Compton, ou total, par effet photoélectrique, dans le cristal semi-conducteur ce qui créé des paires électron-trou. Ces porteurs de charge sont mis en mouvement par la haute tension électrique appliquée au cristal. Ceci est à l'origine d'un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée qui est amplifié puis traité par le système d'acquisition.

	Gris	Vert	Rouge	Bleu
Épaisseur du cristal (mm)	30	20	27,5	19,6
Diamètre du cristal (mm)	59	35,5	59	36
Distance à la cible (mm)	167,6	141,0	218,7	134,6

TABLE 3.2 – Caractéristiques des compteurs germanium.

Les compteurs germanium sont particulièrement prisés pour la spectroscopie gamma, car ils possèdent de loin la meilleure résolution en énergie. En contrepartie, leur fabrication est très complexe et ils sont très onéreux. De plus, ils doivent être refroidis à l'azote liquide lors de leur utilisation.

L'ensemble des détecteurs est entouré d'un blindage, visible sur la figure 3.4. Ce dernier est constitué de briques de plomb et de plaques de cuivre et de cadmium. Il a été mis en place pour diminuer l'influence de rayonnements parasites.

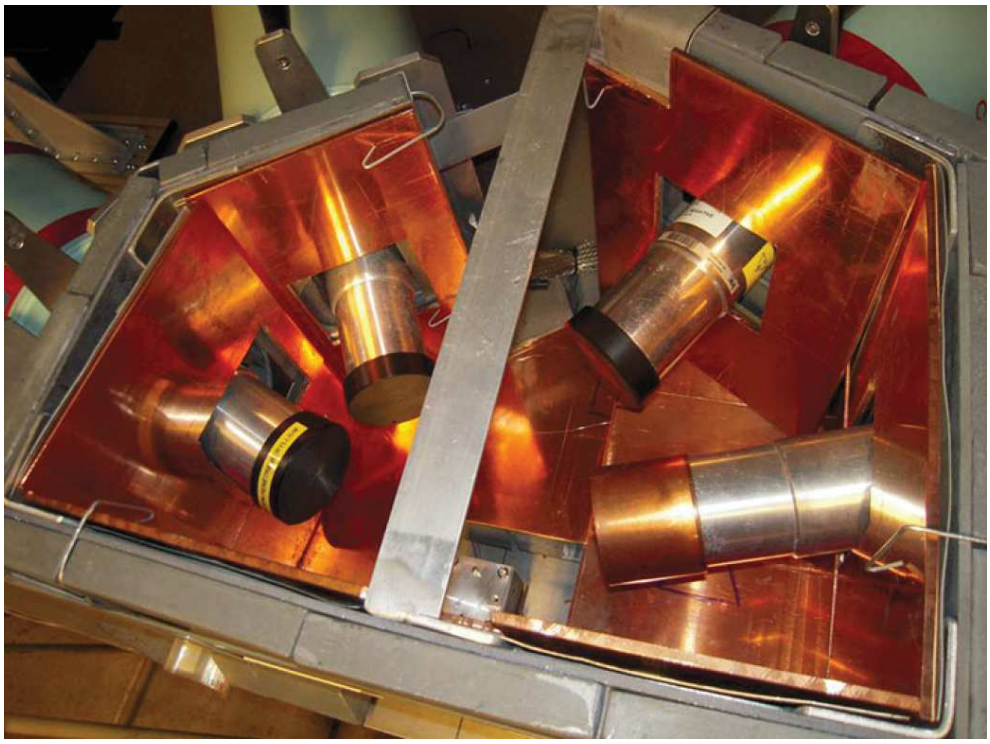


FIGURE 3.4 – Dispositif GRAPhEME avec son blindage (vue de dessus).

Quadrature de Gauss et disposition des compteurs

On cherche à compter l'ensemble des réactions (n,xnγ) ayant lieu, mais nos détecteurs ne couvrent qu'un angle solide limité.

Cependant la forme de la distribution angulaire des rayons γ issus des réactions (n,xn) est connue. Elle peut être exprimée comme une somme de polynômes de Legendre du cosinus de l'angle d'émission θ relatif à l'axe du faisceau de neutron. Ces polynômes sont d'ordre pair, la distribution angulaire est symétrique. L'ordre maximal des polynômes est 2L, où L est la multipolarité de la transition [69].

Pour intégrer cette distribution, on utilise la quadrature de Gauss-Legendre [70]. La quadrature de Gauss-Legendre à n points permet d'obtenir l'intégrale exacte d'un polynôme P d'ordre 2n-1 sur l'intervalle [-1 :1], en utilisant ses valeurs pour les racines x_n du polynôme de Legendre d'ordre n (équation 3.2).

$$\int P(x)dx = \sum_n w_n P(x_n) \tag{3.2}$$

On a utilisé la quadrature de Gauss-Legendre à 4 points. L'intégrale σ_{int} de la distribution angulaire est alors calculée à l'aide de l'équation 3.3.

$$\begin{aligned} \sigma_{int} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)d(\Omega) = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta)d(cos\theta) \approx 2\pi \sum_{i=1}^{4} w_i \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta_i) \\ \theta_i = \arccos(x_i) \end{aligned} \tag{3.3}$$

Les racines x_i, les angles équivalents $\theta_i = \arccos(x_i)$ et les coefficients w_i pour la quadrature à quatre points sont rassemblés dans le tableau 3.3.

i	x_i	θ_i	w_i
1	0,861	30,6	0,3479
2	0,340	70,1	0.6521
3	-0,340	109,9	0.6521
4	-0,861	149,4	0,3479

TABLE 3.3 – Paramètres de la quadrature.

Comme la distribution angulaire des rayons γ étudiés est symétrique, il n'est pas nécessaire de mesurer la valeur aux angles avant (30° et 70°). Les compteurs germanium sont donc placés aux angles arrières, de 110° et 150° par rapport à la direction du faisceau, pour minimiser l'exposition aux rayons γ du flash gamma diffusés par l'échantillon. La variation d'angle due aux dimensions finies des compteurs et de l'échantillon affecte peu le résultat. La section efficace intégrée σ_{int} est donc calculée à partir des sections efficaces différentielles en angle obtenues pour 110° et 150° à l'aide de l'équation 3.4.

$$\sigma_{int} \approx 4\pi[0,6521\frac{d\sigma}{d\theta}(\theta = 110°) + 0,3479\frac{d\sigma}{d\theta}(\theta = 150°)] \tag{3.4}$$

Efficacité des compteurs HPGe

Le calcul de l'efficacité des compteurs germanium est réalisé en deux parties. D'abord, on conduit une mesure d'efficacité avec une source d'europium-152 positionnée à la place de l'échantillon au centre du dispositif de détection. Pour une transition gamma, le rapport du nombre de

rayons γ comptés dans l'aire du pic photoélectrique sur le nombre total émis par la source donne l'efficacité du compteur à une énergie donnée. Le nombre total de rayons γ émis pour la transition est déterminé par son intensité dans la décroissance, reprise des bases de données nucléaires, et par l'activité de la source. Dans un second temps, on simule le dispositif à l'aide d'un code de transport de particules MCNP. La géométrie du dispositif utilisée dans le calcul est ajustée, en modifiant notamment les caractéristiques des cristaux de germanium (taille, orientation et zones mortes), pour reproduire les efficacités observées avec l'europium-152. Cette méthode ne prend pas en compte l'autoabsorption de l'échantillon étudié. Pour en tenir compte, une nouvelle simulation est lancée avec l'échantillon de thorium. Des photons de l'énergie dont on veut déterminer l'efficacité sont émis de façon isotrope depuis la partie de l'échantillon traversé par le faisceau de neutrons. Dans le code utilisé, le transport des photons tient compte de l'autoabsorption. On calcule ainsi les efficacités de chacun des compteurs pour toutes les énergies gamma nécessaires. L'incertitude sur ces efficacités est de 1%. Les efficacités des différents compteurs sont présentées en figure 3.5. La différence d'efficacité pour des rayons γ de haute énergie s'explique principalement par la taille des cristaux de germanium (plus importante pour les compteurs rouge et gris) ainsi que par l'angle solide de détection (plus important pour le gris que pour les trois autres). Pour des rayons γ de plus faibles énergies (< 150 keV), l'autoabsorption de l'échantillon est importante et les détecteurs à 150° (rouge et vert) sont plus efficaces que les détecteurs à 110° (bleu et gris) car l'épaisseur d'échantillon traversée par les rayons gamma est plus faible à 150°.

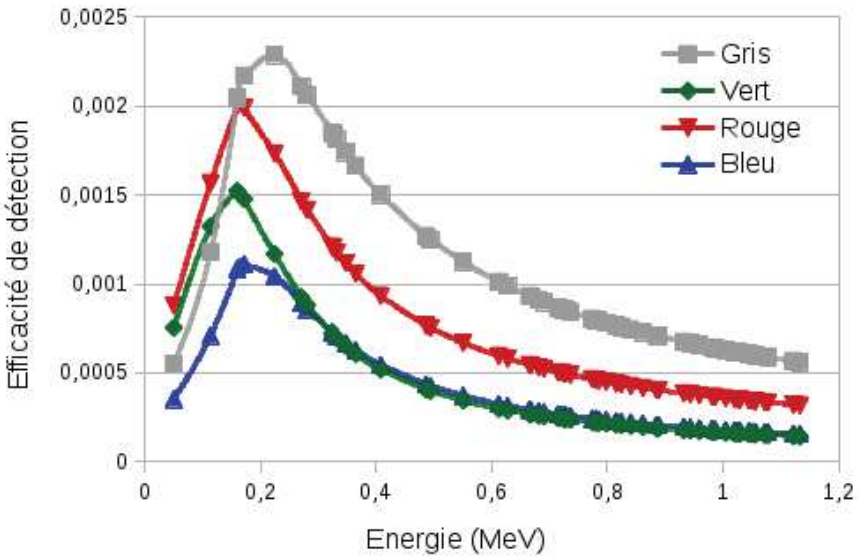


FIGURE 3.5 – Efficacité des compteurs en fonction de l'énergie du rayon γ. La ligne est juste un guide qui relie les points obtenus par simulation.

La chambre à fission

La chambre à fission est constituée d'une couche mince d'uranium-235 déposée sur un support en aluminium, le tout étant placé dans une chambre d'ionisation. Les caractéristiques du dépôt sont indiquées dans le tableau 3.4.

Composition	UF_4
Préparation	évaporation sous vide
Position	27,302 m
Masse	12,46 mg
Diamètre	70 mm
Surface	38,48 cm^2
Épaisseur	639,52 nm
Densité surfacique	323,757 ± 1,740 $\mu g/cm^2$
Densité	6,7 g/cm^3

TABLE 3.4 – Caractéristiques du dépôt d'uranium-235.

Une fraction des neutrons traversant la chambre à fission, environ un sur un million, provoque des fissions dans le dépôt. Les fragments issus de la fission s'échappent du dépôt. Ceux qui ne sont pas arrêtés dans le support ionisent le gaz du détecteur (P10, correspondant à 90 % d'argon et 10 % de méthane).

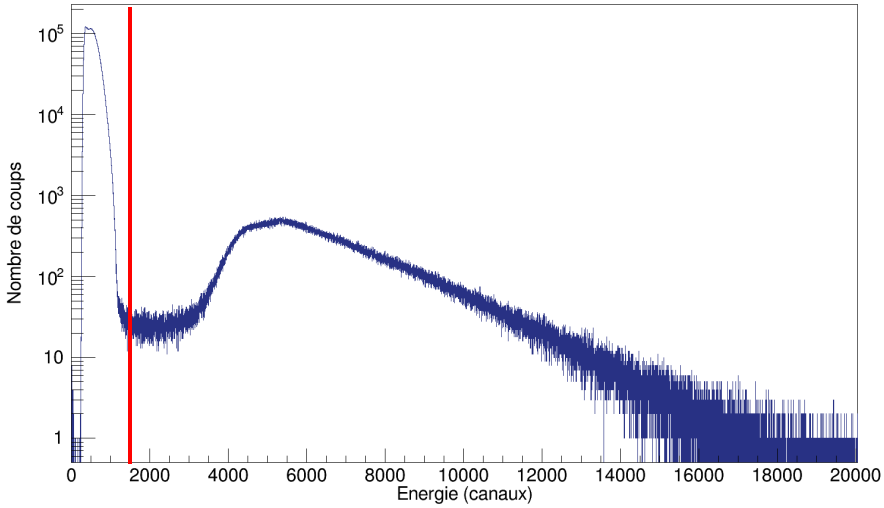


FIGURE 3.6 – Histogramme de l'amplitude des signaux dans la chambre à fission.

La distribution de l'amplitude des signaux détectés dans la chambre à fission est présentée sur la figure 3.6, où les nombreux événements d'une amplitude inférieure à 1500 proviennent des particules α issues de la radioactivité du dépôt. Les événements de plus haute énergie avec un maximum pour des énergies de 5000 canaux sont ceux des fragments de fission. Dans l'analyse, un événement est considéré comme une fission si son amplitude est supérieure à une limite de 1500 canaux représentée par une ligne rouge sur la figure 3.6. Le nombre de fissions détectées est alors inférieur au nombre réel de fissions survenues dans le dépôt. En effet, une fraction des fragments de fission perd une partie de leur énergie dans le dépôt, et génère alors un signal inférieur à la coupure, ou ne quitte même pas le dépôt. Pour corriger ce biais, une efficacité ε_{CF} de 94,4 % est utilisée pour la chambre à fission. Cette efficacité a été déterminée, avec une incertitude de 2,1 % par une mesure de calibration [71]. Le nombre de fissions est alors le rapport du nombre de fissions détectées $N_{fis,det}$ sur l'efficacité de la chambre à fission ε_{CF}.

Le nombre de neutrons traversant la feuille est alors donné par la formule 3.5, où $N_{^{235}U}$ est le nombre de noyaux d'uranium-235 par unité de surface et $\sigma_{f,^{235}U}(E_n)$ la section efficace de fission de l'uranium-235 [27].

$$N_n(E_n) = \frac{N_{fis}^{det}(E_n)}{\sigma_f^{^{235}U}(E_n) N_{^{235}U} \varepsilon_{FC}} \tag{3.5}$$

L'acquisition des données

Les signaux électriques produits dans la chambre à fission et les détecteurs germanium sont exploités par des cartes d'acquisition digitale TNT2 [65] dont la fréquence d'échantillonnage est de 100 MHz.

1250 μs séparent deux émissions de paquets de neutrons, mais les neutrons arrivant plus de 50 μs après leur émission ont des énergies inférieures à 1 keV. Comme ces énergies sont bien en deçà du seuil de toute réaction (n,xn), les événements détectés entre 50 μs et 1250 μs, principalement issus de la radioactivité de l'échantillon, ne sont pas utiles à la mesure. Pour exclure ces événements, l'enregistrement des signaux détectés n'a lieu que pour une durée limitée, ici 60 μs. A chaque pulsation de l'accélérateur, un signal, nommé trigger externe, est envoyé aux cartes d'acquisition. Ce signal permet de synchroniser les événements avec l'émission des neutrons. Les événements compris entre environ 10 μs avant et environ 50 μs après l'émission des neutrons par la source sont enregistrés. Chaque carte est munie de quatre voies pour l'acquisition du signal. Deux cartes TNT2 ont été utilisées. La première associe chacune des voies à un détecteur germanium, tandis que la seconde reçoit les signaux de la chambre à fission sur une voie.

L'amplitude et l'instant de détection des signaux sont déterminés par les cartes d'acquisition. Un signal entrant est détecté quand l'amplitude du signal dépasse un seuil prédéfini. L'instant de détection est déterminé à l'aide de la méthode CFD (Constant Fraction Discriminator) qui permet une meilleure résolution en temps que la méthode du seuil. Le calcul de l'énergie est réalisé par l'application d'un filtre trapézoïdal au signal, la hauteur du trapèze obtenue est proportionnelle à l'énergie [72]. Ceci nécessite qu'aucun autre signal ne vienne perturber la mise en forme du trapèze sur une période de 4 μs (avec les paramètres utilisés lors de la prise de données). Dans le cas où un autre signal est détecté dans ce laps de temps, le calcul de l'énergie est compromis. Les signaux détectés dont l'énergie n'a pas pu être reconstruite correctement sont alors enregistrés avec un marqueur d'empilement, ils sont appelés événements empilés.

Une fois l'amplitude du signal et son instant de détection déterminés, un événement est enregistré sur 14 octets. 6 octets sont utilisés pour le temps de détection depuis le début de l'acquisition, 4 pour le numéro de l'événement dans la voie où il est détecté, 2 pour l'amplitude du signal et 2 pour la voie et le marqueur d'empilement.

La prise de données pour le thorium-232 a été fractionnée en trois campagnes de mesure, en 2009, 2010 et 2013. Chaque campagne a duré de 3 à 5 semaines. La prise de données est effectuée sur les jours ouvrés d'une semaine où la source de neutrons est en opération. Les week-end, le faisceau de neutrons est à l'arrêt. Ces moments sont donc mis à profit pour effectuer des mesures de calibration avec une source d'europium 152, ou pour enregistrer la radioactivité de l'échantillon.

3.3 Vérification et traitement des données

Pendant les campagnes de mesures, les données sont enregistrées événement par événement. Chaque événement est caractérisé par son instant de détection, son numéro d'événement, le numéro de la voie correspondante (compteurs HPGe, trigger externe, chambre à fission), l'amplitude du signal et un marqueur d'empilement.

Deux paramètres sont importants pour l'analyse d'un événement : d'une part la différence de temps entre son instant de détection et l'émission du paquet de neutrons associé, appelée par la suite le temps de détection, et d'autre part l'amplitude du signal détecté, qui est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. On construit donc un histogramme bidimensionnel correspondant à la distribution en amplitude et en temps de vol des événements. Des projections de ces histogrammes pour la chambre à fission et un compteur HPGe sont présentées sur la figure 3.7.

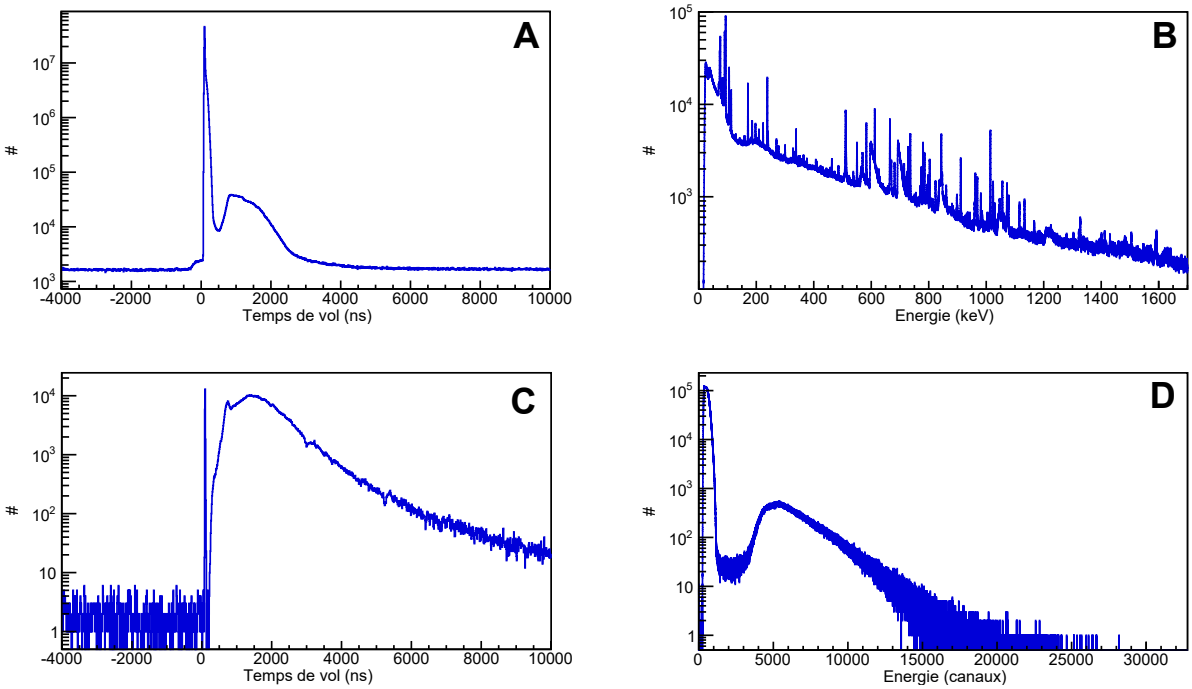


FIGURE 3.7 – A) Histogramme en temps de la détection des signaux dans un compteur HPGe.
B) Histogramme de l'amplitude des signaux dans un compteur HPGe.
C) Histogramme en temps de la détection des signaux dans la chambre à fission.
D) Histogramme de l'amplitude des signaux dans la chambre à fission.

On observe sur les histogrammes en temps (A et C) la présence d'un fond constant, dû principalement à la radioactivité et marginalement à la présence de neutrons diffusés de basses énergies, et un pic pour un temps de vol d'environ 100 ns. Ce dernier est composé d'événements issus de réactions induites par le flash gamma, et est suivi d'événements sur une période plus longue provenant de réactions induites par les neutrons. L'histogramme en amplitude du compteur HPGe (B) inclut de nombreux pics sur un fond. Ces pics sont issus de l'absorption totale de l'énergie d'un rayon γ incident. L'histogramme en amplitude de la chambre à fission a déjà été commenté sur la figure 3.6.

3.3.1 Vérification des données

Les campagnes de mesure ont duré plusieurs semaines et sont séparées de quelques années, il est nécessaire de vérifier la cohérence des données collectées. Cette section présente les différentes vérifications effectuées sur l'ensemble des données et les corrections apportées pour permettre leur exploitation.

Taux de comptage

Les taux de comptage des différents compteurs HPGe et de la chambre à fission par pulsation du faisceau de neutrons ont été reconstruits en fonction du temps. Sur la figure 3.8, ils sont tracés en fonction du temps d'exposition de l'échantillon de thorium au faisceau de neutrons. Des traits verticaux séparent les trois campagnes de mesure de 2009, 2010 et 2013. Le taux de comptage des fissions dans la chambre à fission est beaucoup plus faible que celui des compteurs HPGe, il a donc été multiplié par 200 pour permettre la comparaison. Les variations sont similaires aussi bien pour les rayons γ détectés par les quatre compteurs HPGe que pour les fissions détectées dans la chambre à fission. On en déduit que l'intensité du faisceau de neutrons est à l'origine de ce phénomène. Les variations seraient donc dues à des changements dans la production des paquets d'électrons lors de l'opération de GELINA.

La différence du taux de détection moyen dépasse les 10 % par endroit. Par exemple, le taux de comptage de la chambre à fission par pulsation de la source, qui est directement proportionnel au nombre de neutrons traversant l'échantillon, passe de $7,96\ 10^{-4}$ en 2009, à $9,07\ 10^{-4}$ en 2010 puis $6,42\ 10^{-4}$ en 2013. Ces variations ont une influence sur la correction d'empilement, qui varie en effet exponentiellement avec le taux de comptage. Pour les compteurs HPGe le taux de comptage varie entre 150 et 400 événements par seconde.

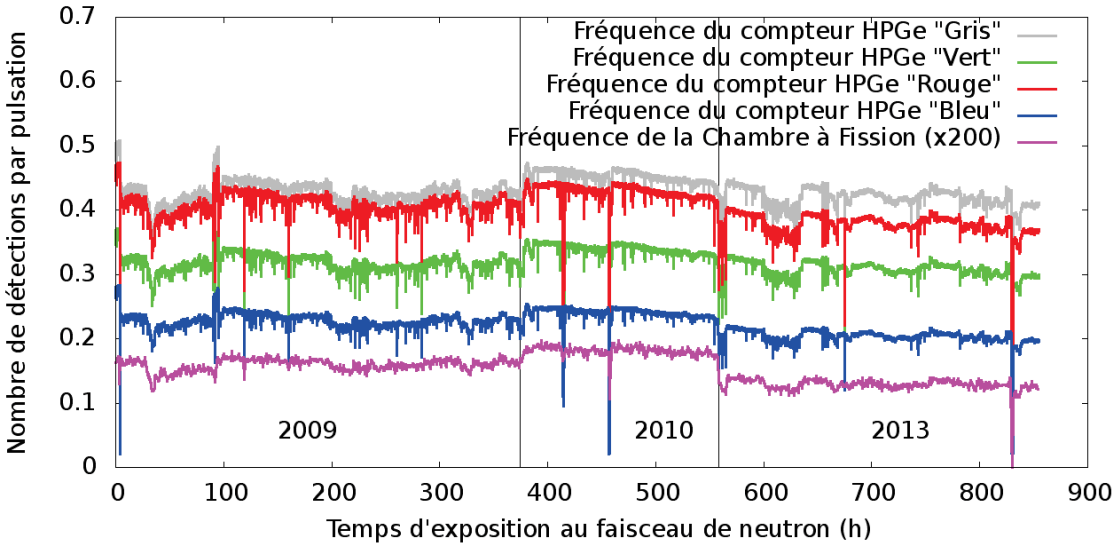


FIGURE 3.8 – Fréquence de détection des détecteurs lors des campagnes de 2009, 2010 et 2013.

Correction d'empilement

Pour obtenir le nombre réel de rayons γ produits dans la cible ou le nombre de fissions, il est nécessaire de prendre en compte la correction d'empilement. La correction est calculée à partir des événements marqués comme empilés, c'est à dire séparés de moins de 4 μs d'un autre événement ce qui empêche la détermination correcte de son amplitude par l'acquisition. En supposant que tous les événements empilés et non empilés sont enregistrés, et que le taux d'empilement d'un rayon γ ne dépend pas de son énergie mais uniquement de son instant de détection, la correction peut être exprimée par l'équation 3.6.

$$\tau_{emp}(t) = \frac{N_{tot}(t)}{N_{non-emp}(t)} \tag{3.6}$$

τ_{emp} est le facteur de correction pour les événements détectés à l'instant t, $N_{tot}(t)$ le nombre total d'événements détectés à l'instant t, empilés ou non, et $N_{non-emp}(t)$ le nombre d'événements non empilés détectés à l'instant t. La distribution temporelle des événements, empilés ou non, est tracée dans la partie A de la figure 3.9 avec une échelle logarithmique et le facteur de correction pour chaque canal en temps est tracé pour les quatre compteurs HPGe dans la partie B.

La distribution en temps est largement dominée par le flash gamma aux alentours de 13500 ns. La variation du facteur de correction est donc dominée par l'empilement avec un événement issu du flash gamma, ce qui entraîne la variation soudaine du facteur de correction 4 μs avant et après le flash gamma. Cependant, la valeur de la correction s'effondre pour des temps proche du flash. Cet effet provient de l'incapacité de l'acquisition à discriminer des signaux proches dans un même compteur, séparés de moins d'environ 500 ns en se fondant sur le déficit d'événements empilés (temps mort de l'acquisition). Par conséquent, la correction d'empilement obtenue est sous évaluée pour des temps de vol correspondant à des neutrons de 13 MeV et plus.

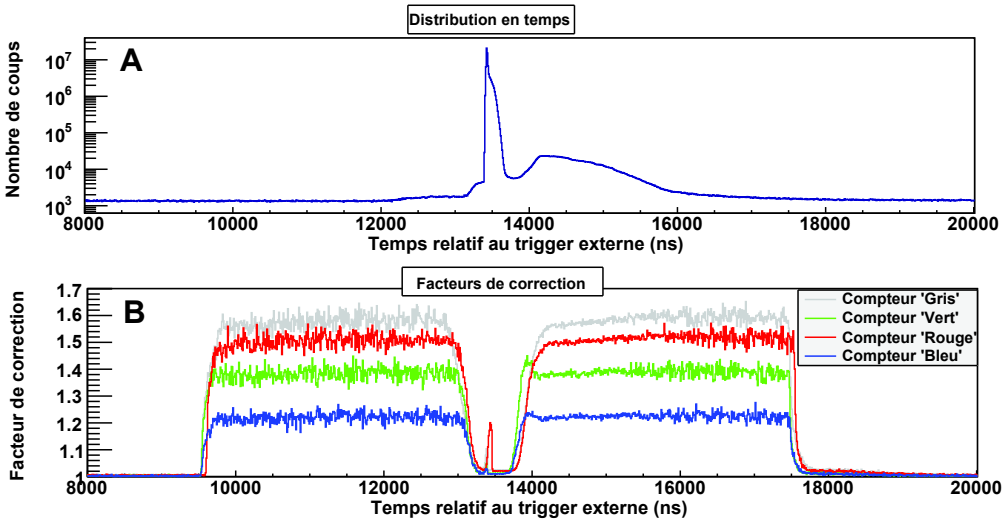


FIGURE 3.9 – A) Distribution des événements détectés dans un compteur HPGe en fonction du temps relatif au trigger externe. B) Facteur de correction de l'empilement en fonction du temps relatif au trigger externe.

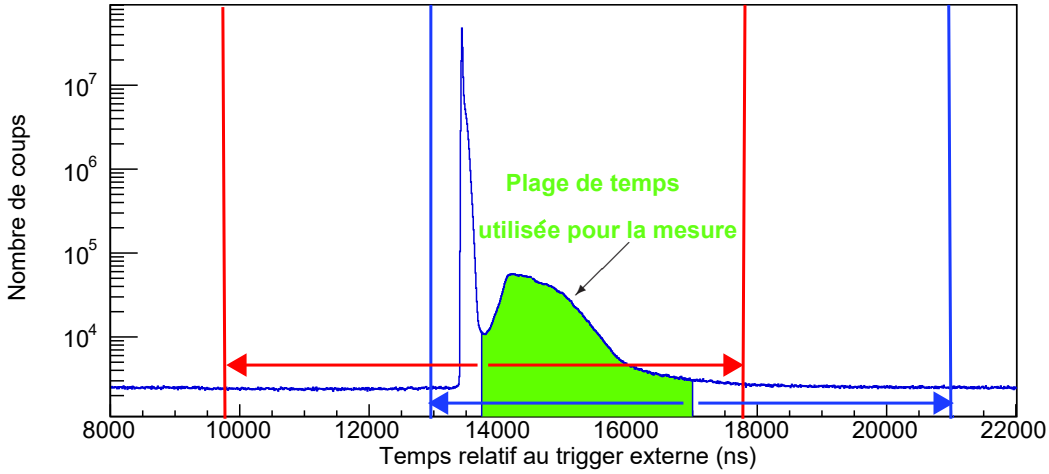


FIGURE 3.10 – Plages de temps en empilement avec les mesures.

Pour corriger cet effet, on considère que la correction d'empilement est constante sur toute la plage de temps de vol concernée par nos mesures. En effet, comme la plupart des événements détectés sont indépendants, on admet que la probabilité d'occurrence d'un deuxième signal à moins de 4 μs du premier dans le détecteur est très similaire à celle d'en détecter un seul dans la même plage de temps. Or on constate que cette probabilité est constante pour toute la plage en temps de vol utilisée par la mesure. La figure 3.10 illustre ceci pour un compteur HPGe. La zone en vert indique les temps utilisés pour le calcul des sections efficaces, c'est à dire ceux pour lesquels des réactions (n,xnγ) ont lieu. Les limites rouge et bleue indiquent les zones de 8 μs où une deuxième détection provoquerait un empilement. Le nombre d'événements détectés entre les limites reste le même depuis le début de la plage de temps utilisée (limites rouges) jusqu'à la fin (limites bleues). On utilise donc pour chaque détecteur HPGe un facteur de correction d'empilement constant dont la valeur est prise à la fin de la plage d'intérêt où les effets du temps mort de l'acquisition sont minimaux (entre 16000 et 17000 sur le graphe de la figure 3.9B). L'incertitude sur ce facteur est déterminée par l'erreur statistique sur le nombre d'événements détectés. Elle est d'environ 1%. Pour la chambre à fission, le facteur de correction est beaucoup plus faible, environ 1,003, du fait d'un taux de comptage moins élevé. Il est calculé de la même façon que pour les compteurs HPGe, mais ne nécessite pas de correction particulière.

3.3.2 Constitution des histogrammes

Afin de combiner les données recueillies au cours des différentes mesures, il est nécessaire de s'assurer de leur cohérence. Les données ont été divisées en 315 lots successifs de sorte à disposer pour chaque lot d'une statistique suffisante pour interpréter les histogrammes. Pour chaque lot, on forme les histogrammes du temps de vol et de l'énergie pour chaque détecteur. La comparaison des histogrammes en temps de vol montre qu'ils sont décalés entre certaines prises de données comme cela est illustré sur la figure 3.11.

Sur cette figure, l'histogramme rouge correspond à la distribution en temps d'un lot de données de 2010 et celle en vert d'un lot de données de 2013. Ce décalage est dû à des changements dans les câblages des modules électroniques utilisés. Aucun décalage n'a été observé au sein même

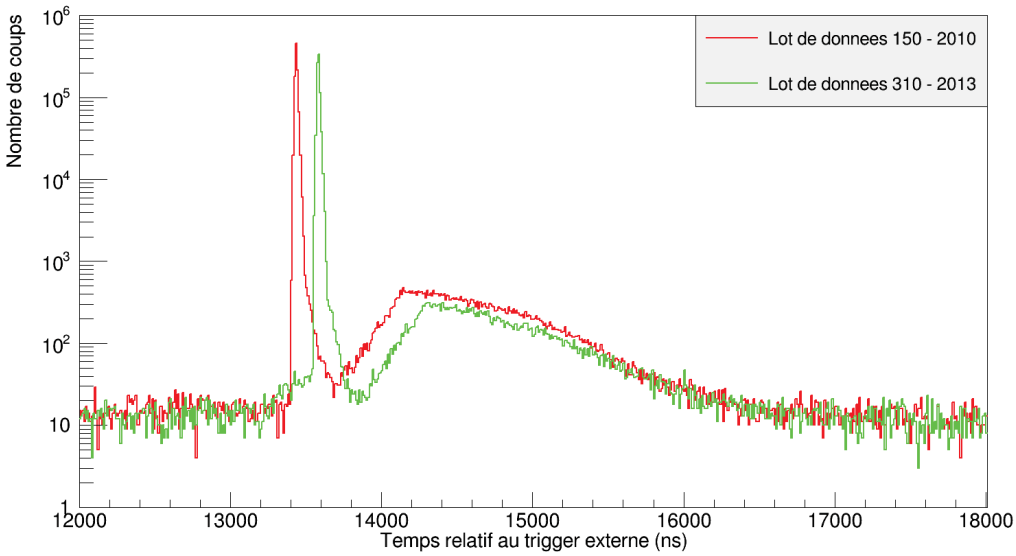


FIGURE 3.11 – Distribution du temps de vol des événements d'un compteur HPGe pour deux lots de données.

d'un des 315 lots, ce qui se serait manifesté par un dédoublement ou un élargissement du flash gamma. On peut alors synchroniser les temps de chaque lot par rapport à l'instant de détection du flash gamma, qui est aisé à déterminer sur les histogrammes. La correction appliquée aux différents compteurs HPGe est égale à la différence entre l'instant de détection du flash gamma dans le premier lot et dans le lot à corriger. Elle est tracée sur la figure 3.12.

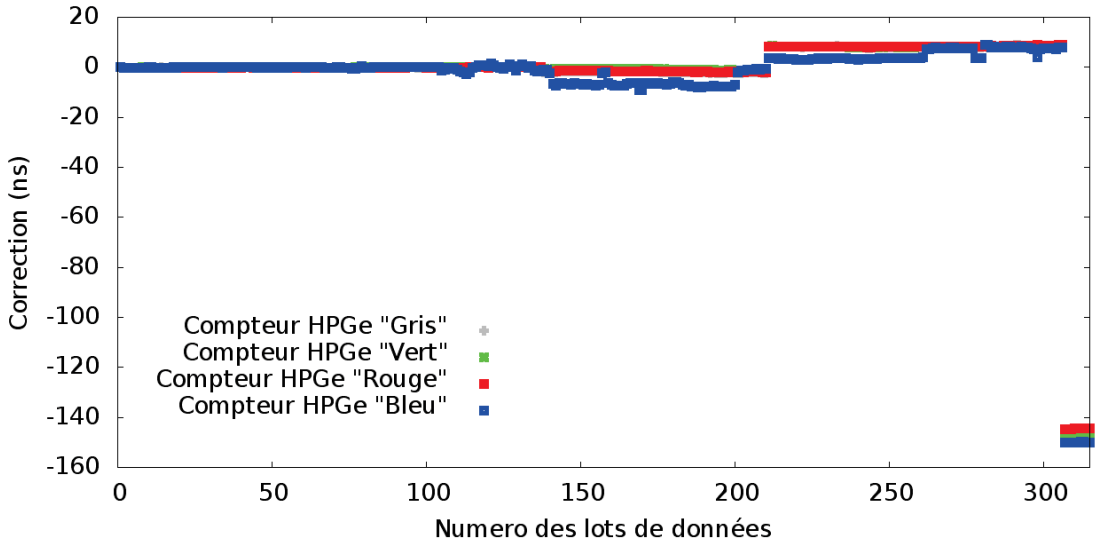


FIGURE 3.12 – Correction du temps de vol appliquée aux différents lots.

La comparaison des histogrammes en énergie des compteurs HPGe a permis d'observer que le gain en énergie est variable suivant les lots de données. La partie supérieure de la figure 3.13 montre en ordonnée l'amplitude du signal et en abscisse les numéros des différents lots de données pour un compteur HPGe. La couleur indique le nombre d'événements. Les lignes qui se

distinguent du fond sont des transitions gamma. Les spectres de trois lots de données sont tracés dans la partie inférieure de la figure. Le pic principal, vers 3900 pour le lot de données 50 et autour de 2600 pour les lots de données 220 et 291 correspond à la même transition. Le changement brusque entre les campagnes de 2010 et 2013 est dû au changement de paramétrage des cartes entre ces deux périodes. Les autres variations sont dues à des perturbations électromagnétiques pour les variations rapides en 2013. Ces variations n'affectent pas la chambre à fission, pour laquelle aucune correction n'est nécessaire.

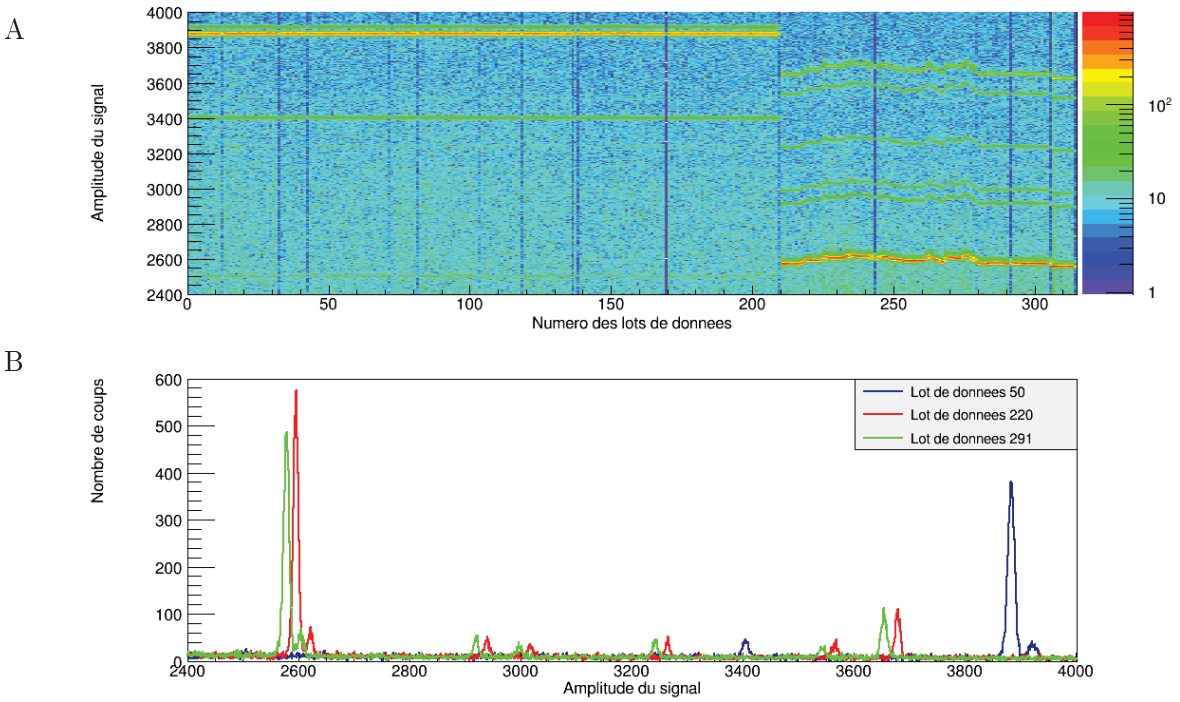


FIGURE 3.13 – A) Histogramme d'amplitude du signal pour les différents lots de données B) Projections pour trois lots de données.

Pour corriger les déviations observées, le facteur de proportionnalité a été déduit pour chaque lot. Les centroïdes de l'amplitude des signaux pour cinq transitions de la chaîne de radioactivité du thorium-232 sont déterminés pour chaque lot. Ces transitions ont des énergies de 200 keV, 238 keV, 511 keV, 583 keV, 911 keV. La correspondance entre énergie et amplitude du signal est alors obtenue par l'interpolation linéaire des cinq points. La figure 3.14 montre le facteur de proportionnalité K pour les différents lots. Les histogrammes de chaque lot sont alors replacés à la même échelle et sommés.

Les deux corrections ci-dessus sont appliquées aux histogrammes bidimensionnels des 315 lots pour chaque compteur HPGe. L'application des corrections permet d'utiliser toute la statistique accumulée sur les trois campagnes de mesures pour l'analyse des données.

3.4 Analyse de données

L'ensemble des trois campagnes de mesures totalisent 2,3 milliards de paquets de neutrons, pour un temps de faisceau cumulé de 800 heures.

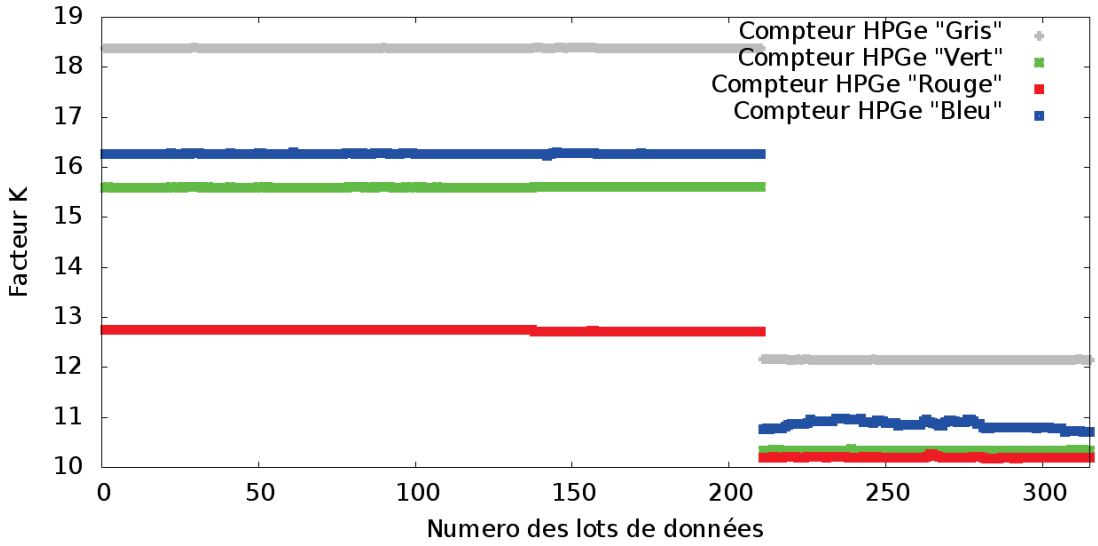


FIGURE 3.14 – Facteur de proportionnalité K entre l'amplitude du signal et l'énergie déposée pour les différents lots.

3.4.1 Identification des transitions gamma

Les histogrammes obtenus, dont un est tracé pour une plage d'énergie limitée sur la figure 3.15, contiennent de nombreuses transitions gamma. On peut voir sur la figure trois transitions présentes sur toute la plage en temps, y compris avant l'arrivée du flash gamma. Elles proviennent de la chaîne de décroissance du thorium-232 de l'échantillon. D'autres transitions sont visibles sur des plages de temps limitées. Elles proviennent de l'interaction des neutrons avec l'échantillon de thorium ou les matériaux de structure environnants. On cherche à identifier parmi celles-ci les transitions correspondant aux réactions (n,xnγ) sur le thorium-232 que nous souhaitons mesurer, qui correspondent aux transitions des isotopes thorium-232, 231 ou 230.

Les transitions sont identifiées sur plusieurs critères : leur énergie, la plage de temps de vol où elles sont présentes, ainsi que la variation de leur intensité. On recherche les transitions gamma de même énergie présentes dans la base de données de structure nucléaire ENSDF [73]. Une identification est validée si d'autres transitions du même nucléide sont présentes dans l'histogramme, ou si le nucléide correspond à un isotope issu de réactions sur l'échantillon de thorium-232 ou sur les matériaux de la structure du dispositif. La comparaison avec des spectres obtenus lors de l'étude d'autres échantillons avec le dispositif GRAPhEME permet aussi de déterminer quelles transitions viennent des matériaux de structure et lesquelles sont spécifiques à l'échantillon. La plage de temps sur laquelle la transition est présente permet d'identifier la réaction à l'origine de la transition. Les réactions (n,2n) et (n,3n) du spectre sont ainsi présentes sur une courte plage en temps moins d'une μs après le flash tel qu'illustré sur la figure 3.15.

Plusieurs transitions observées n'ont pas pu être identifiées. La faible efficacité des compteurs germanium planaires utilisés ne permet pas l'utilisation des coïncidences entre les compteurs germanium pour établir l'identité des transitions ou améliorer le rapport signal sur bruit. La statistique des événements en coïncidence est trop faible pour en tirer des conclusions utiles.

Cependant, la statistique obtenue lors de nos prises de données et la haute résolution en énergie des compteurs germanium ont permis d'observer au total 342 transitions, issues de de

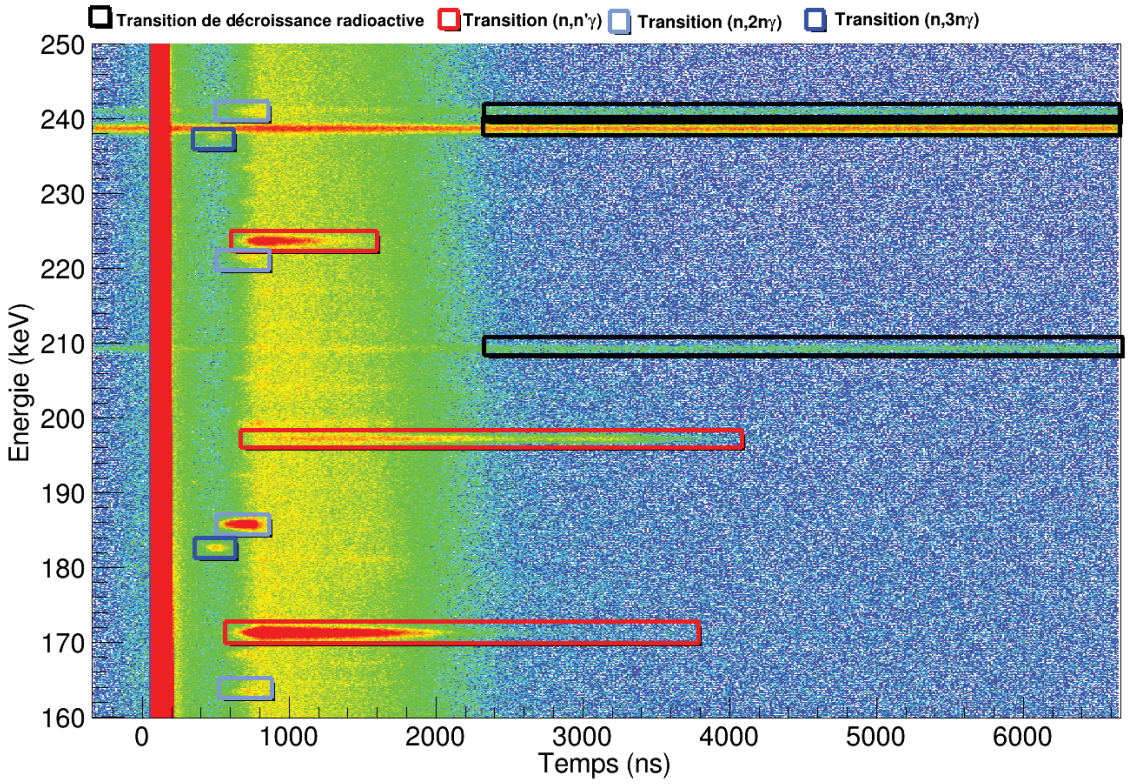


FIGURE 3.15 – Histogramme en énergie et en temps de vol pour un compteur HPGe.

réactions ^{232}Th(n,xn) et ^{232}Th(n,γ), de produits de fission, de la chaîne de radioactivité du thorium-232, et de réactions sur les composants de structure (Pb, Cu, Cd, F, Al, Ge, Fe). Les transitions identifiées et non identifiées sont listées dans l'annexe B.

3.4.2 Calcul des sections efficaces

Une fois les transitions identifiées, les sections efficaces d'émission $\sigma_{(n,xn\gamma)}$ sont déterminées en plusieurs étapes. On calcule d'abord la section efficace différentielle en angle pour chaque détecteur, puis les sections efficaces pour un même angle sont combinées, enfin la section efficace intégrée est calculée par la quadrature de Gauss. Cette section traite du calcul de la section efficace différentielle. La combinaison des mesures et l'utilisation de la quadrature de Gauss sont présentées dans la section suivante. La section efficace différentielle en angle $\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta_i)$ peut être calculée à l'aide de l'équation 3.7.

$$\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta_i) = \frac{N_\gamma(E_n, \theta_i)}{\Phi_n(E_n) N_{Th}} \tag{3.7}$$

La concentration surfacique N_{Th} des atomes de thorium-232 dans l'échantillon est calculée à l'aide de l'équation 3.1 obtenue dans la section 3.2.2 en utilisant les informations issues de sa caractérisation au JRC-Geel.

Ensuite, la fluence Φ_n des neutrons sur l'échantillon, c'est à dire le nombre total de neutrons ayant traversé l'échantillon, est obtenue par l'équation 3.5 (présentée dans la section 3.2.3) corrigée par le facteur η_{air} de l'atténuation du flux de neutrons dans l'air entre la chambre à fission

et l'échantillon et de l'empilement par le facteur τ_{emp}^{CF} (équation 3.8).

$$\Phi_n(E_n) = \frac{N_{fis}^{det}(E_n)}{\sigma_f^{^{235}U}(E_n) N_{^{235}U} \tau_{emp}^{CF} \varepsilon_{CF}} \eta_{air} \tag{3.8}$$

L'équation 3.9 est utilisée pour obtenir le nombre N_γ de rayons γ de la transition par unité d'angle solide émis par l'échantillon pour chaque compteur. Le nombre de coups $A_{pic,\gamma}$ dans le pic est corrigé de l'efficacité $\varepsilon_i(E_\gamma)$ du compteur i pour un rayon γ d'énergie E_γ (cf. section 3.2.3) et du facteur d'empilement $\tau_{emp,i}$ (cf. section 3.3.1). Le terme 4π est ajouté pour obtenir le nombre de rayons γ émis par stéradian.

$$N_\gamma(E_n, \theta_i) = \frac{A_{pic,i}(E_n) \tau_{emp,i}}{4\pi \varepsilon_i(E_\gamma)} \tag{3.9}$$

L'équation 3.10 est alors utilisée pour le calcul de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta_i)$ pour un compteur i.

$$\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta_i) = \frac{A_{pic,i}(E_n) \sigma_f^{^{235}U}(E_n) \tau_{emp,i} N_{^{235}U} \varepsilon_{CF}}{4\pi N_{fis}^{det}(E_n) \tau_{emp}^{CF} \varepsilon_i(E_\gamma) N_{Th} \eta_{air}} \tag{3.10}$$

La dépendance en énergie de la section efficace différentielle provient de trois facteurs : le nombre de coup dans le pic $A_{pic,i}(E_n)$, le nombre de fission détectée dans la chambre à fission $N_{fis}^{det}(E_n)$ et la section efficace de fission de l'uranium-235 $\sigma_f^{^{235}U}(E_n)$. La section efficace de fission est reprise de la référence [27], qui est la dernière évaluation des sections efficaces standards (2018). Cette évaluation a fait usage des derniers développements méthodologiques. Pour $A_{pic,i}(E_n)$ et $N_{fis}^{det}(E_n)$, on considère les plages en énergie, donc en temps de vol, qui permettent de décrire aussi précisément que possible la section efficace.

Les fenêtres de temps de vol choisies doivent être assez larges pour disposer d'une statistique suffisante pour estimer avec précision le nombre de coups dans le pic, mais suffisamment nombreuses pour apprécier le profil de la section efficace. Pour simplifier la comparaison entre les différentes sections efficaces calculées, les mêmes fenêtres de temps de vol ont été choisies pour la plupart des transitions. Suite à plusieurs essais, on a choisi d'utiliser des fenêtres de temps de vol uniformes d'une durée de 90 ns pour les sections efficaces de réactions (n,n'γ), et d'une durée de 30 ns pour les (n,2nγ) et (n,3nγ) car une résolution en énergie supérieure est nécessaire pour observer la forme de la section efficace de ces dernières. Pour certaines sections efficaces, il a été nécessaire d'utiliser d'autres fenêtres en temps, plus longues, pour disposer de la statistique nécessaire à leur mesure.

3.4.3 Combinaison des détecteurs

On dispose pour chaque angle de deux mesures de la section efficace différentielle par les deux compteurs positionnés à cet angle. La combinaison de ces deux mesures permet d'obtenir une estimation plus précise de la section efficace différentielle à cet angle. La méthode optimale pour combiner deux mesures indépendantes est d'utiliser leur somme pondérée par l'inverse de leur variance. Cependant, les deux mesures ne sont pas indépendantes, plusieurs termes de l'équation 3.10 sont communs aux mesures par les deux compteurs. Si on dispose de la covariance

Cov_{12} entre deux mesures σ_1 de variance Var_1 et σ_2 de variance Var_2, l'équation 3.11 permet le calcul de l'estimateur optimal σ_c. La variance Var_c sur cet estimateur est alors donnée par l'équation 3.12. Il est nécessaire de calculer la variance et la covariance des points de mesures au préalable.

$$\sigma_c = \frac{\frac{1}{Var_1 - Cov_{12}}\sigma_1 + \frac{1}{Var_2 - Cov_{12}}\sigma_2}{\frac{1}{Var_1 - Cov_{12}} + \frac{1}{Var_2 - Cov_{12}}} \tag{3.11}$$

$$Var_c = \frac{Var_1 Var_2 - (Cov_{12})^2}{Var_1 + Var_2 - 2Cov_{12}} \tag{3.12}$$

Une fois les sections efficaces différentielles aux deux angles déterminées, la section efficace intégrée est obtenue par la quadrature de Gauss-Legendre (eq. 3.13).

$$\sigma_{(n,xn\gamma)}(E_n) \approx 4\pi(0,6521\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta = 110°) + 0,3479\frac{d\sigma_{(n,xn\gamma)}}{d\theta}(E_n, \theta = 150°)) \tag{3.13}$$

Les sections efficaces différentielles d'une transition mesurée pour chaque compteur sont tracées sur la figure 3.16. On constate que les sections efficaces pour un même angle se superposent de façon satisfaisante comme attendu.

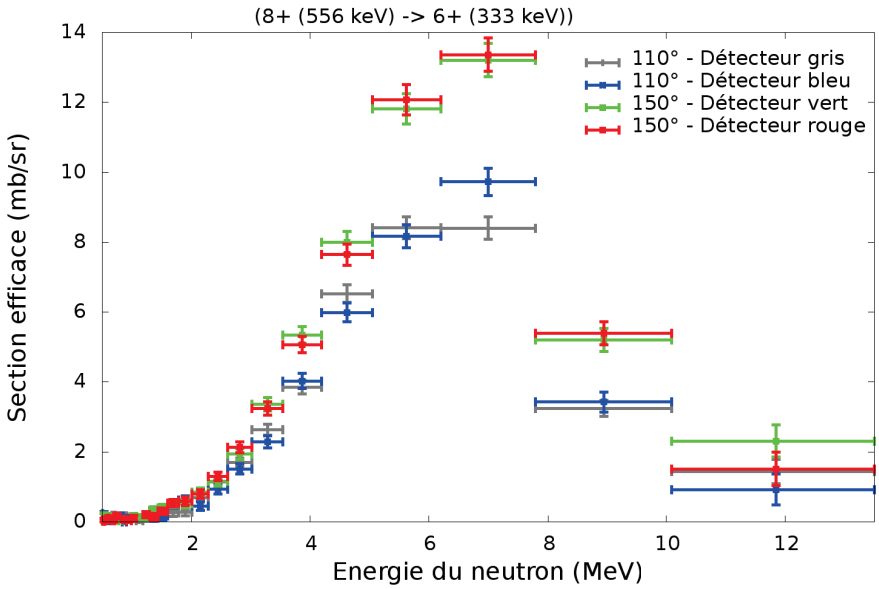


FIGURE 3.16 – Sections efficaces différentielles mesurées par les quatres compteurs.

3.4.4 Traitement des incertitudes et des covariances

Le calcul de l'incertitude nécessite de propager rigoureusement l'incertitude de tous les termes utilisés dans les équations présentées. Son calcul est nécessaire pour la combinaison optimale des mesures des compteurs à un même angle, ainsi que pour les applications et la comparaison aux modèles théoriques et aux résultats d'autres mesures.

La méthode utilisée est le calcul déterministe de la propagation des incertitudes dans l'approximation linéaire. L'incertitude est supposée assez faible pour justifier cette approximation. La covariance entre deux fonctions f et g des paramètres a_i est alors obtenue à l'aide de l'équa-

tion 3.14.

$$cov(f,g) = \sum_{i,j} \frac{df}{da_i} cov(a_i, a_j) \frac{dg}{da_j} \tag{3.14}$$

La variance d'un point de mesure $\sigma_\gamma(E_n)$ est déterminée avec f=g=$\sigma_\gamma(E_n)$, et la covariance entre deux points $\sigma_\gamma(E_n)$ et $\sigma_\gamma(E'_n)$ avec f=$\sigma_\gamma(E_n)$ et g=$\sigma_\gamma(E'_n)$. La covariance de chaque point de mesure avec la section efficace de fission $\sigma_f^{^{235}U}(E'_n)$ est obtenue avec f=$\sigma_\gamma(E_n)$ et g=$\sigma_f^{^{235}U}(E'_n)$.

En appliquant cette formule à l'équation 3.10 pour le même compteur HPGe et deux énergies différentes, on obtient l'équation 3.15 qui permet d'obtenir la covariance relative $C_r^i(E_n, E'_n)$ entre les deux points de mesures. Utiliser la formule pour la section efficace intégrée augmente le nombre de termes, mais suit le même principe.

$$\begin{aligned} C_r^i(E_n, E'_n) = & \frac{Var(\tau_{emp,i})}{(\tau_{emp,i})^2} + \frac{Var(\varepsilon_i(E_\gamma))}{(\varepsilon_i(E_\gamma))^2} + \frac{Var(N_{Th})}{(N_{Th})^2} \\ + & \frac{Var(\eta_{air})}{(\eta_{air})^2} + \frac{Var\varepsilon_{CF})}{(\varepsilon_{CF})^2} + \frac{Var(N_{^{235}U})}{(N_{^{235}U})^2} + \frac{cov(\sigma_f^{^{235}U}(E_n), \sigma_f^{^{235}U}(E'_n))}{\sigma_f^{^{235}U}(E_n)\sigma_f^{^{235}U}(E'_n)} \end{aligned} \tag{3.15}$$

La liste des facteurs pris en compte dans le calcul ainsi que leur incertitude est donnée dans le tableau 3.5.

Facteur	$A_{pic,i}(E_n)$	$\sigma_f^{^{235}U}(E_n)$	$N_{^{235}U}$	$\tau_{emp,i}$	ε_{CF}
Valeurs	100-2 10^4	1-2 b	8,3 10^{17} cm^{-2}	1,2-1,6	0,944
Incertitude (%)	1-20	$\sim$1,5	0,55	1	2,1
Facteur	$N_{fis}^{det}(E_n)$	$\varepsilon_i(E_\gamma)$	N_{Th}	η_{air}	τ_{emp}^{CF}
Valeurs	10^3-10^4	10^{-4}-10^{-3}	8,54 10^{20} cm^{-2}	0,98	1.003
Incertitude (%)	0,3-3	1	1,2	1	0,01

TABLE 3.5 – Plage de valeurs et incertitudes des différents facteurs entrant dans le calcul de la section efficace.

Il n'y a pas de corrélation entre les différents facteurs du tableau. Les incertitudes de chaque facteur ont été déterminées avec soin. L'incertitude, ainsi que les covariances, de la section efficace de fission de l'uranium-235 sont reprises de la référence [27]. L'incertitude sur $A_{pic,i}(E_n)$, $N_{fis}^{det}(E_n)$, $\tau_{emp,i}$ et τ_{emp}^{CF} proviennent principalement de la statistique sur le compte d'événements, mais également l'incertitude apportée par d'autres opérations comme la soustraction du fond pour $A_{pic,i}(E_n)$. Pour les efficacités de détection $\varepsilon_i(E_\gamma)$ et ε_{CF}, et l'atténuation η_{air}, l'incertitude provient de la caractérisation combinant simulations numériques et expériences [71]. Les incertitudes sur N_{Th} et $N_{^{235}U}$ sont reprise desfiches techniques de la cible et de la chambre à fission. Au final, l'incertitude relative sur les sections efficaces calculées est au minimum d'environ 4 %.

Du fait des termes communs entre les différentes sections efficaces mesurées, celles-ci présentent des corrélations entre elles et avec la section efficace de fission de l'uranium-235 par rapport à laquelle elles sont mesurées. Un exemple de matrice de corrélations obtenue est présentée sur la figure 3.17. La matrice ne montre aucune corrélation sous le seuil vers 700 keV. Ces corrélations sont moins élevées aux hautes énergies ($>$ 10 MeV) où la statistique est plus faible. Les incertitudes statistiques, qui sont non corrélées dominent alors l'incertitude, ce qui entraîne

la baisse de la corrélation.

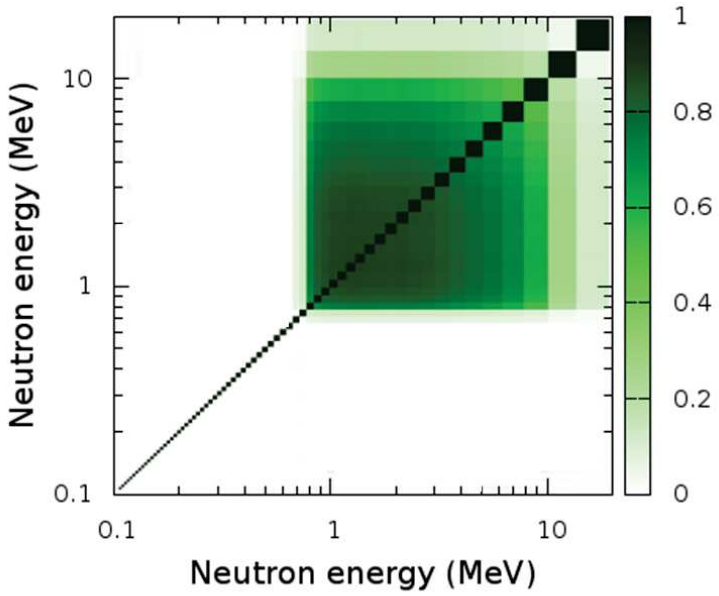


FIGURE 3.17 – Matrice de corrélation de la section efficace de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ de 681 keV.

3.4.5 Correction pour les transitions gamma de faible énergie

Pour les transitions gamma d'une énergie inférieure à 200 keV, la reconstruction de l'instant de détection est imparfaite. On observe cet effet dans la forme du flash gamma. Elle passe d'une distribution étroite à haute énergie, à une distribution décalée et étalée vers les temps supérieurs à basse énergie (figure 3.18). Cet élargissement est également observé lors de la détection en coïncidence de rayons γ issus de la radioactivité. Cet effet provient de la non-linéarité de la réponse en temps du CFD en fonction de l'énergie. Dans notre dispositif, un des compteurs HPGe est plus affecté par ce phénomène que les autres. Ceci a une influence sur les résultats de nos mesures. Le seuil mesuré d'une section efficace de réaction (n,2nγ) d'une transition de 185 keV est inférieur au seuil de séparation des neutrons. Dans le cas d'une réaction (n,n'γ), ce sont les points de mesure à haute énergie de neutrons qui sont affectés par cet effet. Nos mesures doivent donc être corrigées.

La méthode utilisée consiste à déconvoluer la distribution en temps. On fait l'hypothèse que les rayons γ de même énergie sont tous traités de la même manière par le système d'acquisiton. La distribution en temps d'un rayon γ d'intérêt est semblable à celle d'un rayon γ du flash gamma à cette même énergie. Un traitement de déconvolution de la distribution observée permet alors d'obtenir l'histogramme réel en temps. Ce dernier est recherché sous la forme d'un ensemble de polynômes du second degré définis sur plusieurs plages en temps. La convolution de cette fonction par la forme du flash gamma est ajustée sur la distribution en temps observée. Suite à cet ajustement, on obtient le spectre réel en temps (cf. figure 3.19). Celui-ci peut ensuite être

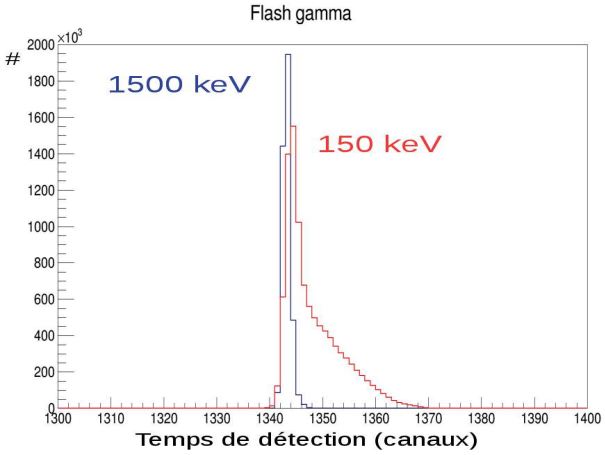


FIGURE 3.18 – Projections en temps du flash gamma pour des fenêtres d'énergie gamma à 1500 keV et 150 keV.

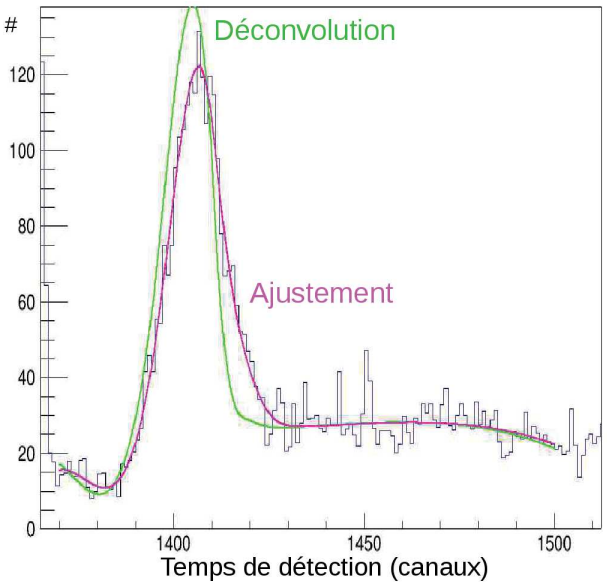


FIGURE 3.19 – Distribution en temps à 185 keV.
L'ajustement de la fonction convoluée sur la distribution en temps est en magenta et la fonction déconvoluée équivalente à la distribution réelle est en vert.

utilisé pour calculer la section efficace. Cette méthode a permis d'obtenir des sections efficaces corrigées. Par exemple pour la section efficace de réaction (n,2nγ) de la transition à 185 keV du thorium-231, la section efficace corrigée a bien un seuil supérieur à l'énergie de séparation de neutron (figure 3.20).

Cependant, cette méthode est sensible au choix de la fonction utilisée pour approcher la distribution réelle. Il est nécessaire de la choisir avec soin pour qu'elle soit réaliste. De plus, le calcul de l'incertitude est plus difficile et doit encore être affiné car l'ajustement introduit des corrélations entre les différents temps de vol.

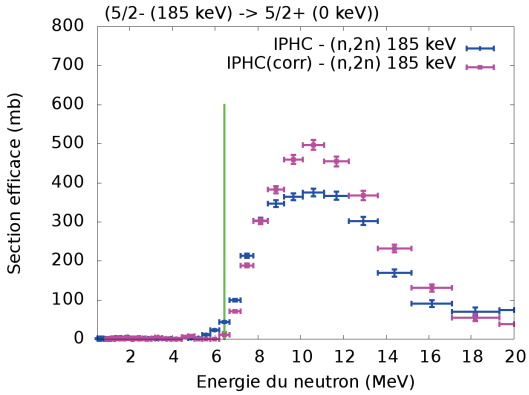


FIGURE 3.20 – Sections efficaces de réactions (n,2nγ). La ligne verte représente l'énergie de séparation d'un neutron.

Chapitre 4

Sections efficaces de réactions (n,xn γ) du thorium-232

Au cours de ce travail, l'analyse des données recueillies a permis l'identification de nombreuses transitions issues des réactions (n,xnγ) sur le thorium-232. D'abord, on a obtenu des informations sur le schéma de niveau du thorium-232. De nouvelles valeurs de plusieurs rapports d'embranchement sont proposées et des transitions du thorium-232 absentes de la base de données ENSDF ont été placées dans le schéma de niveau. Ensuite, les sections efficaces de production des différentes transitions ont été mesurées du seuil des réactions à 20 MeV. Elles ont été comparées aux mesures antérieures et aux prédictions du code de réaction nucléaire TALYS [53].

4.1 Nouvelles informations de structure

Le schéma de niveau du thorium-232 est présenté sur la figure 4.1 [74][78]. Les transitions observées dont les sections efficaces ont été extraites sont indiquées en rouge. Les niveaux et transitions en pointillés ne sont pas présents dans la base de données ENSDF et sont repris de l'article de Demidov *et al.* [78]. L'affectation de plusieurs niveaux aux quatre dernières bandes rotationnelles est aussi repris de cette publication. Les niveaux de plus faible énergie d'excitation, inférieure à 1290 keV, sont tous inclus dans des bandes rotationnelles. La quasi totalité des désexcitations des niveaux de plus basses énergies du thorium-232 ont été observées. Les intensités relatives de différents niveaux ont donc pu être mesurées. Rappelons ici que la statistique est trop faible pour observer les coïncidences γ-γ, qui aurait permis d'obtenir beaucoup plus d'informations sur le schéma de niveau.

Pour trois niveaux, plusieurs différences sont observées entre les intensités relatives mesurées et les valeurs de la base de données ENSDF (tableau 4.1).

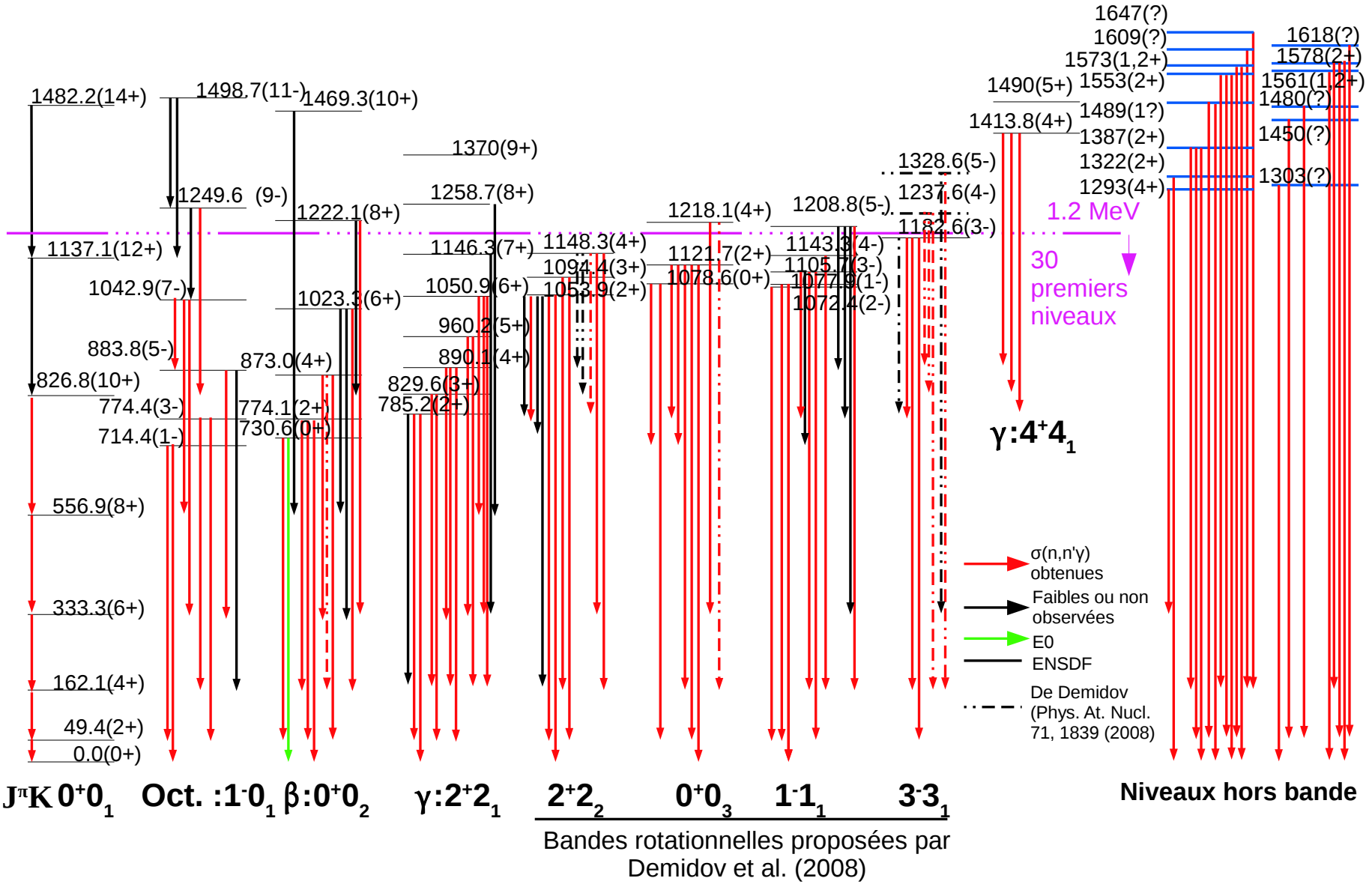


FIGURE 4.1 – Schéma de niveau du thorium-232.

Niveau Ex(J^π)	Énergie gamma (keV)	Intensité relative mesurée	Intensité relative ENSDF
873,0 (4^+)	539,9	17(3)	100
	710,5	22(4)	Transition absente
	823,6	100(2)	Non mentionnée
1042,9 (7^-)	159	19(4)	100
	486	100(2)	65
1121,7 (2^+)	347,2	11(1)	30
	407,3	12(1)	37
	959,3	37(2)	100
	1072,6	100(2)	Non mentionnée
	1121,7	5(1)	Non mentionnée

TABLE 4.1 – Intensités relatives mesurées et issues de ENSDF.

Pour le niveau 4^+ à 873 keV d'énergie d'excitation, seule l'intensité de la transition de 539,9 keV est mentionnée dans ENSDF. Les intensités relatives observées dans notre analyse indiquent toutefois que la transition dominante est celle de 823,6 keV. Une transition de 710,5 keV a été observée dans le spectre. Nous l'avons attribuée à la décroissance du niveau 4^+ à 873 keV d'énergie d'excitation vers le niveau 4^+ à 162 keV d'énergie d'excitation du fait de son énergie et de la forme de sa section efficace d'émission. Par ailleurs, cet assignement a aussi été utilisé par Demidov *et al.*.

Pour le niveau 7^- à 1042,9 keV d'énergie d'excitation, les intensités relatives mesurées sont en désaccord avec les valeurs de ENSDF. Pour l'expliquer, on a examiné la source des valeurs de ENSDF. Celles-ci proviennent d'une évaluation de la structure nucléaire des nucléides A=232 publiée dans Nuclear Data Sheets [74]. Cette évaluation fait référence pour ces intensités relatives à une mesure dont le résultat est publié dans [75]. Cependant les deux valeurs diffèrent. Dans l'évaluation [74], l'intensité relative de la transition de 486 keV est de 4,5, tandis que celle mesurée dans [75] est de 45. Quant à l'intensité relative de la transition de 159 keV, elle est de 6,9 dans les deux cas. En normalisant à une intensité de 100 pour la transition de 486 keV, la valeur de l'article [75] correspond à une intensité relative de 15,3 pour la transition de 159 keV. Cette valeur est proche de celle obtenue par notre mesure.

Pour le niveau 2^+ à 1121.7 keV d'énergie d'excitation, deux intensités relatives ne sont pas mentionnées dans ENSDF. Les intensités relatives obtenues par nos mesures pour les trois premières transitions sont compatibles avec celles de la base de données ENSDF, mais de même que pour le niveau 4^+ à 873 keV d'énergie d'excitation, l'intensité relative de la transition dominante n'était pas mentionnée.

Bien que leur intensité a été observée dans plusieurs études antérieures [76][77], l'absence dans ENSDF des intensités relatives pour les transitions les plus importantes issues de deux niveaux (la transition de 823,6 keV pour le niveau 4^+ à 873 keV d'énergie d'excitation, la transition de 1072,6 keV pour l'état 2^+ à 1121,7 keV d'énergie d'excitation) interpelle. Ces éléments ont été communiqués aux membres du National Nuclear Data Center au Brookhaven National Laboratory qui maintient la base de données ENSDF.

De plus, nous attribuons au schéma de niveau du thorium-232 trois transitions non présentes dans la base de données ENSDF. Cette décision suit l'assignation de transitions de même énergie

au thorium-232 dans la publication de Demidov *et al.* [78]. Il s'agit des désexcitations suivantes, d'énergie 710,5 keV issue du niveau 4^+ à 873,0 keV d'énergie d'excitation, d'énergie 1075,5 keV provenant de l'état 4^- à 1237 keV et de la transition 1166,5 keV venant du niveau 5^- à 1328 keV. L'observation de ces transitions étaye cet assignement et favorise leur placement dans le schéma de niveau.

Enfin, une transition gamma observée à une énergie de 1023,7 keV a été assignée à la désexcitation du niveau 2^- à 1073,1 keV vers l'état 2^+ à 49,4 keV (identique à l'assignement de Demidov *et al.*). Ce niveau correspond à celui d'énergie 1072,4 keV dans le schéma de désexcitation de ENSDF qui est donc décalé de 0,7 keV par rapport à nos observations.

La présence de transitions non identifiées et d'erreurs sur les rapports d'embranchement souligne que le schéma de niveau du thorium-232 peut encore être amélioré, en particulier pour des énergies d'excitation supérieure à 1 MeV.

4.2 Sections efficaces obtenues et discussion

Les sections efficaces d'émission de 81, 11 et 7 transitions des isotopes Th-232, Th-231 et Th-230 respectivement ont été déterminées. Celles-ci ont été comparées aux mesures antérieures effectuées par Dave *et al.* [63], et aux prédictions théoriques calculées à l'aide du code de réaction nucléaire TALYS. Un premier calcul a été réalisé avec la dernière version 1.9 utilisant les modèles et paramètres par défaut. Un second calcul a été mené par M. Dupuis (CEA/DAM/DIF) utilisant un modèle semi-microscopique de pré-équilibre. Toutes les sections efficaces obtenues, accompagnées des résultats des mesures d'expériences antérieures et des prédictions théoriques du code TALYS, sont compilées en annexe C.

4.2.1 Présentation des sections efficaces

Les sections efficaces obtenues ont été comparées à celles déterminées par Dave *et al.* [63]. Notre mesure est étendue sur une plage d'énergie plus importante et couvre une partie des transitions de la bande rotationnelle du fondamental. Ces sections efficaces n'avaient pas été mesurées dans l'expérience de Dave *et al.* car leur dispositif n'était pas adapté à des rayons γ d'énergies aussi faibles. Cette différence est importante car ces transitions sont issues de niveaux à basse énergie d'excitation alimentés par les désexcitations des autres états, elles concentrent donc une part importante de la section efficace de diffusion inélastique.

Nos mesures sont comparées aux résultats de deux calculs réalisés par le code TALYS. Le premier utilise le modèle des excitons [80] pour la description du mécanisme de pré-équilibre et qui est utilisé par défaut par TALYS. Le deuxième prend en compte le formalisme de pré-équilibre microscopique JLM-QRPA [79]. Ce dernier associe le modèle semi-microscopique de réaction Jeukenne-Lejeune-Mahaux (JLM)[81] au modèle microscopique de structure nucléaire "Quasiparticle Random Phase Approximation" (QRPA)[82].

Pour les sections efficaces (n,n'γ), on présente d'abord la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental qui montre plusieurs spécificités. Ensuite des transitions issues de la désexcitation de trois autres bandes rotationnelles sont commentées. Enfin, une dernière section présente des transitions observées pour les réactions (n,2nγ) et (n,3nγ) sur le thorium-232.

Bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental

C'est dans la bande rotationnelle de l'état fondamental qu'on trouve les transitions dont l'amplitude de la section efficace est la plus élevée. Pour les cinq premières transitions, les sections efficaces sont présentées sur la figure 4.2.

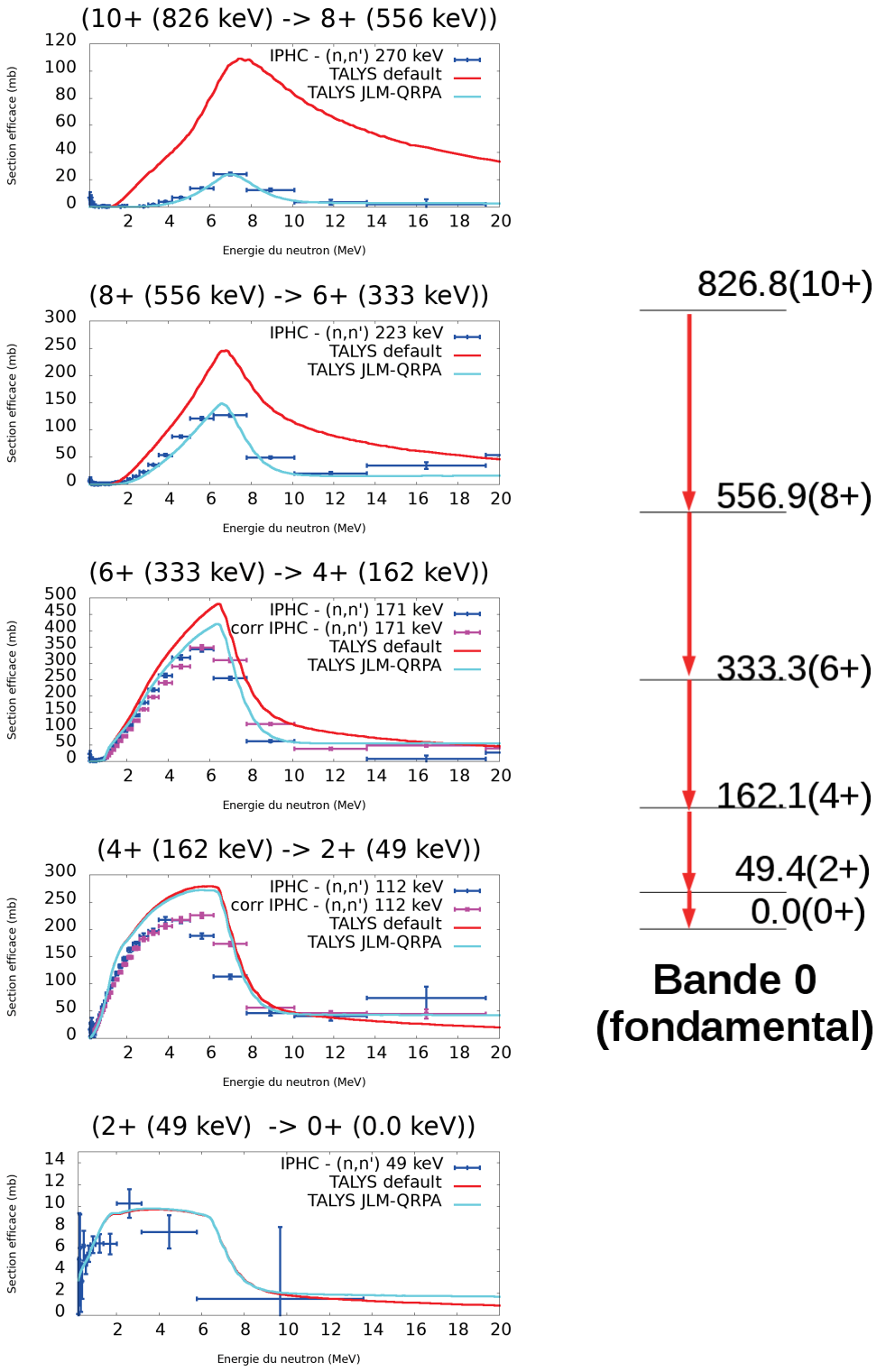


FIGURE 4.2 – Sections efficaces mesurées des transitions de la bande rotationnelle du fondamental et schéma de niveau correspondant.

Nos mesures sont comparées aux prédictions théoriques réalisées avec le code TALYS avec les paramètres par défaut et avec le modèle de pré-équilibre JLM-QRPA. Il n'existe pas de mesures antérieures des sections efficaces d'émission de ces transitions auxquelles comparer nos mesures.

L'énergie relativement faible des transitions issues de ces niveaux, leur multipolarité E2 et le numéro atomique Z élevé du thorium les rendent particulièrement sensibles à la conversion interne. Ce mécanisme consiste en la désexcitation d'un niveau excité par l'émission d'un électron du cortège atomique à la place d'un rayon γ. Le facteur de conversion interne (le nombre de désexcitation occurrant par conversion interne pour une désexcitation par émission de rayons γ) est ainsi de 332 pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, 6,82 pour la $4^+ \rightarrow 2^+$, 1,21 pour la $6^+ \rightarrow 4^+$, 0,45 pour la $8^+ \rightarrow 6^+$ et 0,24 pour la $10^+ \rightarrow 8^+$. Une part importante de ces décroissances a donc lieu par l'éjection d'électrons qui ne sont pas détectés par notre dispositif et qui perdent leur énergie dans l'échantillon et dans l'air avant de pouvoir atteindre un détecteur. En particulier pour la transition de 49 keV issue de l'état 2^+, la statistique obtenue est très faible. L'obtention de sa section efficace a nécessité d'élargir les fenêtres en énergie utilisées pour rassembler plus de statistique. La section efficace d'émission de la transition γ est seulement de 10 mb, alors que la section efficace de production du niveau corrigée de la conversion interne serait de 3330 mb.

Il est aussi important pour certaines de ces transitions d'utiliser la correction de la prise en temps (cf. section 3.4.5). Les sections efficaces sans et avec correction sont tracées en bleu et en magenta pour les transitions $6^+ \rightarrow 4^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$. On observe un effet important de la correction sur la section efficace au delà de 5 MeV d'énergie incidente. L'application de la correction permet d'obtenir un meilleur accord de la forme des sections efficaces mesurées avec celle des prédictions théoriques.

La désexcitation des niveaux de la bande rotationnelle a été observée jusqu'au niveau de spin 10. On peut noter que c'est le niveau de spin le plus élevé dont la désexcitation a été observée dans ce travail. En comparant la forme des sections efficaces pour les désexcitations de niveaux de spin croissant, on observe que le maximum de la section efficace est décalé vers les hautes énergies incidentes. L'alimentation indirecte des niveaux par la cascade de désexcitation est dominante à ces énergies.

Les sections efficaces calculées par TALYS à l'aide du modèle de pré-équilibre excitons et du modèle de pré-équilibre JLM-QRPA sont quasiment identiques pour la désexcitation des niveaux de spin bas, mais s'éloignent de plus en plus pour les niveaux de spin élevé. Ceci provient d'une différence dans la distribution de spin calculée par les deux modèles [83][84]. Le modèle JLM-QRPA, en bleu, parvient à reproduire l'amplitude des sections efficaces mesurées pour les spins élevés, contrairement au modèle par défaut. Une différence subsiste cependant dans l'amplitude de la section efficace pour les transitions $6^+ \rightarrow 4^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$.

Autres bandes rotationnelles

Les transitions de trois autres bandes rotationnelles sont rassemblées sur la figure 4.3 avec le schéma de niveau correspondant. Les niveaux de ces trois bandes rotationnelles sont d'énergie proche. La forme des sections efficaces des transitions est particulièrement diverse. Les sections efficaces de la bande 2 présentent un pic plus marqué aux basses énergies (1 à 2 MeV) comparées aux sections efficaces des transitions des autres bandes.

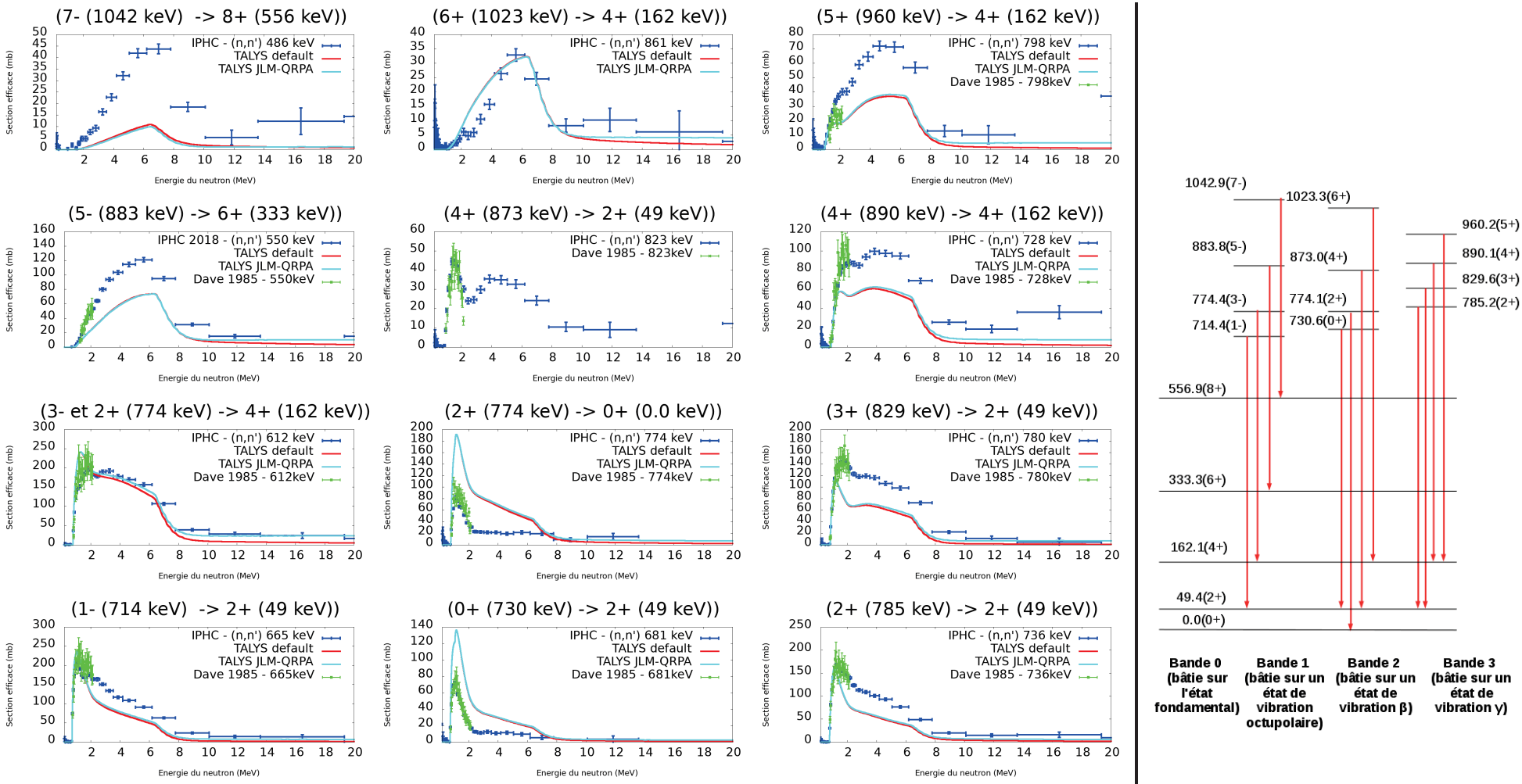


FIGURE 4.3 – Sections efficaces des transitions de trois bandes rotationnelles et schéma de niveau correspondant.

Les sections efficaces de ces transitions peuvent être décomposées en deux contributions. Un pic entre 1 et 2 MeV, qui peut être associé à la production directe du niveau et une composante associée à l'alimentation du niveau par la cascade de désexcitation qui domine aux plus hautes énergies. On remarque que pour les transitions de la bande 2, la composante de production directe est prépondérante par rapport à celle des deux autres bandes. De plus, comme pour les transitions de la bande fondamentale, on observe que le maximum de la composante due à la cascade de désexcitation est décalée vers les hautes énergies incidentes pour les transitions de spin plus élevé.

La plupart de ces sections efficaces ont été mesurées précédemment par Dave *et al.* (en vert sur les figures). Pour la majorité d'entre elles, l'accord avec nos mesures est excellent.

L'accord avec les prédictions théoriques est plus variable. La forme est assez bien reproduite, mais pas l'amplitude. Par exemple, les calculs sous-estiment fortement, d'un facteur 4, la transition de 486 keV ($7^- \rightarrow 8^+$, bande 1 en haut à gauche de la figure). Ceci est dû en partie à l'utilisation lors des calculs TALYS du rapport d'embranchement erroné de ENSDF signalé dans la partie précédente qui fausse d'un facteur 2 la valeur de la section efficace. De même, pour la transition de 823 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$, bande 2, deuxième au centre en partant du haut) la section efficace n'a pas été calculée par TALYS car toute la désexcitation du niveau a été placée sur la transition 539,9 keV, la seule dont l'intensité est mentionnée dans ENSDF.

Transitions issues de réactions (n,2nγ) et (n,3nγ)

Les transitions observées pour ces réactions sont significativement moins nombreuses que pour les réactions (n,n'γ), car le seuil des réactions (n,2n) et (n,3n) est respectivement de 5 et 10 MeV et le flux de la source de neutrons est plus faible à ces énergies. Malgré cela, nous avons pu déterminer les sections efficaces de 11 transitions du thorium-231 issues de réactions (n,2nγ) et 7 transitions du thorium-230 issues de réactions (n,3nγ). Les deux sections efficaces les plus élevées sont tracées sur la figure 4.4 avec et sans la correction de la prise en temps, les autres peuvent être retrouvées en annexe C.

Aucune section efficace de réactions (n,2nγ) ou (n,3nγ) n'a jamais été mesurée auparavant, il n'y a donc pas de données expérimentales auxquelles se comparer. Cependant, la mise en regard avec les prédictions théoriques montre que l'amplitude et la position du maximum de la section efficace ne sont pas reproduites. Pour ces sections efficaces, la correction de la prise en temps est cruciale, car la détermination de l'énergie des neutrons de haute énergie est davantage sensible aux erreurs sur le temps de vol. De plus, pratiquement toutes les transitions observées issues des réactions (n,2nγ) et (n,3nγ) ont une énergie inférieure à 200 keV et sont affectées par cet effet.

4.3 Conclusion

Nos mesures couvrent l'ensemble de la gamme d'énergie des neutrons rapides présents dans les réacteurs nucléaires, du seuil des réactions à 20 MeV. Ces sections efficaces n'avaient jamais été mesurées pour des énergies supérieures à 3 MeV. Nos résultats apportent donc de nouvelles informations sur ces sections efficaces là où aucune donnée n'existait auparavant. Elles vont être incluses avec leur covariance dans la base de données EXFOR.

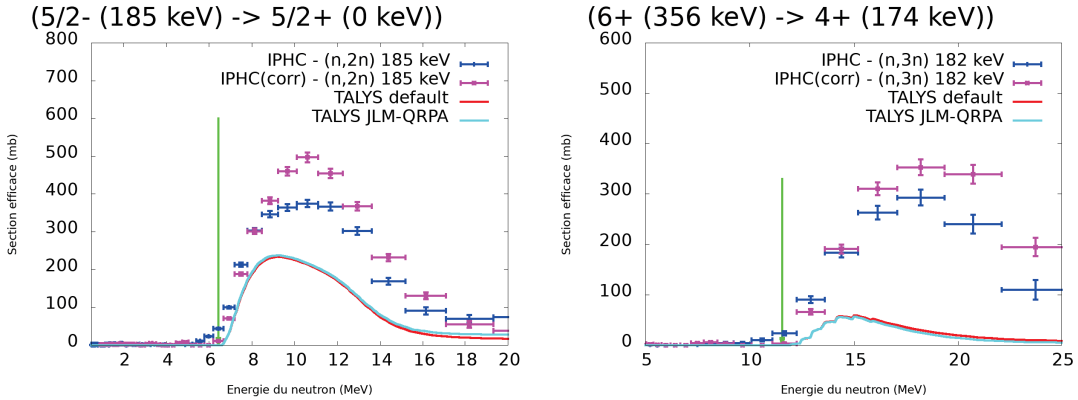


FIGURE 4.4 – Sections efficaces de réactions (n,2nγ) et (n,3nγ). La ligne verte représente l'énergie de séparation pour 1 et 2 neutrons.

Pour le thorium-232, les manques dans la base de données ENSDF laissent penser que le schéma de niveau n'est pas complet aux énergies d'excitation entre 1 MeV et 1,5 MeV pour lesquelles plusieurs sections efficaces de réactions (n,n'γ) ont été obtenues par notre expérience. Ces différences altèrent le résultat des calculs théoriques et ajoutent des incertitudes à la comparaison théorie-expérience. Une meilleure connaissance du schéma de désexcitation est indispensable pour renforcer l'interprétation des sections efficaces issues de ces niveaux.

Il s'est avéré que la correction du temps de détection pour les transitions gamma de basse énergie est essentielle. Sans cette correction, les sections efficaces de réaction (n,2nγ) et (n,3nγ) ne respectent pas les seuils de réactions. Elle a également une influence importante sur la valeur des sections efficaces de réactions (n,n'γ) de la bande rotationnelle de l'état fondamental pour des énergies incidentes supérieures à 5 MeV, qui sont en meilleur accord avec les prédictions théoriques suite à la correction.

L'utilisation d'un modèle microscopique de pré-équilibre à la place du modèle des excitons permet d'améliorer la prédiction de l'alimentation des niveaux de haut spin dans la bande rotationnelle de l'état fondamental du thorium-232. Pour la description théorique, d'autre améliorations sont à l'étude. Cela concerne, entre autres, les fonctions de force gamma et la prise en compte de niveaux discrets dans le continuum [84]. Un travail important reste cependant nécessaire pour reproduire à la fois nos données et les autres canaux de réactions (fission, (n,2n), ...) de manière satisfaisante. Nos mesures sont donc utiles d'une part pour améliorer la connaissance de la structure, mais aussi pour la connaissance des mécanismes de réaction.

Conclusion

Du fait des contraintes de sécurité accrues suite à l'accident de Fukushima et du développement de nouveaux concepts de réacteurs (par exemple les réacteurs de génération IV, les petits réacteurs modulaires ou ceux utilisant du thorium), il y a un besoin important de données nucléaires précises pour la conception et l'optimisation des réacteurs. Une incertitude sur les résultats des simulations utilisées peut mener à l'introduction de marges de sécurité importantes et coûteuses. Il est donc nécessaire, dans un premier temps, d'évaluer la précision atteignable sur les paramètres des réacteurs dans l'état actuel des connaissances sur les données nucléaires ; et dans un second temps, d'améliorer la précision sur les données nucléaires identifiées comme pénalisantes. Cette amélioration requiert une nouvelle évaluation utilisant les plus récentes informations expérimentales et l'état de l'art des développements théoriques.

Dans cette thèse, nous avons calculé les sensibilités de trois systèmes critiques dont le combustible est un mélange de thorium-232 et d'uranium-233. Ces systèmes sont : un assemblage infini de crayons de combustible refroidi à l'eau, utilisant des neutrons thermiques, une sphère de combustible, qui est une géométrie simple à neutrons rapides, et un cœur de type ASTRID, à caloporteur sodium, qui est une description réaliste d'un réacteur à neutrons rapides. Les paramètres de réacteur, dont la sensibilité est calculée, sont : le facteur de multiplication des neutrons k_{eff}, la fraction effective de neutrons retardés β_{eff} et des grandeurs représentatives de la distribution du flux de neutrons.

On a montré, sur le cas test de l'assemblage infini, que la propagation d'incertitude en utilisant les sensibilités et les covariances était équivalente à celle utilisant la méthode "Total Monte Carlo" si un maillage en énergie suffisamment fin est utilisé. Les incertitudes sur les paramètres de réacteur induites par les différentes sections efficaces des isotopes thorium-232 et uranium-233, entre autres, ont alors été calculées pour les trois systèmes considérés.

Ces incertitudes sont suffisamment faibles pour la fraction β_{eff} et la distribution du flux de neutrons. Cependant, les incertitudes sur d'autres données nucléaires, dont le spectre en énergie des neutrons émis ou les données de décroissance, n'ont pas été prises en compte. L'incertitude est donc sans doute sous estimée. Pour le facteur k_{eff}, la très faible incertitude requise pour les systèmes à neutrons rapides n'est pas atteinte. Pour atteindre la précision voulue, plusieurs incertitudes cibles ont été proposées pour les sections efficaces dont l'incertitude est pénalisante (fission et capture de l'uranium-233, capture du thorium-232). L'exigence sur ces incertitudes cibles varient fortement selon qu'il y ait ou non des covariances entre les réactions. Malgré son influence relativement faible sur le facteur k_{eff}, il a été montré que l'incertitude sur la section efficace de diffusion inélastique du thorium-232 est un contributeur important à l'incertitude sur la fraction β_{eff} et la distribution du flux. On s'attend à un effet plus important, dépassant

l'incertitude cible, dans des cœurs de réacteur plus grands comme cela a été observé pour la diffusion inélastique de l'uranium-238.

Pour poursuivre ce travail, il serait intéressant de propager l'incertitude sur les sections efficaces dans un calcul en évolution. Particulièrement, l'incertitude sur la production d'uranium-232 est très importante dans les réacteurs à combustible thorium. Une autre étude intéressante serait celle d'un réacteur de dimension plus importante qui permettrait de quantifier l'impact sur la distribution du flux de neutrons de l'incertitude sur la diffusion inélastique du thorium.

L'analyse des données expérimentales effectuée à l'issue des mesures des sections efficaces des réactions (n,xnγ) sur le thorium-232 a permis d'augmenter considérablement le nombre de données expérimentales disponibles. Pour les réactions (n,n'γ), de 74 sections efficaces mesurées entre 0,7 et 2,2 MeV répertoriées dans la littérature, on passe à 81 sections efficaces déterminées entre 0,3 et 20 MeV dans notre travail. La précision est aussi améliorée, on atteint 4% d'incertitude pour plusieurs sections efficaces. Pour les réactions (n,2nγ) et (n,3nγ), respectivement 11 et 7 sections efficaces ont été déterminées alors qu'il n'existait aucune donnée expérimentale. Les sections efficaces mesurées seront compilées dans la base de données expérimentales EXFOR.

Des améliorations du schéma de niveau du thorium-232 ont aussi été proposées, dont de nouvelles valeurs de rapports d'embranchement et la prise en compte de trois transitions supplémentaires. Ces informations ont été transmises aux membres du National Nuclear Data Center au Brookhaven National Laboratory en charge de la base de données ENSDF. En effet, l'exactitude du schéma de niveau est cruciale, d'une part pour la méthode de la spectroscopie gamma prompte, ainsi que pour les modèles théoriques qui utilisent ces données pour déduire les sections efficaces (n,xnγ).

Les sections efficaces obtenues lors de ce travail ont été comparées aux prédictions du code de réaction nucléaire TALYS. Grâce au travail de Marc Dupuis *et al.* (CEA/DAM), l'influence de deux modèles de pré-équilibre (microscopique JLM-QRPA et modèle des excitons) a été étudiée. Le modèle JLM-QRPA reproduit la section efficace pour les niveaux de haut spin de la bande rotationnelle du fondamental, là où le modèle des excitons la surévalue. Cependant, TALYS n'est pas en mesure de reproduire l'ensemble des sections efficaces (n,xnγ) observées.

Au vu des résultats obtenus et de la comparaison entre les sections efficaces mesurées et prédites, un important travail sur la description des mécanismes des réactions (n,xn) et la connaissance de la structure nucléaire est nécessaire. Une mesure dédiée afin d'obtenir le schéma de niveau le plus complet et précis possible serait pertinente. Il serait également utile de concevoir et réaliser un dispositif dédié à la mesure des électrons de conversion pour pallier les limitations instrumentales du dispositif GRAPhEME. Un exemple est la transition de 49 keV de la bande fondamentale qui a lieu par conversion interne dans plus de 99% des cas. Un prototype est en cours d'élaboration au sein de notre collaboration expérimentale. De plus, le démarrage imminent de la source de neutrons NFS [85] (Neutrons for Science) au GANIL (Caen, France) permettra également d'effectuer des expériences plus précises sur les réactions (n,2n) et (n,3n) grâce à son flux intense de neutrons de hautes énergies (jusqu'à 35 MeV).

Ce travail a permis la rencontre de physiciens des réacteurs et physiciens expérimentateurs, révélant ainsi l'avantage de renforcer les échanges entre ces deux communautés afin de définir des programmes de recherche pertinents.

Annexe A

Spectres en énergie gamma obtenus

Les figures A.1 à A.18 présentent les spectres des rayons γ observés pour un compteur HPGe de 30 keV à 1700 keV. Les cinq spectres montrés sont de haut en bas : A) le spectre obtenu sans faisceau, principalement la radioactivité de l'échantillon de thorium-232 ; B) le spectre obtenu avec faisceau pour une plage en temps de 1,2 μs correspondant au temps de vol de neutrons d'énergie incidente comprise entre 0,6 MeV et 2 MeV ; C) le spectre obtenu sur une plage de temps de 0,6 μs correspondant au temps de vol de neutrons d'énergie incidente comprise entre 2 MeV et 6 MeV (inférieure à l'énergie de séparation d'un neutron du thorium-232) ; D) le spectre obtenu sur une plage de temps de 0,15 μs correspondant au temps de vol de neutrons d'énergie incidente comprise entre 6 MeV et 11,9 MeV,respectivement l'énergie de séparation d'un neutron et celle de deux neutrons du thorium-232 ; E) le spectre obtenu sur une plage de temps de 0,08 μs correspondant au temps de vol de neutrons d'énergie incidente comprise entre 11,9 MeV et 25 MeV, respectivement environ l'énergie de séparation de deux neutrons du thorium-232 et l'énergie maximale observée.

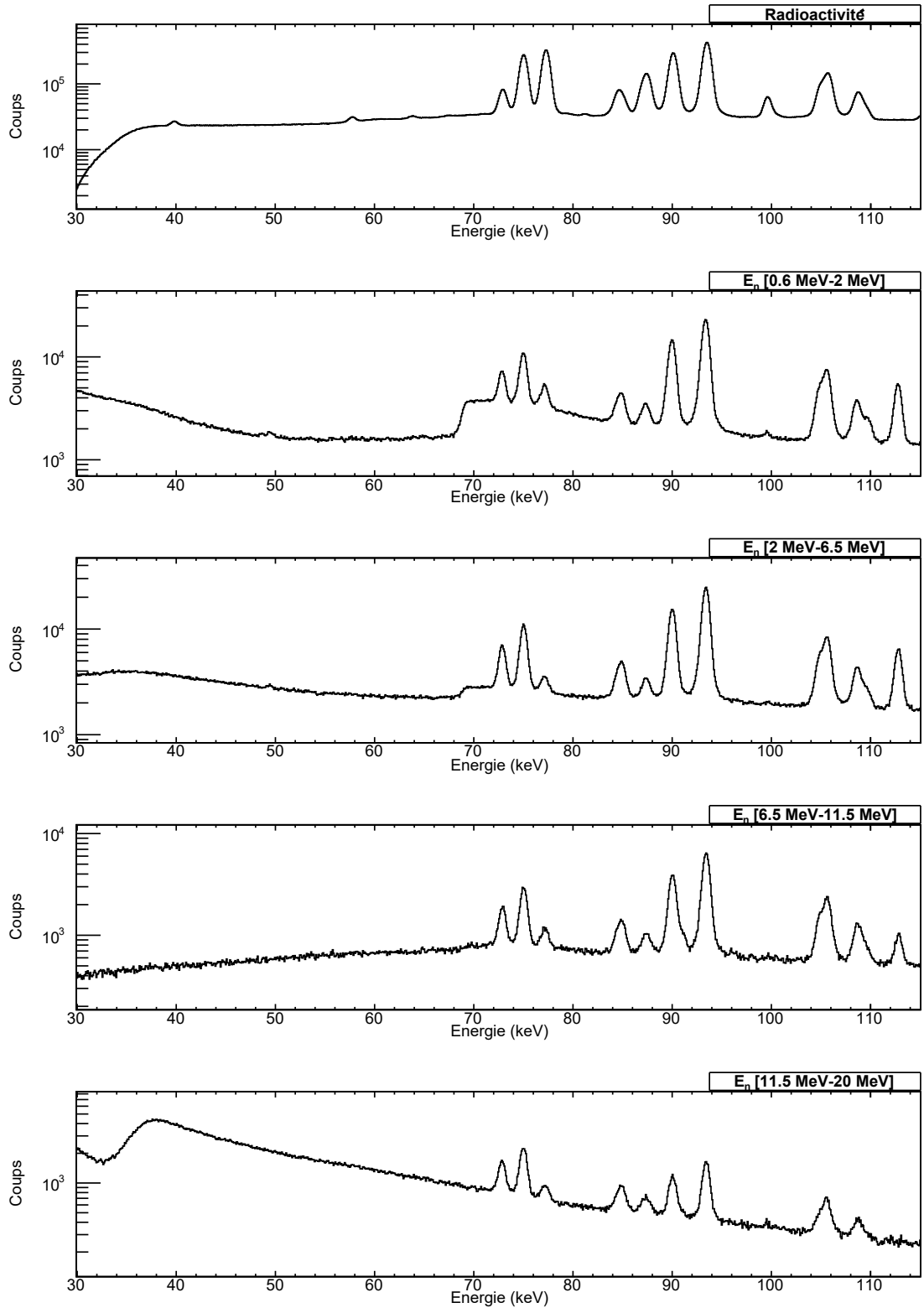


FIGURE A.1 – Spectre en énergie des rayons γ de 30 keV à 115 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

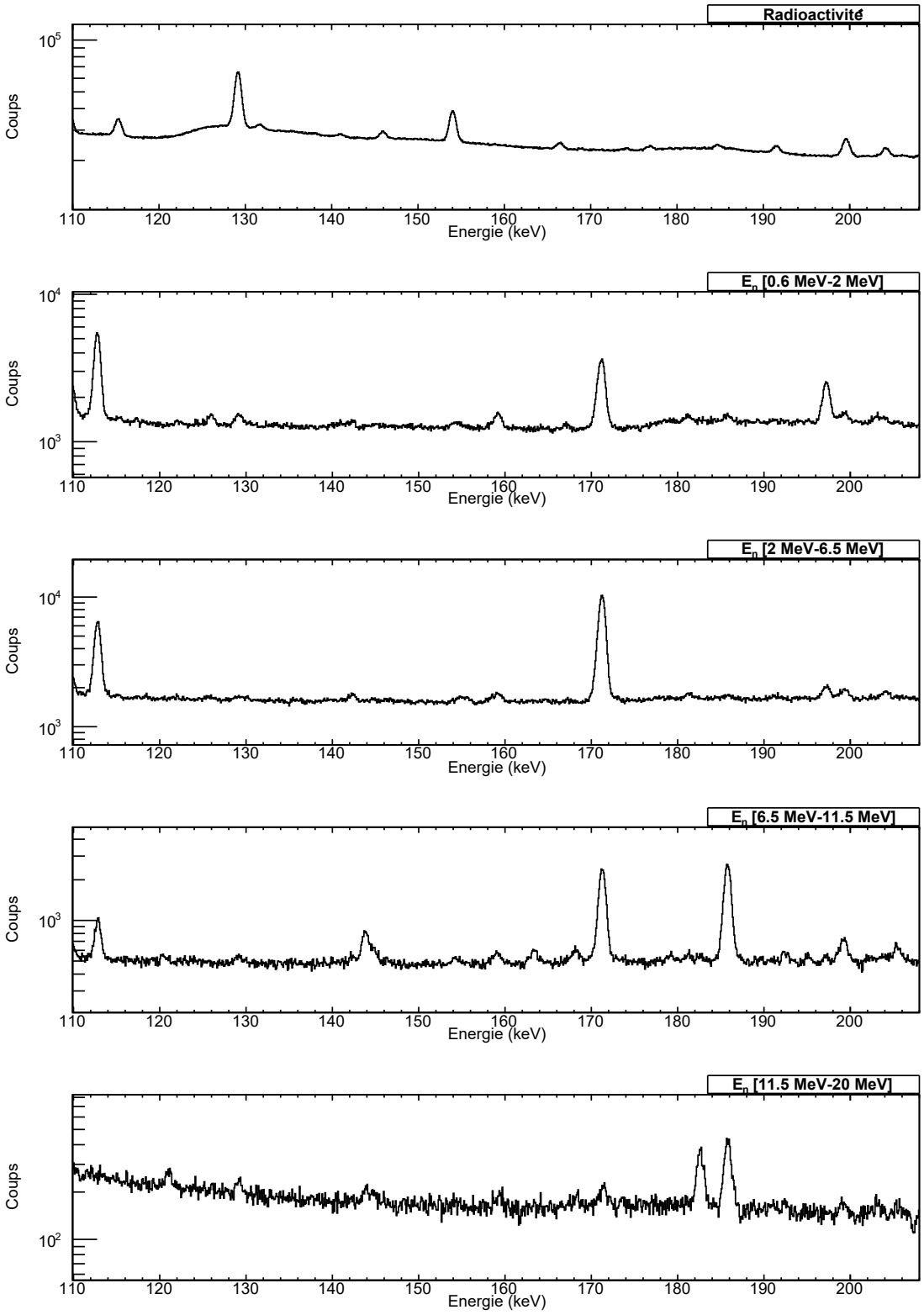


FIGURE A.2 – Spectre en énergie des rayons γ de 110 keV à 203 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

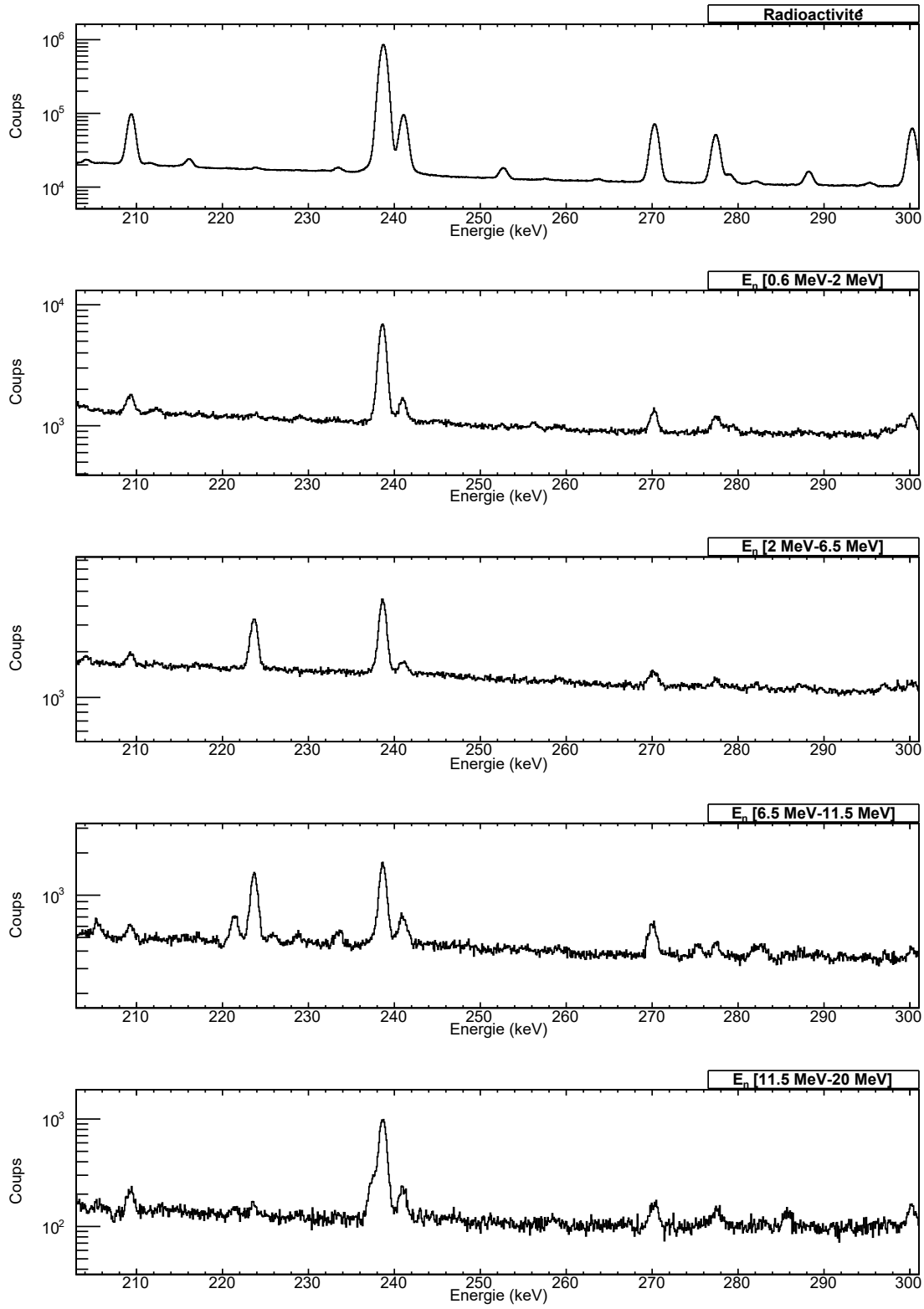


FIGURE A.3 – Spectre en énergie des rayons γ de 203 keV à 301 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

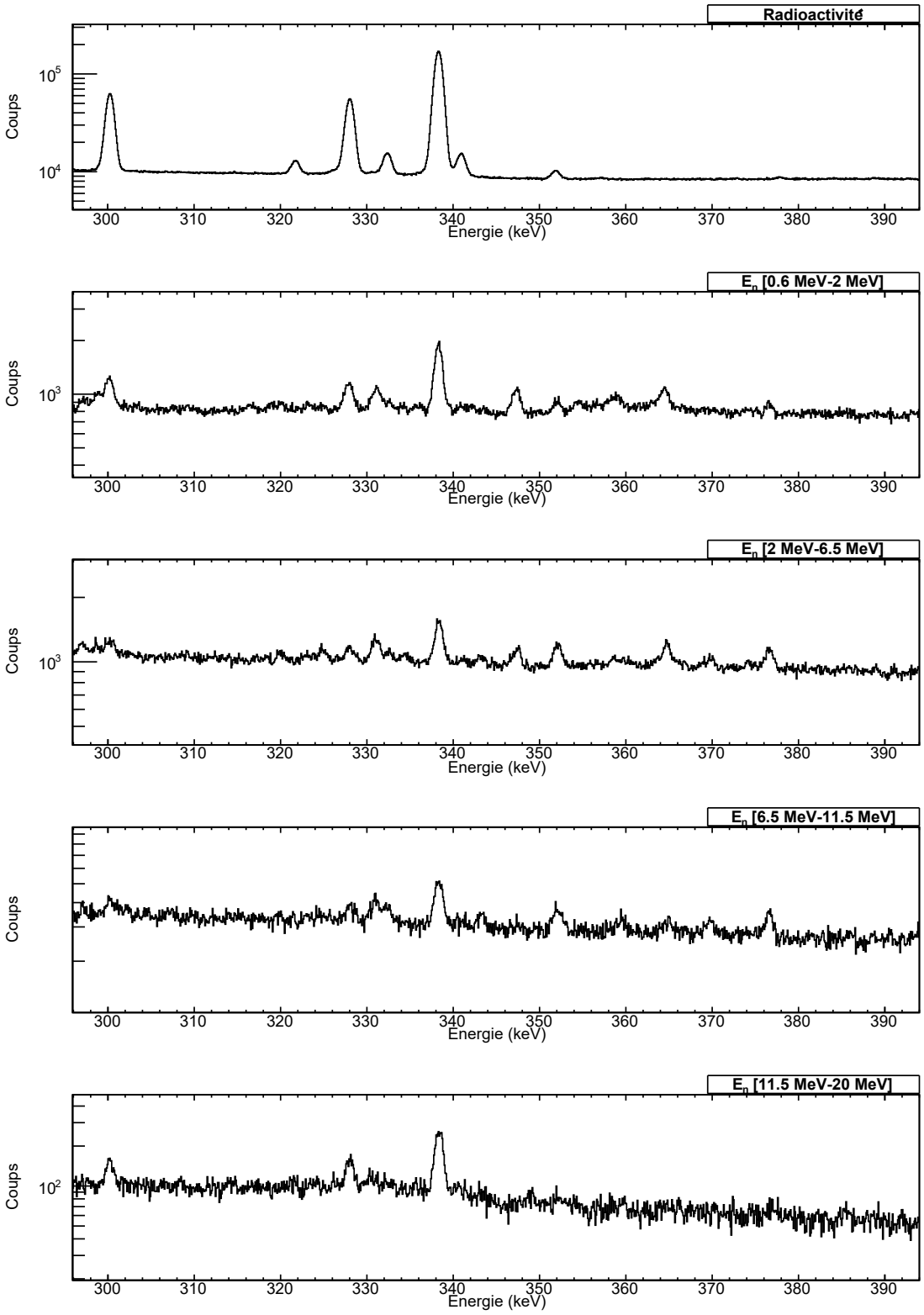


FIGURE A.4 – Spectre en énergie des rayons γ de 296 keV à 394 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

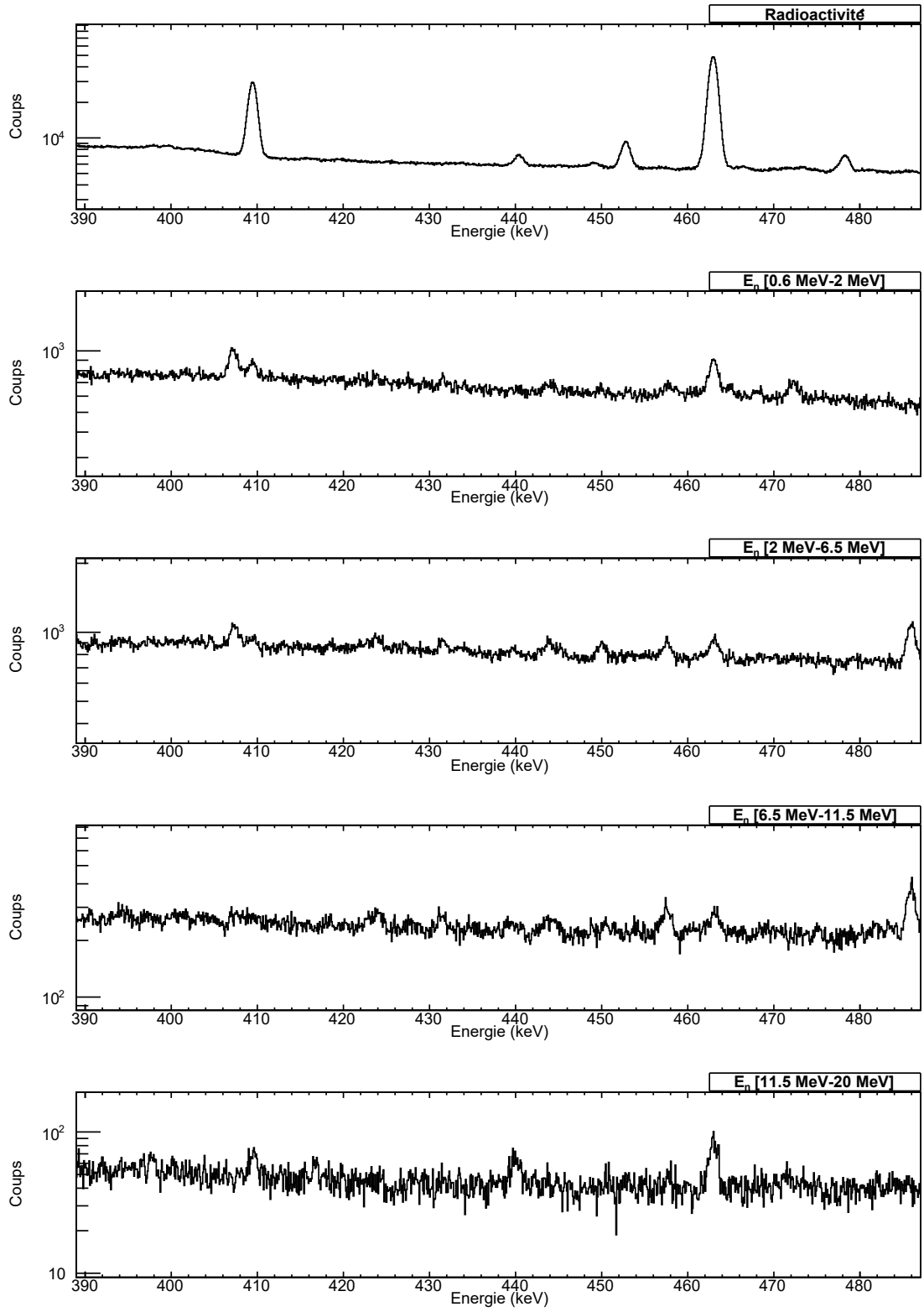


FIGURE A.5 – Spectre en énergie des rayons γ de 389 keV à 487 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

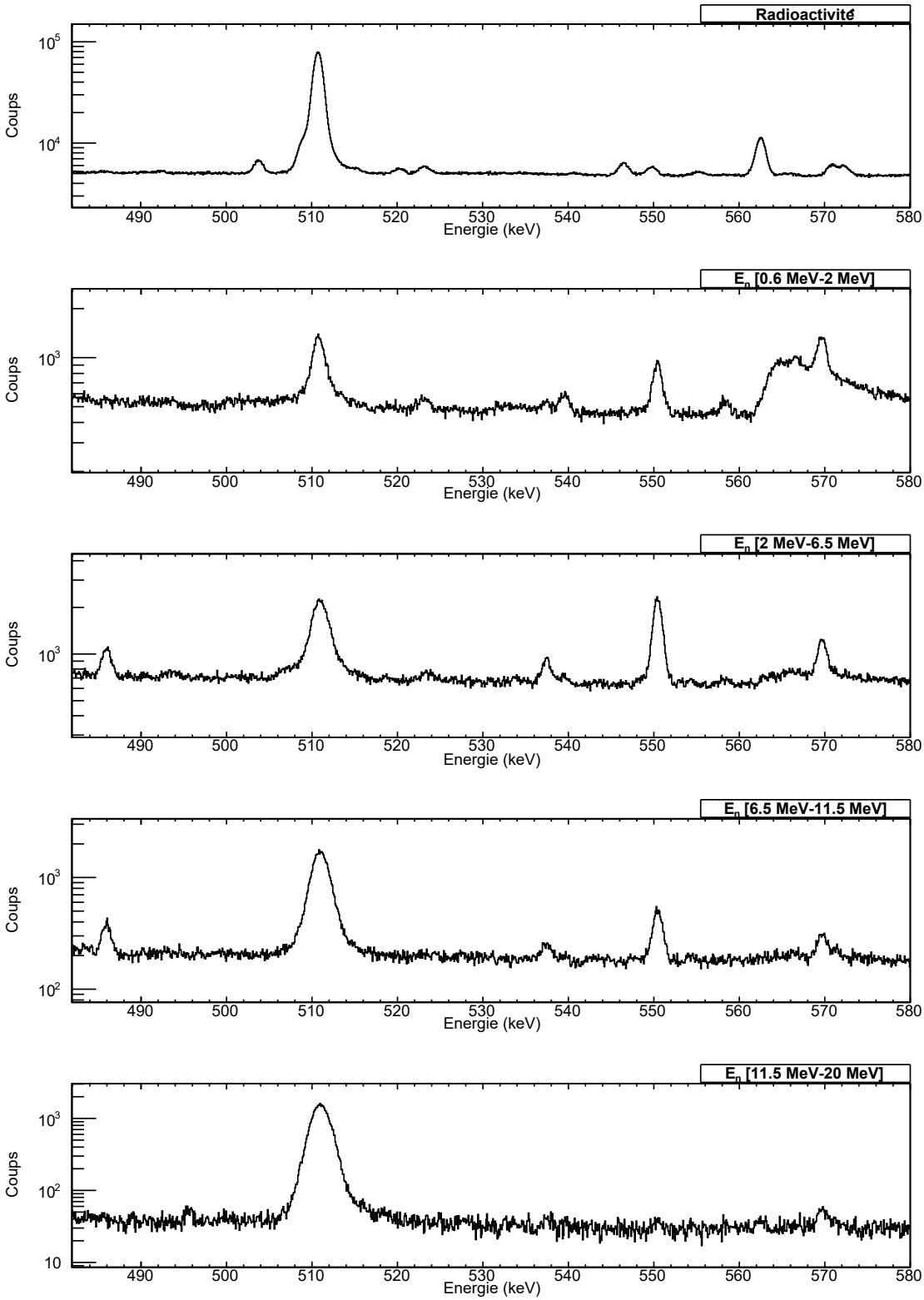


FIGURE A.6 – Spectre en énergie des rayons γ de 482 keV à 580 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

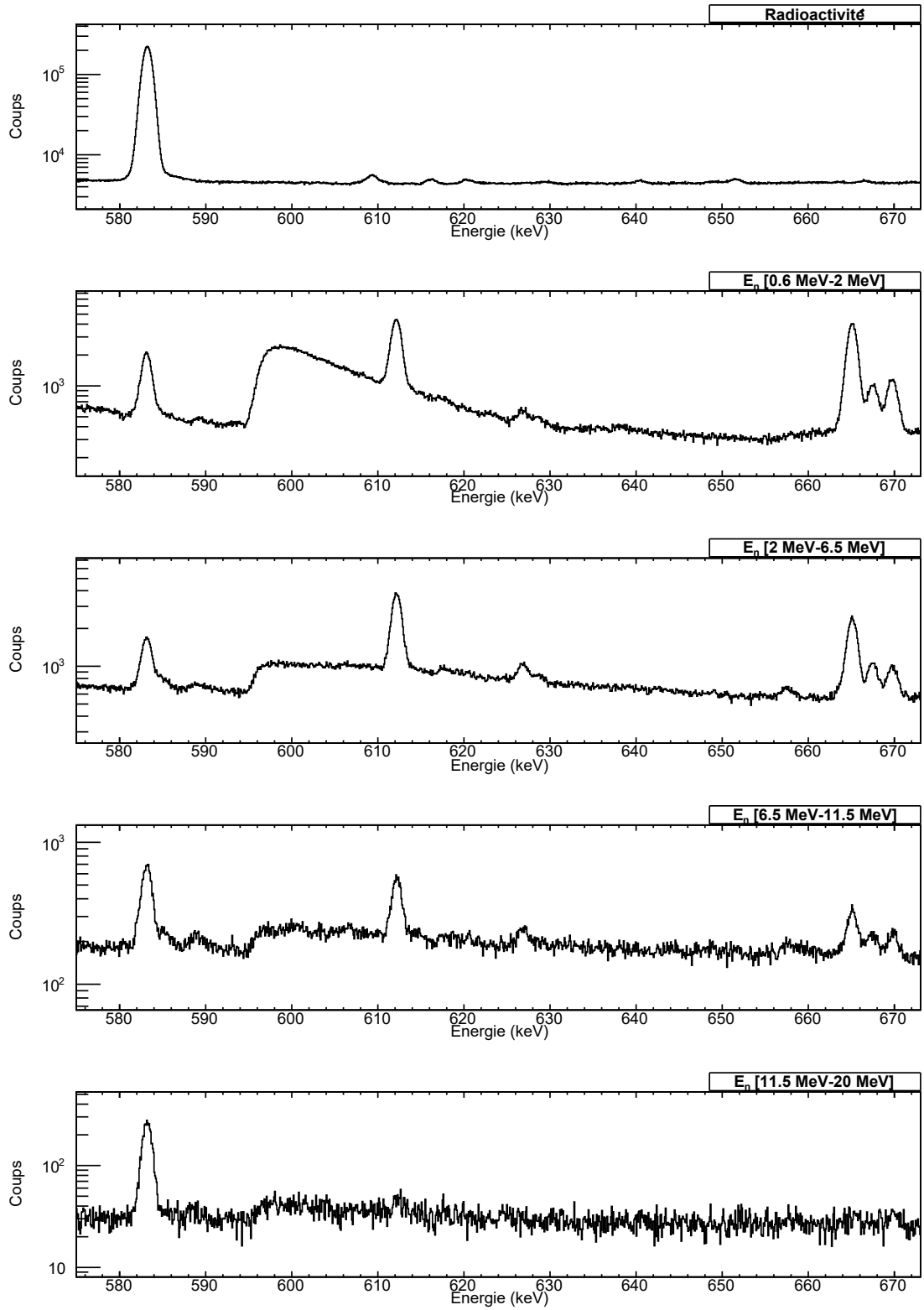


FIGURE A.7 – Spectre en énergie des rayons γ de 575 keV à 673 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

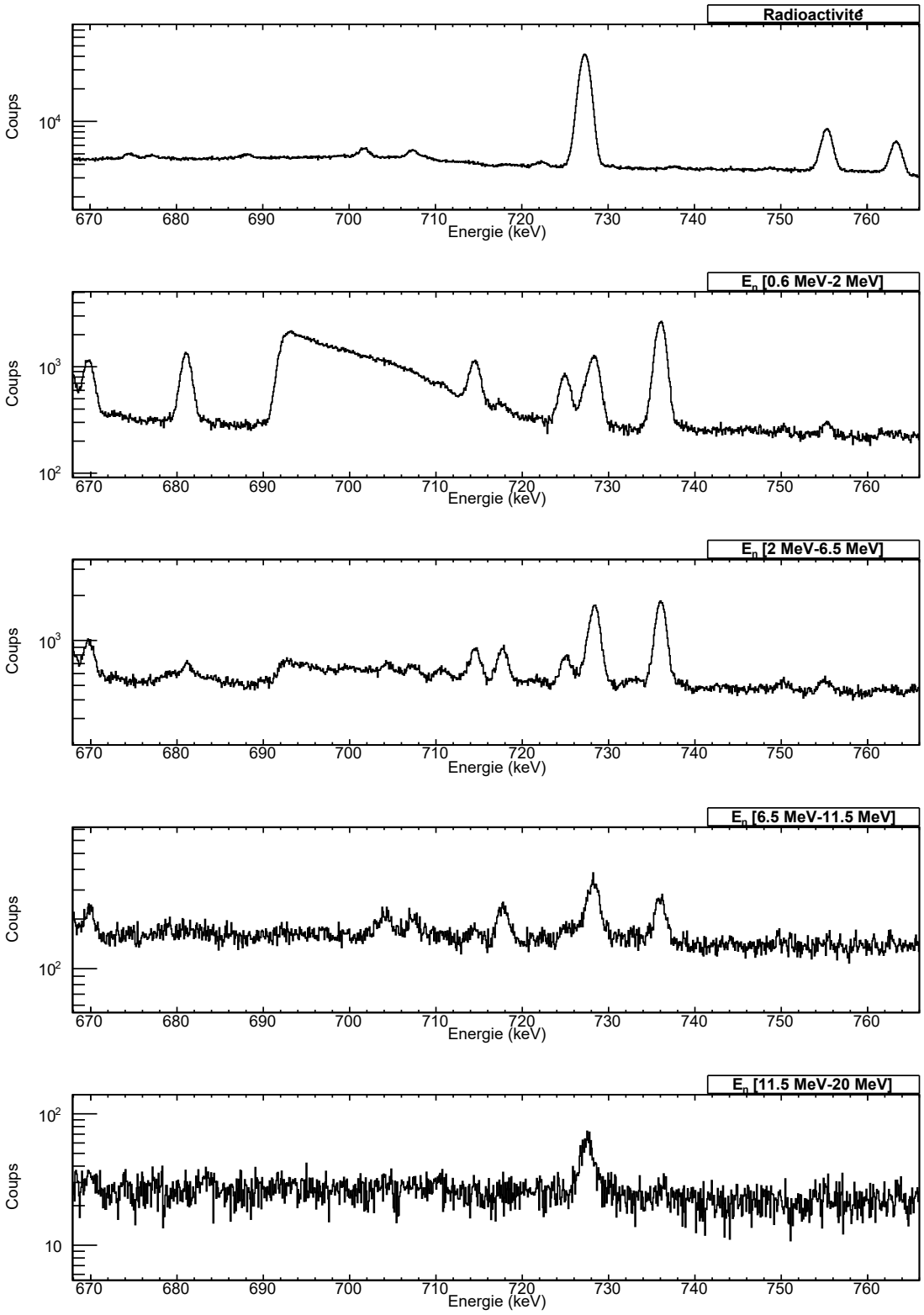


FIGURE A.8 – Spectre en énergie des rayons γ de 668 keV à 766 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

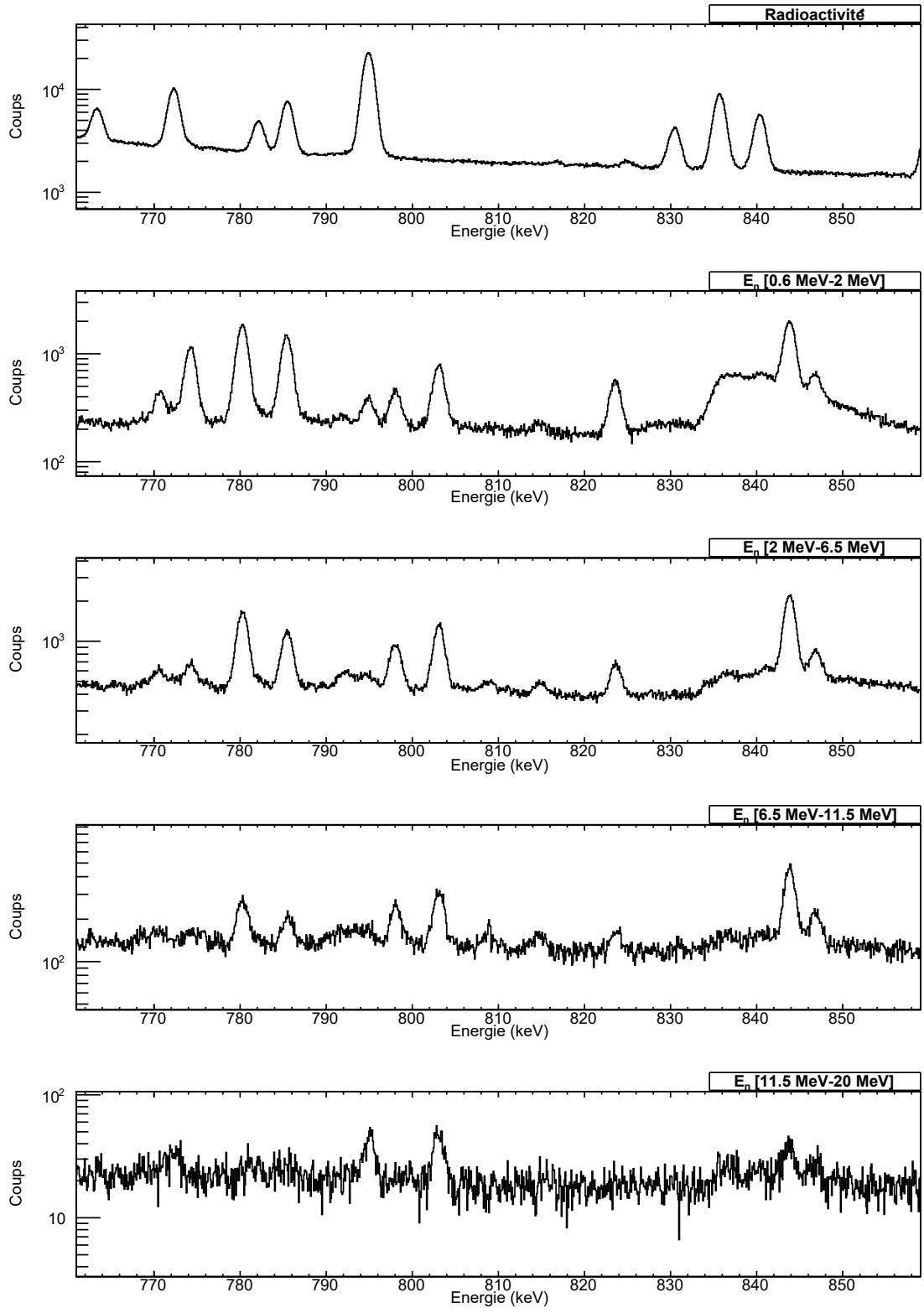


FIGURE A.9 – Spectre en énergie des rayons γ de 761 keV à 859 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

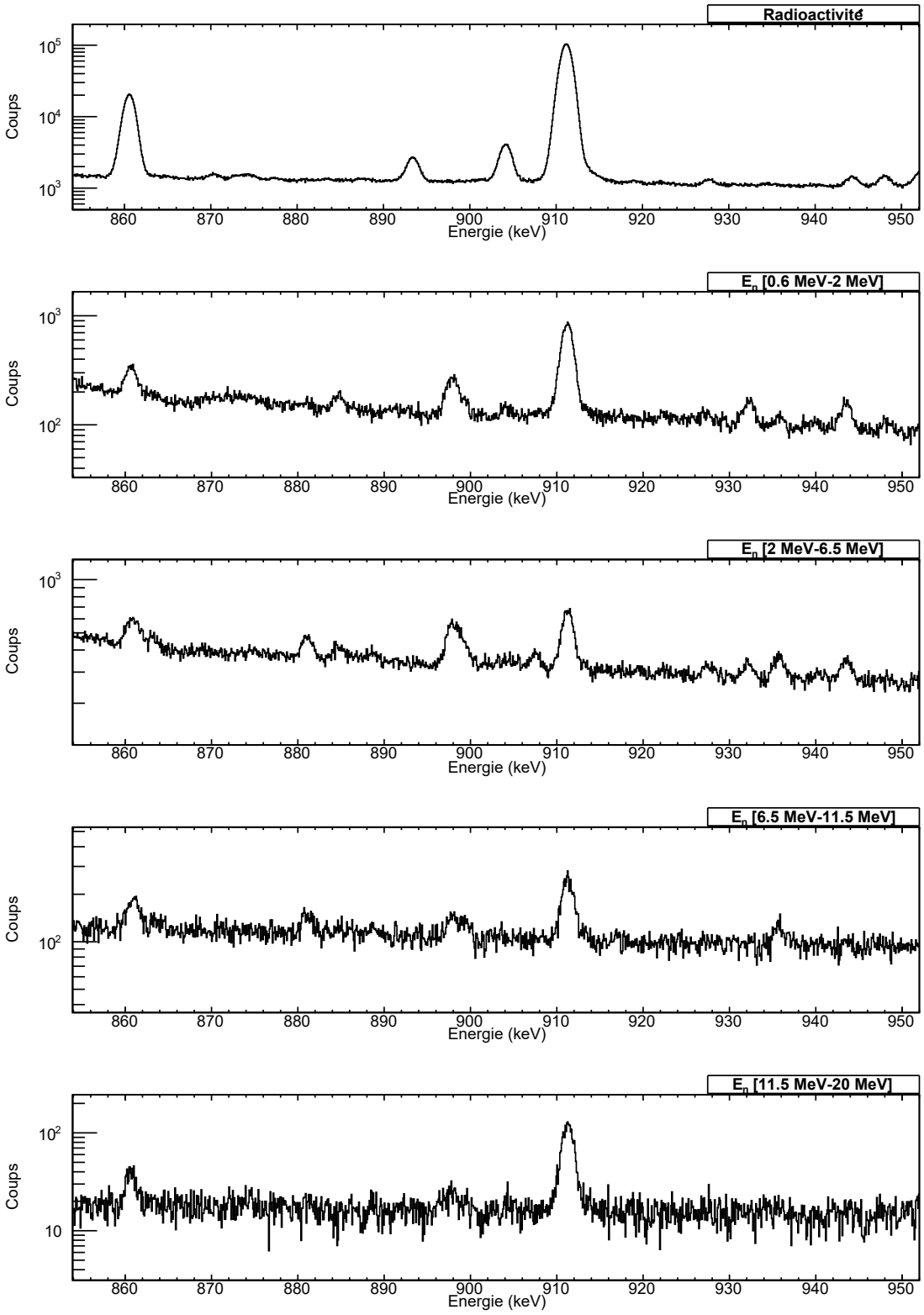


FIGURE A.10 – Spectre en énergie des rayons γ de 854 keV à 952 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

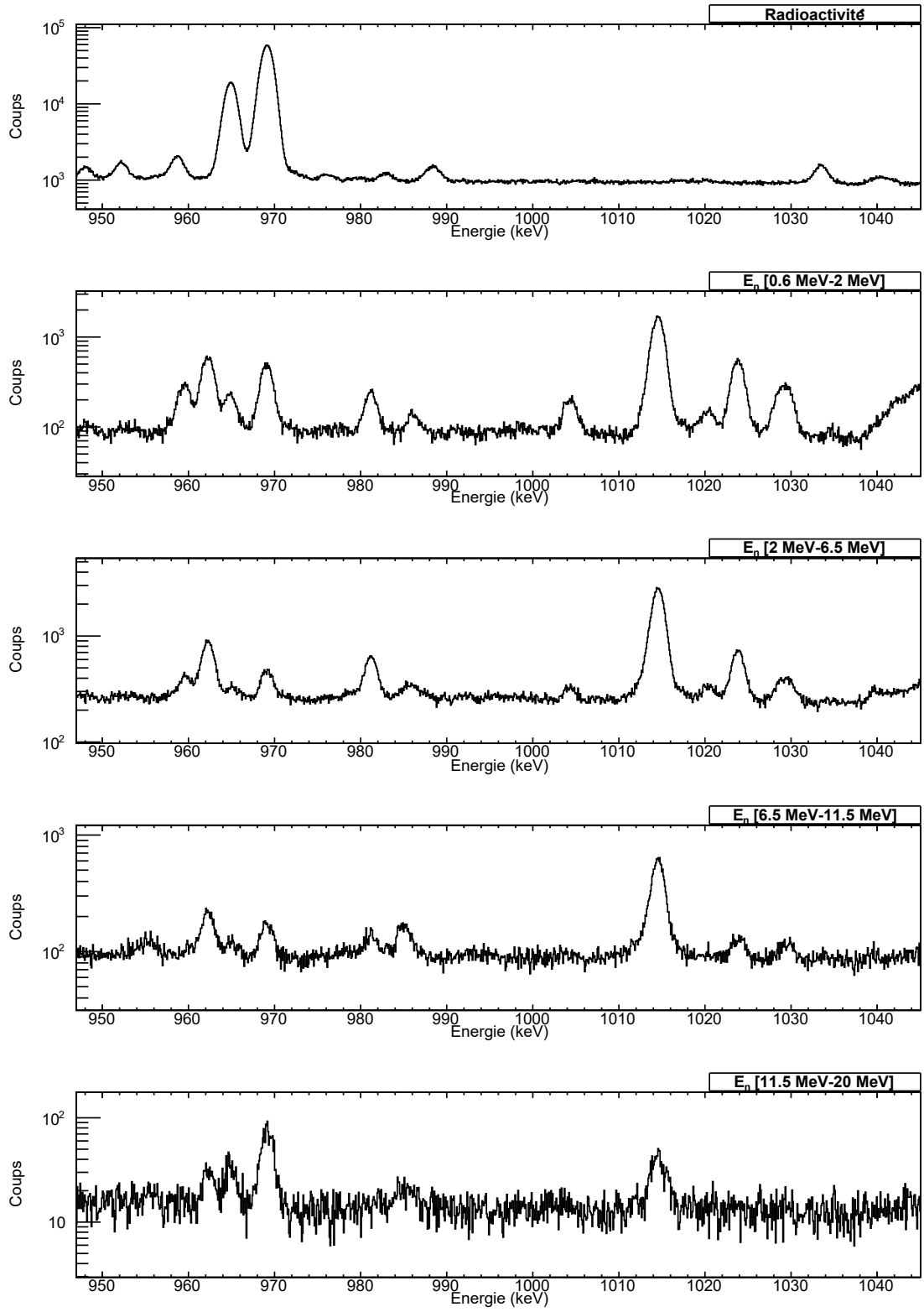


FIGURE A.11 – Spectre en énergie des rayons γ de 947 keV à 1045 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

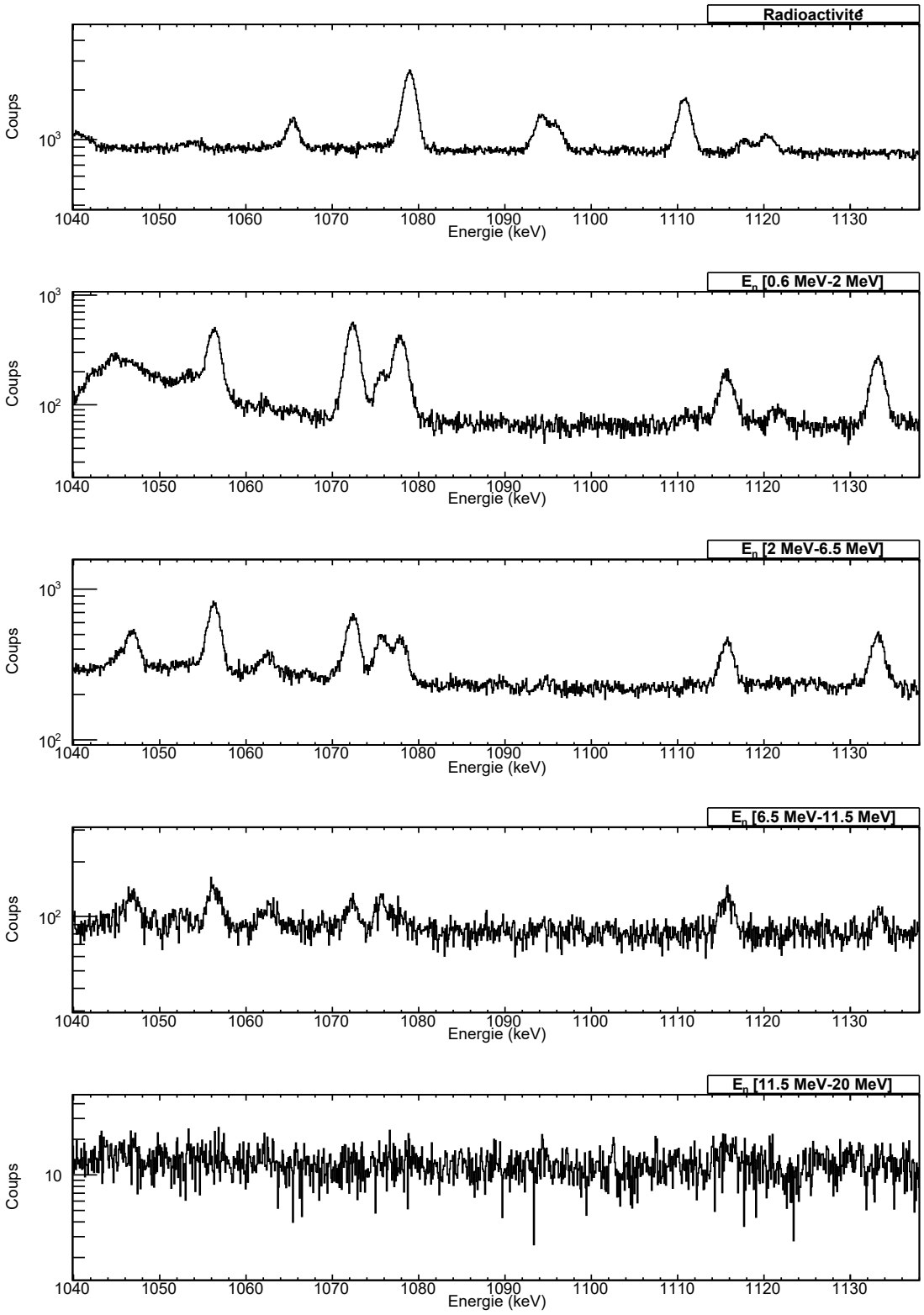


FIGURE A.12 – Spectre en énergie des rayons γ de 1040 keV à 1138 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

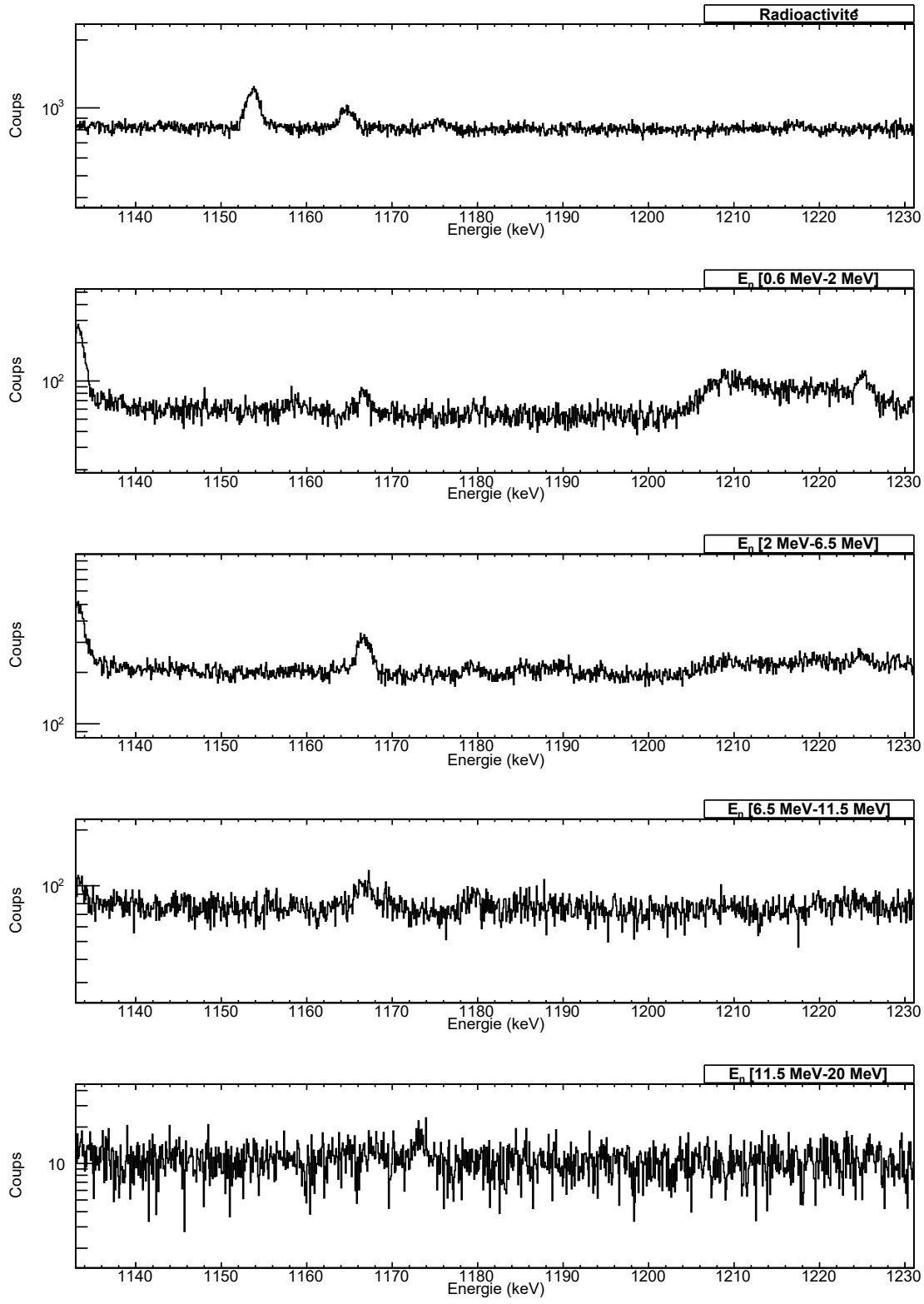


FIGURE A.13 – Spectre en énergie des rayons γ de 1133 keV à 1231 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

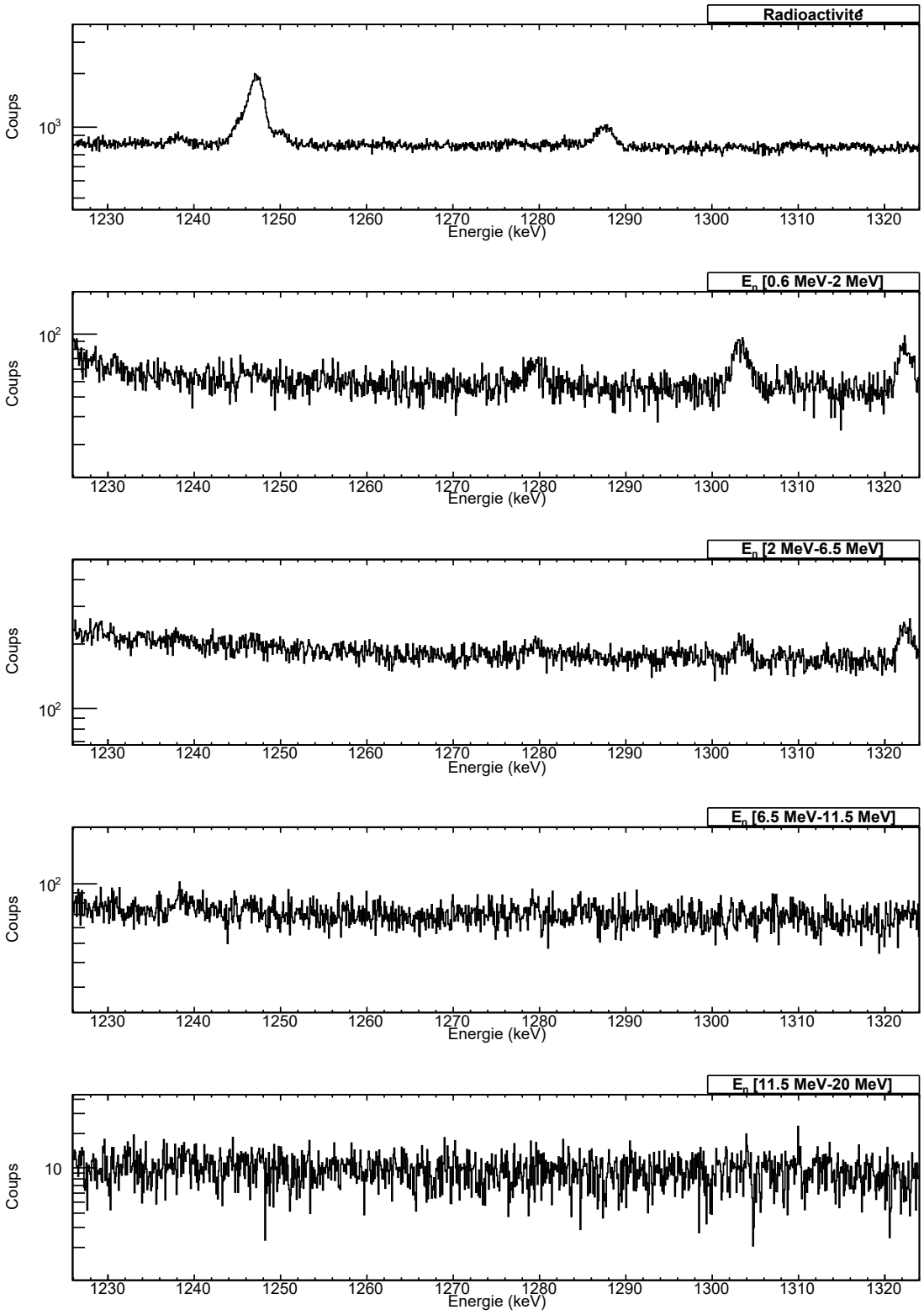


FIGURE A.14 – Spectre en énergie des rayons γ de 1226 keV à 1324 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

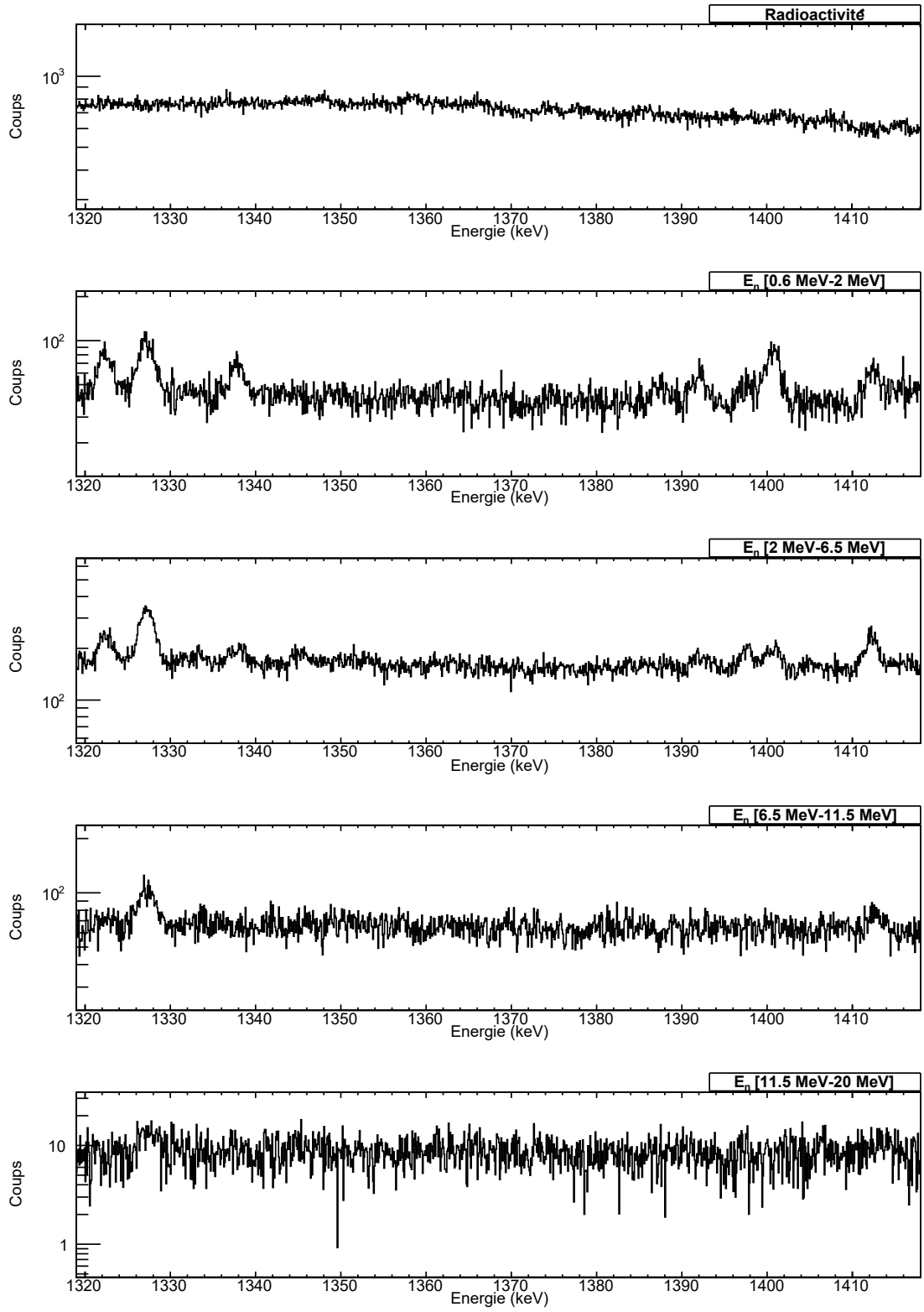


FIGURE A.15 – Spectre en énergie des rayons γ de 1319 keV à 1418 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

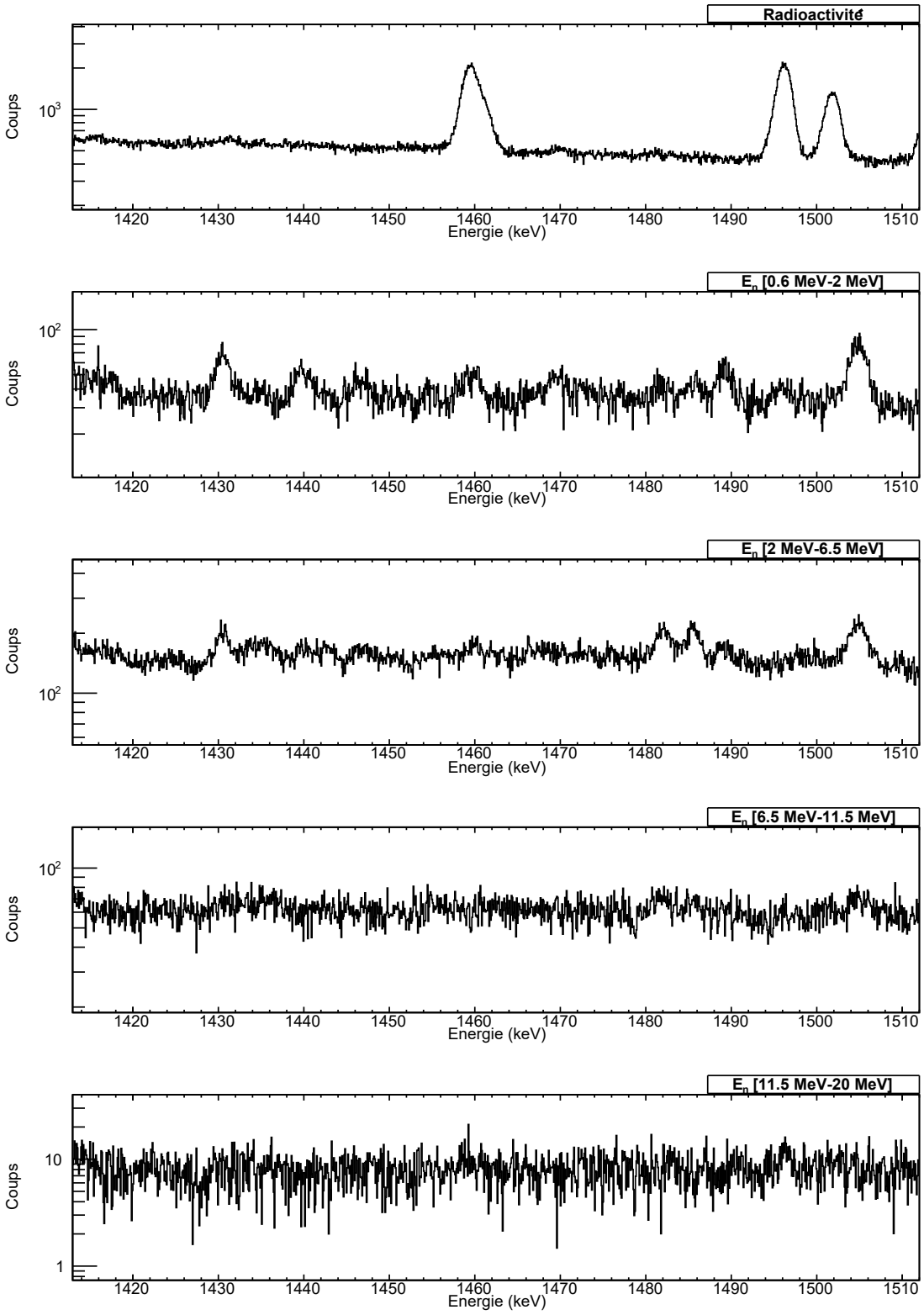


FIGURE A.16 – Spectre en énergie des rayons γ de 1413 keV à 1512 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

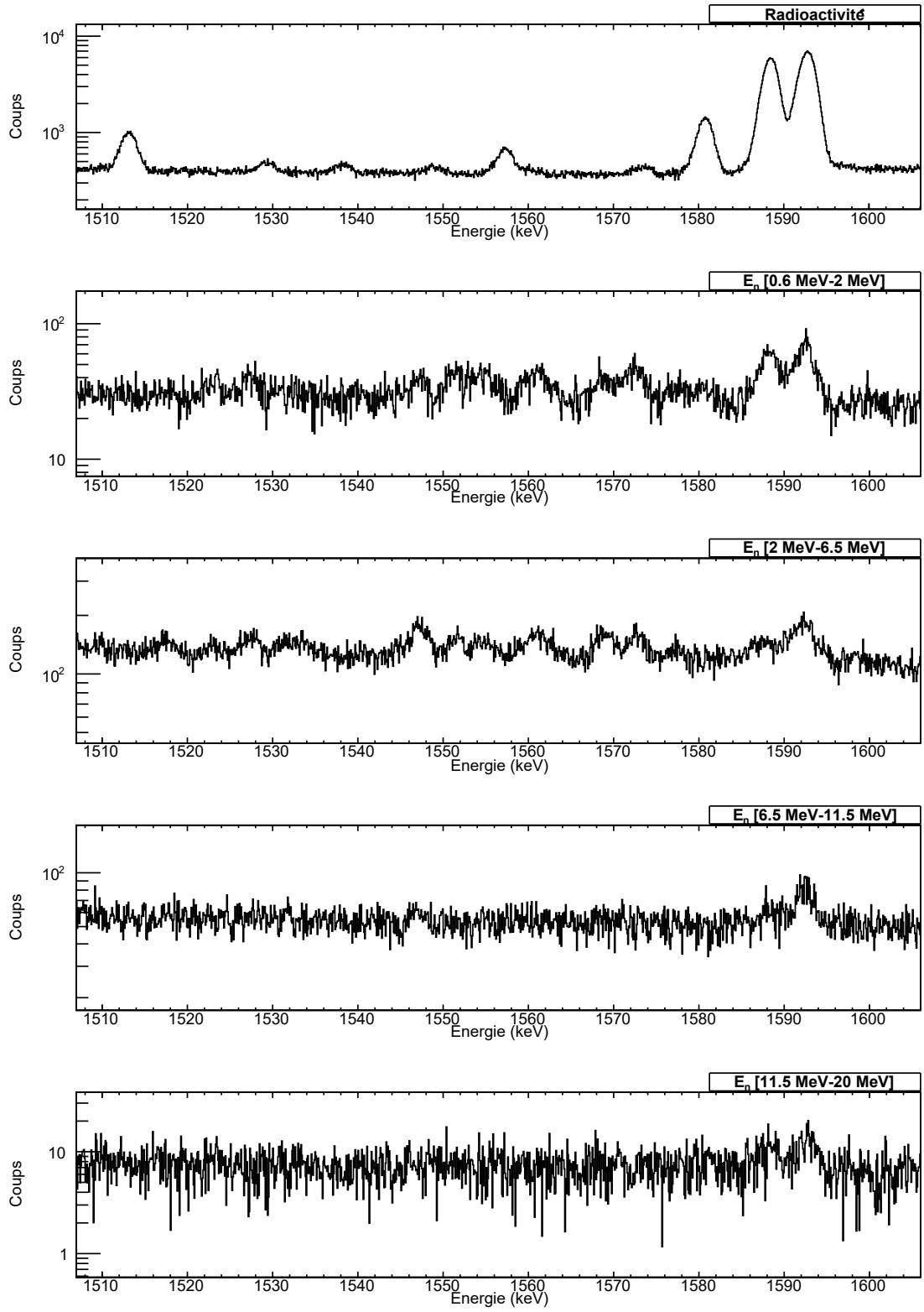


FIGURE A.17 – Spectre en énergie des rayons γ de 1507 keV à 1606 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

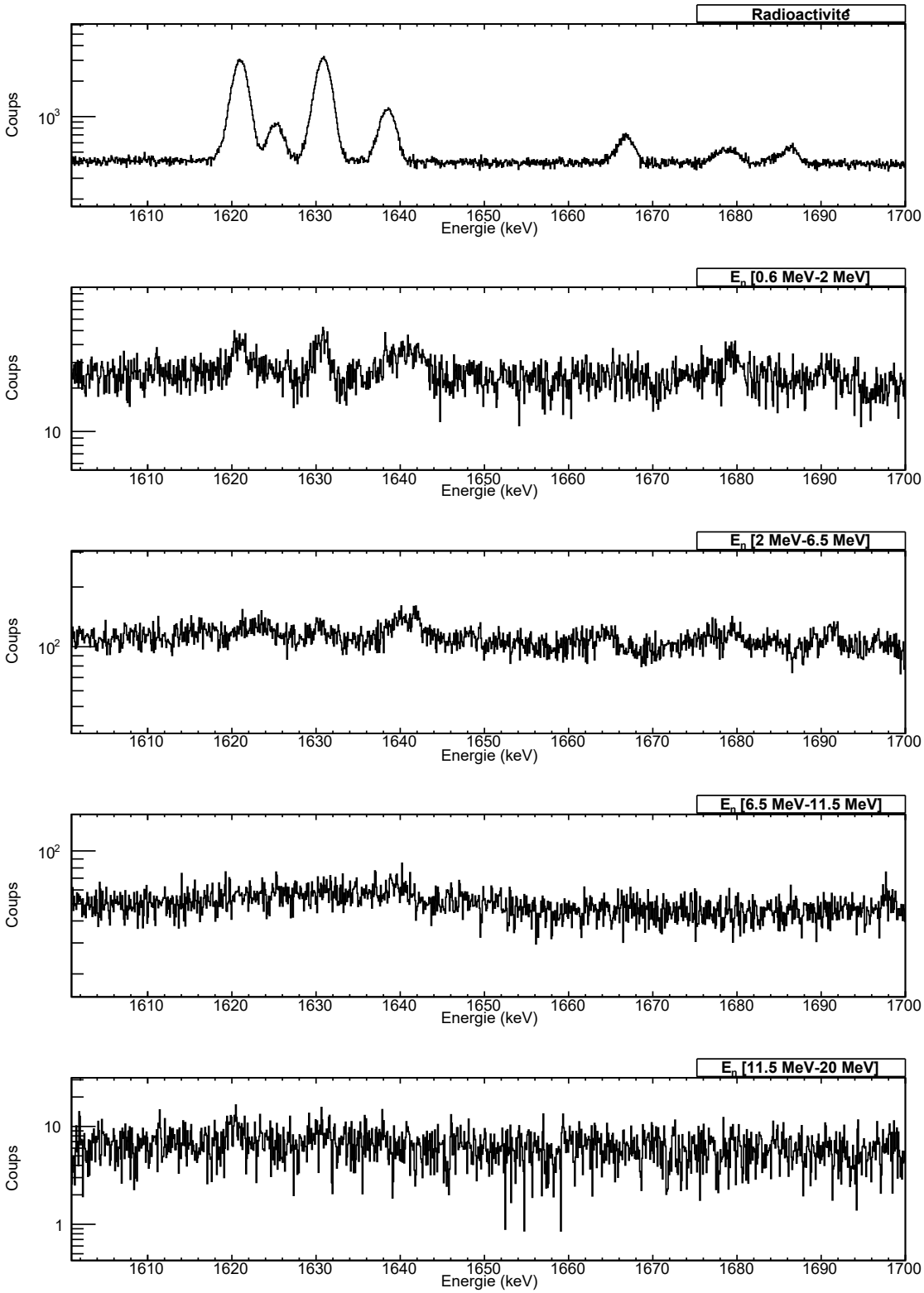


FIGURE A.18 – Spectre en énergie des rayons γ de 1601 keV à 1700 keV issus de : A) la radioactivité, B) la plage de temps de vol correspondant à des neutrons entre 0,6 MeV et 2 MeV, C) idem entre 2 MeV et 6 MeV, D) idem entre 6 MeV et 11,5 MeV, E) idem entre 11,5 MeV et 20 MeV.

Annexe B

Index des transitions gamma observées

Les tables B.1 à B.9 présentent les transitions gamma observées et les identifications associées. Certaines de ces transitions ne se distinguent clairement du fond que pour une plage en temps de vol limitée et ne sont pas visibles sur les spectres de l'annexe A. L'énergie des transitions E_γ en première colonne est celle obtenue par nos mesures et l'énergie d'excitation des niveaux proviennent de la base de données ENSDF sauf indication contraire.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
24,0 keV				
39,7 keV	^{208}Tl	$4^+(E_x$=39,858)	$5^+(E_x$=0,0)	$^{212}Bi\ \alpha$
49,3 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=49,369)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
53,5 keV				
57,7 keV	^{228}Th	$2^+(E_x$=57,766)	$0^+(E_x$=0,0)	$^{228}Ac\ \beta^-$
53,5 keV				
68,7 keV	^{73}Ge	$7/2^+(E_x$=68,752)	$9/2^+(E_x$=0,0)	$^{73}Ge(n,n'\gamma)$
72,8 keV	Pb			Rayons X
74,9 keV	Pb			Rayons X
77,0 keV	Bi			Rayons X
81,0 keV	Rn			Rayons X
84,8 keV	Pb			Rayons X
87,3 keV	Pb			Rayons X
89,9 keV	Th			Rayons X
93,3 keV	Th			Rayons X
96.1 keV	^{231}Th	$9/2^+(E_x$=96.1)	$5/2^+(E_x$=0.0)	^{232}Th(n,2nγ)
99,7 keV	Th			Rayons X
105,0 keV	Th			Rayons X
108,5 keV	Th			Rayons X
109,9 keV	^{19}F	$1/2^-(E_x$=109,894)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{9}F(n,n'γ)
112,8 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=162,12)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
115,1 keV	^{212}Bi	$2^-(E_x$=115,183)	$1^-(E_x$=0,0)	$^{212}Pb\ \beta^-$
117,4 keV	^{143}Ba	$9/2^-(E_x$=117,868)	$5/2^-(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
120,3 keV	^{231}Th	$11/2^+(E_x$=162,1)	$7/2^+(E_x$=42,0)	^{232}Th(n,2nγ)
120,9 keV	^{230}Th	$4^+(E_x$=174,1)	$2^+(E_x$=53,2)	^{232}Th(n,3nγ)
122,0 keV				
124,4 keV				
126,0 keV				
129,2 keV	^{228}Th	$4^+(E_x$=186,838)	$2^+(E_x$=57,766)	$^{228}Ac\ \beta^-$
130,2 keV				
133,5 keV				
141 keV				
142,4 keV				
143,8 keV	^{231}Th	$5/2^-(E_x$=185,7182)	(E_x=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
144,8 keV				
146,4 keV				
154,0 keV	^{228}Th	$2^-(E_x$=1122.959)	$2^+(E_x$=968.984)	$^{228}Ac\ \beta^-$
154,7 keV				
155,5 keV				
158,5 keV				

TABLE B.1 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
159,3 keV	^{232}Th	$7^-(E_x$=1042,9)	$5^-(E_x$=883,8)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{64}Cu	$2^+(E_x$=159,282)	$1^+(E_x$=0,0)	^{63}Cu(n,γ), ^{65}Cu(n,2nγ)
163,3 keV	^{231}Th	$7/2^-(E_x$=205,3)	$7/2^+(E_x$=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
164,7 keV				
167,0 keV				
168,2 keV				
170,8 keV	^{27}Al	$3/2^+(E_x$=1014,56)	$1/2^+(E_x$=843,76)	^{27}Al(n,n'γ)
171,2 keV	^{232}Th	$6^+(E_x$=333,28)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
173,0 keV				
176 keV	^{70}Ge	$0^+(E_x$=1215,621)	$2^+(E_x$=1039,513)	$^{70}Ge(n,n'\gamma)$
181,3 keV	^{146}Ba	$2^+(E_x$=181,04)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
182,5 keV	^{230}Th	$6^+(E_x$=356,47)	$4^+(E_x$=174,111)	^{232}Th(n,3nγ)
185,8 keV	^{231}Th	$5/2^-(E_x$=185,7182)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,2nγ)
185,9 keV	^{66}Cu	$2^+(E_x$=185,953)	$1^+(E_x$=0,0)	^{65}Cu(n,γ)
191,2 keV	^{228}Th	$6^+(E_x$=378,195)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
192,5 keV				
195,1 keV	^{231}Th	$9/2^-(E_x$=236,906)	$7/2^+(E_x$=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
197,2 keV	^{19}F	$5/2^+(E_x$=197,143)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{9}F(n,n'γ)
199,1 keV	^{231}Th	$5/2^+(E_x$=240,888)	$7/2^+(E_x$=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
199,4 keV	^{144}Ba	$2^+(E_x$=199,326)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
199,5 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=1168,389)	$2^+(E_x$=968,984)	^{228}Ac β^-
203,0 keV	^{64}Cu	$3^+(E_x$=362,231)	$2^+(E_x$=159,282)	^{63}Cu(n,γ), ^{65}Cu(n,2nγ)
203,9 keV	^{95}Sr ?	$7/2^+(E_x$=556,08)	$3/2^+(E_x$=352,02)	^{232}Th(n,f)
205,5 keV	^{231}Th	$7/2^-(E_x$=205,310)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,2nγ)
206,1 keV				
209,2 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=396,094)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
212,1 keV	^{100}Zr	$2^+(E_x$=212,530)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
	^{64}Cu	$(4)^+(E_x$=574,629)	$3^+(E_x$=362,231)	^{63}Cu(n,γ), ^{65}Cu(n,2nγ)
217,5 keV				
221,4 keV	^{231}Th	$3/2^+(E_x$=221,3978)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,2nγ)
223,7 keV	^{232}Th	$8^+(E_x$=556,9)	$6^+(E_x$=333,28)	^{232}Th(n,n'γ)
225,7 keV				
228,8 keV	^{231}Th	$(9/2)^+(E_x$=324,90)	$9/2^+(E_x$=96,143)	^{232}Th(n,2nγ)
229,0 keV	^{233}Th	$7/2^+(E_x$=279,40)	$7/2^+(E_x$=50,38)	^{232}Th(n,γ)
233,5 keV	^{231}Th	$7/2^+(E_x$=275,420)	$7/2^+(E_x$=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
237,4 keV	^{230}Th	$8^+(E_x$=593,79)	$6^+(E_x$=356,47)	^{232}Th(n,3nγ)
238,6 keV	^{212}Bi	$0(^-)(E_x$=238,632)	$1(^-)(E_x$=0,0)	^{212}Pb β^-
241,0 keV	^{231}Th	$5/2^+(E_x$=240,888)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,2nγ)
241,0 keV	^{220}Rn	$2^+(E_x$=240,986)	$0^+(E_x$=0,0)	^{224}Ra α
245,0 keV	^{111}Cd	$5/2^+(E_x$=245,390)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{111}Cd(n,n'γ)
252,7 keV	^{208}Pb	$5^-(E_x$=3961,162)	$5^-(E_x$=3708,451)	^{208}Tl β^-,^{208}Pb(n,n'γ)

TABLE B.2 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
255,9 keV	^{233}Th	$5/2^+(E_x$=262,24)	$5/2^+(E_x$=6,04)	^{232}Th(n,γ)
259,0 keV				
269,8 keV	^{232}Th	$10^+(E_x$=826,8)	$8^+(E_x$=556,9)	^{232}Th(n,n'γ)
270,2 keV	^{228}Th	$1^-(E_x$=328,019)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
275,2 keV	^{231}Th	$7/2^+(E_x$=275,420)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,2nγ)
277,2 keV	^{208}Pb	$4^-(E_x$=3475,078)	$5^-(E_x$=3197,711)	^{208}Tl β^- ,^{208}Pb(n,n'γ)
279,2 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1053,9)	$2^+(E_x$=774,15)	^{232}Th(n,n'γ)
282,2 keV	^{228}Th	$4^-(E_x$=1450,402)	$3^-(E_x$=1168,389)	^{228}Ac β^-
282,4 keV	^{231}Th	$(1/2)^-(E_x$=554,6517)	$3/2^+(E_x$=272,1809)	^{232}Th(n,2nγ)
283,0 keV	^{231}Th	$(9/2)^+(E_x$=324,90)	$7/2^+(E_x$=41,953)	^{232}Th(n,2nγ)
285,7 keV	^{230}Th	$10^+(E_x$=879,3)	$8^+(E_x$=593,79)	^{232}Th(n,3nγ)
287,2 keV	^{142}Xe	$2^+(E_x$=287,20)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
297,1 keV				
298,7 keV	^{113}Cd	$3/2^+(E_x$=298,597)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{113}Cd(n,n'γ)
300,1 keV	^{212}Bi	$1(^-)(E_x$=415,272)	$2(^-)(E_x$=115,183)	^{212}Pb β^-
307,1 keV	^{231}Th	$(1/2)^-(E_x$=554,6517)	$1/2^+(E_x$=247,5876)	^{232}Th(n,2nγ)
316,5 keV	^{113}Cd	$5/2^+(E_x$=316,206)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{113}Cd(n,n'γ)
	^{233}Th	$5/2^+(E_x$=371,17)	$5/2^+(E_x$=54,546)	^{232}Th(n,γ)
319,0 keV	^{233}Th	$3/2^+(E_x$=335,928)	$3/2^+(E_x$=16,86)	^{232}Th(n,γ)
320,0 keV				
323,2 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1053,9)	$0^+(E_x$=730,6)	^{232}Th(n,n'γ)
324,1 keV				
324,9 keV	^{232}Th	$(5^-)(E_x$=1208,8)	$5^-(E_x$=883,8)	^{232}Th(n,n'γ)
327,9 keV	^{228}Th	$1^-(E_x$=328,019)	$0^+(E_x$=0,0)	^{228}Ac β^-
	^{232}Th	$3^-(E_x$=1105,7)	$3^-(E_x$=774,43)	^{232}Th(n,n'γ)
331,1 keV	^{144}Ba	$4^+(E_x$=530,19)	$2^+(E_x$=199,326)	^{232}Th(n,f)
	^{233}Th	$(5/2,7/2)^+(E_x$=337,35)	$5/2^+(E_x$=6,04)	^{232}Th(n,γ)
332,4 keV	^{228}Th	$5^-(E_x$=519,208)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
332,6 keV				
334,4 keV				
335,8 keV	^{233}Th	$3/2^+(E_x$=335,928)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,γ)
338,4 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=396,094)	$0^+(E_x$=0,0)	^{228}Ac β^-
341,0 keV	^{228}Th	$4^+(E_x$=1431,994)	$4^+(E_x$=1091,048)	^{228}Ac β^-
343,1 keV	^{143}Ba	$13/2^-(E_x$=460,7)	$9/2^-(E_x$=117,868)	^{232}Th(n,f)
347,3 keV	^{232}Th	$(2^+)(E_x$=1121,68)	$3^-(E_x$=774,43)	^{232}Th(n,n'γ)
352,0 keV	^{95}Sr	$(3/2)^+(E_x$=4352,02)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
	^{100}Zr	$(4^+)(E_x$=564,486)	$2^+(E_x$=212,530)	^{232}Th(n,f)
354,1 keV	^{233}Th	$5/2^+(E_x$=371,17)	$3/2^+(E_x$=16,86)	^{232}Th(n,γ)
359,5 keV	^{142}Ba	$2^+(E_x$=359,596)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
364,5 keV	^{232}Th	$(0^+)(E_x$=1078,6)	$1^-(E_x$=714,42)	^{232}Th(n,n'γ)
365,0 keV	^{63}Cu	$7/2^-(E_x$=1326,76)	$5/2^-(E_x$=962,02)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$

TABLE B.3 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
369,7 keV				
373,9 keV				
376,6 keV	^{140}Xe	$2^+(E_x$=376,658)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
394,1 keV				
397,6 keV	^{230}Th	$3^-(E_x$=571,756)	$4^+(E_x$=174,111)	^{232}Th(n,3nγ)
407,2 keV	^{232}Th	$(2^+)(E_x$=1121,68)	$1^-(E_x$=714,42)	^{232}Th(n,n'γ)
409,6 keV	^{228}Th	$6^+(E_x$=1105,38)	$7^-(E_x$=695,45)	^{228}Ac β^-
416,7 keV	^{26}Al	$(3^+)(E_x$=416,852)	$5^+(E_x$=0,0)	^{27}Al(n,2nγ)
423,2 keV	^{232}Th	$9^-(E_x$=1249,6)	$10^+(E_x$=826,8)	^{232}Th(n,n'γ)
423,6 keV	^{136}Te	$(4^+)(E_x$=1030,0)	$2^+(E_x$=606,64)	^{232}Th(n,f)
431,5 keV	^{144}Ba	$6^+(E_x$=961,53)	$4^+(E_x$=530,19)	^{232}Th(n,f)
433,8 keV				
439,8 keV				
440,0 keV				
443,9 keV				
450,0 keV	^{63}Cu	$5/2^-(E_x$=1412,16)	$5/2^-(E_x$=962,02)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$
452,7 keV	^{208}Tl	$3^+(E_x$=492,84)	$4^+(E_x$=39,858)	^{212}Bi α
453,9 keV				
457,6 keV	^{140}Xe	$4^+(E_x$=834,295)	$2^+(E_x$=376,658)	^{232}Th(n,f)
463,1 keV	^{228}Th	$4^+(E_x$=1431,994)	$2^+(E_x$=968,984)	^{228}Ac β^-
471,5 keV	^{230}Th	$(9^-)(E_x$=1065,3)	$8^+(E_x$=593,79)	^{232}Th(n,3nγ)
472,3 keV	^{233}Th	$5/2^-(E_x$=478,36)	$7/2^-(E_x$=6,06)	^{232}Th(n,γ)
486,0 keV	^{232}Th	$(7^-)(E_x$=1042,9)	$8^+(E_x$=556,9)	^{232}Th(n,n'γ)
490,5 keV				
493,5 keV	^{232}Th	$(6^+)(E_x$=1050,9)	$8^+(E_x$=556,9)	^{232}Th(n,n'γ)
495,6 keV	^{230}Th	$7^-(E_x$=852,14)	$6^+(E_x$=356,47)	^{232}Th(n,3nγ)
507,5 keV	^{65}Cu	$5/2^-(E_x$=1623,43)	$3/2^-(E_x$=0,0)	$^{65}Cu(n,n'\gamma)$
510,8 keV	^{208}Pb	$5^-(E_x$=3708,451)	$5^-(E_x$=3197,711)	^{208}Tl β^-,^{208}Pb(n,n'γ)
511 keV				annihilation e^+-e^-
513,5 keV				
523,5 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=1413,8)	$4^+(E_x$=890,1)	^{232}Th(n,n'γ)
537,4 keV	^{206}Pb	$3^+(E_x$=1340,49)	$2^+(E_x$=803,054)	^{206}Pb(n,n'γ)
539,6 keV	^{232}Th	$(4^+)(E_x$=873,0)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
548,5 keV				
550,4 keV	^{232}Th	$(5^-)(E_x$=883,8)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
554,3 keV				
558,3 keV	^{114}Cd	$2^+(E_x$=558,456)	$0^+(E_x$=0,0)	^{114}Cd(n,n'γ), ^{113}Cd(n,γ)
562 keV	^{76}Ge	$2^+(E_x$=562,93)	$0^+(E_x$=0,0)	$^{76}Ge(n,n'\gamma)$
562,4 keV	^{228}Th	$3^+(E_x$=1531,490)	$2^+(E_x$=968,984)	^{228}Ac β^-
566,7 keV				
569,8 keV	^{207}Pb	$5/2^-(E_x$=569,6982)	$1/2^-(E_x$=0,0)	^{207}Pb(n,n'γ)

TABLE B.4 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
	^{208}Pb	$5^-(E_x$=3197,711)	$3^-(E_x$=2614,522)	$^{208}Tl\ \beta^-$,^{208}Pb(n,n'γ)
583,2 keV	^{232}Th	$(4^+)(E_x$=1466,4)	$5^-(E_x$=883,8)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{113}Cd	$5/2^+(E_x$=583,962)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{113}Cd(n,n'γ)
585,1 keV	^{63}Cu	$3/2^-(E_x$=1547,00)	$5/2^-(E_x$=962,02)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$
589,1 keV	^{138}Xe	$2^+(E_x$=588,826)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
595 keV	^{74}Ge	$2^+(E_x$=595,850)	$0^+(E_x$=0,0)	^{74}Ge(n,n'γ)
606,5 keV	^{136}Te	$2^+(E_x$=606,62)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
	^{112}Cd	$0^+(E_x$=1224,341)	$2^+(E_x$=617,518)	^{113}Cd(n,n'γ)
	^{232}Th	$3^-(E_x$=774,43)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
612,1 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=774,15)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{232}Th	$2^+(E_x$=1387,1)	$3^-(E_x$=774,43)	^{232}Th(n,n'γ)
617,7 keV	^{112}Cd	$2^+(E_x$=617,518)	$0^+(E_x$=0,0)	^{112}Cd(n,n'γ)
626,8 keV	^{232}Th	$(5^+)(E_x$=960,24)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
628,6 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=1413,8)	$2^+(E_x$=785,25)	^{232}Th(n,n'γ)
657,5 keV	^{206}Pb	$4^+(E_x$=1997,67)	$3^+(E_x$=1340,49)	^{206}Pb(n,n'γ)
	^{110}Cd	$2^+(E_x$=657,7623)	$0^+(E_x$=0,0)	^{110}Cd(n,n'γ)
665,1 keV	^{232}Th	$1^-(E_x$=714,42)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
667,5 keV	^{232}Th	$(3^+)(E_x$=829,6)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
669,7 keV	^{63}Cu	$1/2^-(E_x$=669,93)	$3/2^-(E_x$=0,0)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$
679,0 keV				
681,1 keV	^{232}Th	$0^+(E_x$=730,6)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
690,0 keV	^{232}Th	$6^+(E_x$=1023,3)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
691 keV	^{72}Ge	$0^+(E_x$=691,43)	$0^+(E_x$=0,0)	^{72}Ge(n,n'γ)
704,4 keV				
707,3 keV	^{90}Kr	$2^+(E_x$=707,13)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,f)
710,8 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=873,0)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
714,5 keV	^{232}Th	$1^-(E_x$=714,42)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
717,7 keV	^{232}Th	$6^+(E_x$=1050,9)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{232}Th	$3^-(E_x$=774,43)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
725,0 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=774,15)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{114}Cd	$4^+(E_x$=1283,739)	$2^+(E_x$=558,456)	^{114}Cd(n,n'γ)
727,4 keV	^{212}Po	$2^+(E_x$=727,33)	$0^+(E_x$=0,0)	$^{212}Bi\ \beta^-$
728,4 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=890,1)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
736,0 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=785,25)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
750,2 keV				
755,1 keV				
755,3 keV	^{228}Th	$2^+(E_x$=1724,299)	$2^+(E_x$=968,984)	$^{228}Ac\ \beta^-$
762,0 keV				
768,5 keV				
770,6 keV	^{65}Cu	$1/2^-(E_x$=770,64)	$3/2^-(E_x$=0,0)	$^{65}Cu(n,n'\gamma)$
772,4 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=1168,389)	$3^-(E_x$=396,094)	$^{228}Ac\ \beta^-$

TABLE B.5 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
774,3 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=774,15)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
780,2 keV	^{232}Th	$(3^+)(E_x$=829,6)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
782,1 keV	^{228}Th	$2^+(E_x$=968,984)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
785,4 keV	^{212}Po	$2^+(E_x$=1512,70)	$2^+(E_x$=727,330)	^{212}Bi β^-
785,5 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=785,25)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
792,0 keV				
793,5 keV	^{27}Al	$(9/2^+)(E_x$=3004,2)	$(7/2^+)(E_x$=2212,01)	^{27}Al(n,n'γ)
795,0 keV	^{228}Th	$2^-(E_x$=1122,959)	$1^-(E_x$=328,019)	^{228}Ac β^-
798,0 keV	^{232}Th	$(5^+)(E_x$=960,24)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
803,1 keV	^{206}Pb	$2^+(E_x$=803,054)	$0^+(E_x$=0,0)	^{206}Pb(n,n'γ)
808,9 keV				
815,4 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=1148,3)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
823,6 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=873,0)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
830,6 keV	^{228}Th	$4^-(E_x$=1226,580)	$3^-(E_x$=396,094)	^{228}Ac β^-
834 keV	^{72}Ge	$2^+(E_x$=834,011)	$0^+(E_x$=0,0)	^{72}Ge(n,n'γ)
835,8 keV	^{228}Th	$(3)^+(E_x$=1022,542)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
836,8 keV				
840,4 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=1168,389)	$1^-(E_x$=328,019)	^{228}Ac β^-
840,8 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=890,1)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
843,8 keV	^{27}Al	$1/2^+(E_x$=843,76)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{27}Al(n,n'γ)
846,9 keV	^{56}Fe	$2^+(E_x$=846,7778)	$0^+(E_x$=0,0)	^{56}Fe(n,n'γ)
860,8 keV	^{232}Th	$6^+(E_x$=1023,3)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{208}Pb	$4^-(E_x$=860,557)	$3^-(E_x$=2614,522)	^{208}Tl β^-,^{208}Pb(n,n'γ)
863,2 keV				
874,7 keV				
881,0 keV	^{206}Pb	$4^+(E_x$=1683,99)	$2^+(E_x$=803,054)	^{206}Pb(n,n'γ)
884,8 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=1218,1)	$6^+(E_x$=333,26)	^{232}Th(n,n'γ)
888,7 keV	^{232}Th	$6^+(E_x$=1050,9)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
898,0 keV	^{207}Pb	$3/2^-(E_x$=897,698)	$1/2^-(E_x$=0,0)	^{207}Pb(n,n'γ)
899,0 keV	^{63}Cu	$7/2^-(E_x$=1860,63)	$5/2^-(E_x$=962,02)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$
	^{204}Pb	$2^+(E_x$=899.165)	$0^+(E_x$=0,0)	^{204}Pb(n,n'γ)
904,1 keV	^{228}Th	$4^+(E_x$=1091,048)	$4^+(E_x$=186,838)	^{228}Ac β^-
907,5 keV				
911,3 keV	^{228}Th	$2^+(E_x$=968,984)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
922,4 keV				
927,5 keV				
932,2 keV	^{232}Th	$3^+(E_x$=1094,4)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
935,7 keV				
940,0 keV				
943,5 keV	^{232}Th	$3^-(E_x$=1105,7)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
948,5 keV				

TABLE B.6 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
955,4 keV	^{27}Mg	$5/2^+(E_x$=1940,23)	$3/2^+(E_x$=984,88)	^{27}Al(n,p)
959,6 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1121,68)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
962,3 keV	^{63}Cu	$5/2^-(E_x$=962,02)	$3/2^-(E_x$=0,0)	$^{63}Cu(n,n'\gamma)$
964,9 keV	^{228}Th	$(3)^+(E_x$=1022,542)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
969,1 keV	^{228}Th	$2^+(E_x$=968,984)	$0^+(E_x$=0,0)	^{228}Ac β^-
978,9 keV	^{65}Cu	$(7/2)^-(E_x$=2094,34)	$5/2^-(E_x$=1115,556)	$^{65}Cu(n,n'\gamma)$
981,2 keV	^{232}Th	$4^-(E_x$=1143,3)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
	^{206}Pb	$2^+(E_x$=1784,09)	$2^+(E_x$=803,054)	^{206}Pb(n,n'γ)
985,0 keV	^{27}Mg	$3/2^+(E_x$=984,88)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{27}Al(n,p)
986,1 keV	^{232}Th	$4^+(E_x$=1148,3)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
987,4 keV				
1004,3 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1053,9)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1014,6 keV	^{27}Al	$3/2^+(E_x$=1014,56)	$5/2^+(E_x$=0,0)	^{27}Al(n,n'γ)
1020,4 keV	^{232}Th	$3^-(E_x$=1182,6)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1023,7 keV	^{232}Th	$2^-(E_x$=1072,4)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1028,4 keV	^{232}Th	$1^-(E_x$=1077,9)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1029,2 keV	^{232}Th	$0^+(E_x$=1078,6)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1034,9 keV				
1039,8 keV				
1040 keV	^{70}Ge	$2^+(E_x$=1039,513)	$0^+(E_x$=0,0)	^{70}Ge(n,n'γ)
1044,6 keV	^{232}Th	$3^+(E_x$=1094,4)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1046,8 keV	^{232}Th	$5^-(E_x$=1208,8)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1054,0 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1053,9)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1056,3 keV	^{232}Th	$3^-(E_x$=1105,7)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1062,5 keV				
1072,3 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1121,68)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1075,5 keV	^{232}Th	$4^-(E_x$=1237,6) [1]	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1077,8 keV	^{232}Th	$1^-(E_x$=1077,9)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1079,0 keV	^{212}Po	$2^+(E_x$=1805,96)	$2^+(E_x$=727,330)	^{212}Bi β^-
1110,8 keV	^{228}Th	$3^-(E_x$=1168,389)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
1115,5 keV	^{65}Cu	$5/2^-(E_x$=1115,556)	$3/2^-(E_x$=0,0)	$^{65}Cu(n,n'\gamma)$
1121,8 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1121,68)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1133,2 keV	^{232}Th	$3^-(E_x$=1182,6)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1166,7 keV	^{232}Th	$5^-(E_x$=1328,6) [1]	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1179,5 keV				
1204 keV	^{74}Ge	$2^+(E_x$=1204,205)	$0^+(E_x$=0,0)	^{74}Ge(n,n'γ)

TABLE B.7 – Récapitulatif des transitions observées.

1. Niveau non présent dans ENSDF (voir section 4.1)

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
1225,1 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1387,1)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1238,0 keV	^{56}Fe	$4^+(E_x$=2085,1045)	$2^+(E_x$=846,7778)	^{56}Fe(n,n'γ)
1279,2 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1327,4)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1303,5 keV	^{232}Th	(E_x=1303,2)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1309,0 keV				
1322,5 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1322,3)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1327,2 keV	^{63}Cu	$7/2^-(E_x$=1326,76)	$3/2^-(E_x$=0,0)	^{63}Cu(n,n'γ)
	^{232}Th	$2^+(E_x$=1327,4)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1332,9 keV				
1338,0 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1387,1)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1345,1 keV				
1387,3 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1387,1)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1392,1 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1553,8)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1397,7 keV				
1400,9 keV	^{232}Th	(E_x=1450,3)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1405,1 keV				
1412,4 keV	^{63}Cu	$5/2^-(E_x$=1412,16)	$3/2^-(E_x$=0,0)	^{63}Cu(n,n'γ)
1415,0 keV				
1417,4 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1578,5)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1430,5 keV	^{232}Th	(E_x=1480,1)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1434,2 keV				
1435,8 keV				
1439,6 keV	^{232}Th	$(1,2)^+(E_x$=1489,4)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1446,8 keV	^{232}Th	(E_x=1609,1)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1459,6 keV				
1482,0 keV	^{65}Cu	$7/2^-(E_x$=1481,83)	$3/2^-(E_x$=0,0)	^{65}Cu(n,n'γ)
1485,5 keV	^{232}Th	(E_x=1647,6)	$4^+(E_x$=162,12)	^{232}Th(n,n'γ)
1489,0 keV	^{232}Th	$(1,2)^+(E_x$=1489,4)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1498,5 keV				
1504,8 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1553,8)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1517,4 keV				
1523,3 keV	^{232}Th	$(1,2)^+(E_x$=1573,0)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1527,5 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1578,5)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1539,9 keV				
1547,2 keV	^{63}Cu	$3/2^-(E_x$=1547,00)	$3/2^-(E_x$=0,0)	^{63}Cu(n,n'γ)
1551,5 keV				
1554,8 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1553,8)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1561,0 keV	^{232}Th	$(1,2)^+(E_x$=1561,4)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1569,0 keV	^{232}Th	(E_x=1618,0)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1572,7 keV	^{232}Th	$(1,2)^+(E_x$=1573,0)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)

TABLE B.8 – Récapitulatif des transitions observées.

E_γ (keV)	Isotope	État initial	État final	Réaction de production
1577,5 keV	^{232}Th	$2^+(E_x$=1578,5)	$0^+(E_x$=0,0)	^{232}Th(n,n'γ)
1580,5 keV				
1587,0 keV				
1588,3 keV	^{228}Th	$3^+(E_x$=1646,003)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
1590,5 keV				
1592,5 keV	^{208}Pb	$3^-(E_x$=2614,522)	$0^+(E_x$=0,0)	^{208}Tl β^-,^{208}Pb(n,n'γ)
1598,4 keV				
1616,5 keV				
1620,7 keV	^{212}Po	$1^+(E_x$=1620,738)	$0^+(E_x$=0,0)	^{212}Bi β^-
1623,4 keV	^{65}Cu	$5/2^-(E_x$=1623,43)	$3/2^-(E_x$=0,0)	^{65}Cu(n,n'γ)
1630,4 keV	^{228}Th	$(2,3)^+(E_x$=1688,408)	$2^+(E_x$=57,773)	^{228}Ac β^-
1640,0 keV	^{208}Pb	$3^-(E_x$=4254,795)	$3^-(E_x$=2614,522)	^{208}Pb(n,n'γ)
1641,8 keV	^{232}Th	(E_x=1690,9)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1648,6 keV				
1652,0 keV				
1661,0 keV				
1664,4 keV				
1679,7 keV	^{232}Th	(E_x=1727,6)	$2^+(E_x$=49,369)	^{232}Th(n,n'γ)
1684,1 keV				
1691,2 keV				
1697,8 keV	^{27}Mg	$5/2^+(E_x$=1698,52)	$1/2^+(E_x$=0,0)	^{27}Al(n,p)

TABLE B.9 – Récapitulatif des transitions observées.

Annexe C

Sections efficaces ^{232}Th(n,n'γ), ^{232}Th(n,2nγ) et ^{232}Th(n,3nγ) mesurées

Les figures suivantes présentent en bleu les sections efficaces des réactions (n,xnγ) mesurées dans ce travail. Elles sont comparée aux prédictions du code TALYS utilisant le modèle de pré-équilibre par défaut, en rouge, et celui de l'approche JLM-QRPA, en cyan, ainsi qu'aux données expérimentales antérieures, en vert. Dans les figures C.1 à C.8, les sections efficaces (n,n'γ) sont présentées par bande rotationnelle, en commençant par les transitions issues des niveaux de spin élevé. Les figures C.9 à C.11 présentent les sections efficaces (n,n'γ) des niveaux hors bande. Enfin, les figures C.12 et C.13 présentent les sections efficaces des réactions (n,2nγ) et (n,3nγ) respectivement. Lorsque la correction de la prise en temps est nécessaire, les sections efficaces corrigées sont tracées en magenta conjointement à la section efficace non corrigée en bleu.

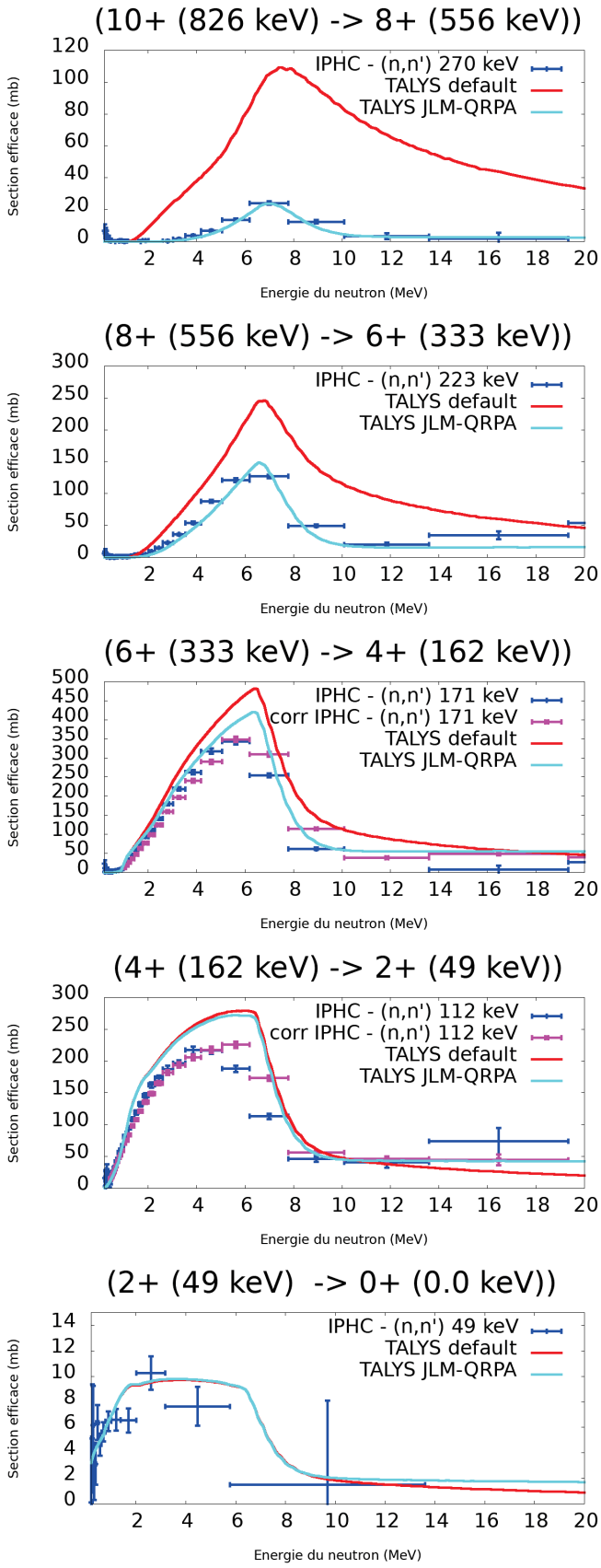


FIGURE C.1 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental.

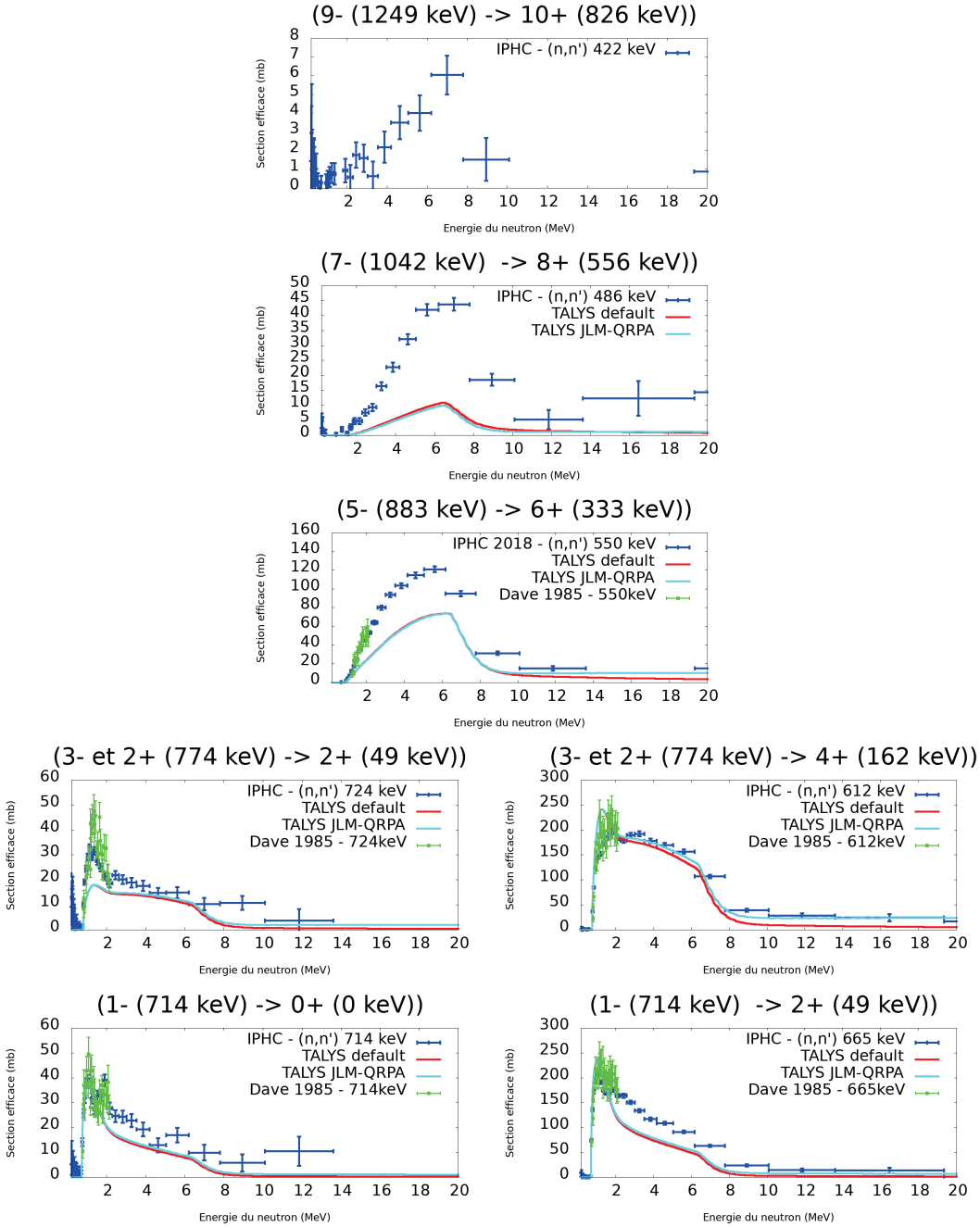


FIGURE C.2 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $1^-(714)$.

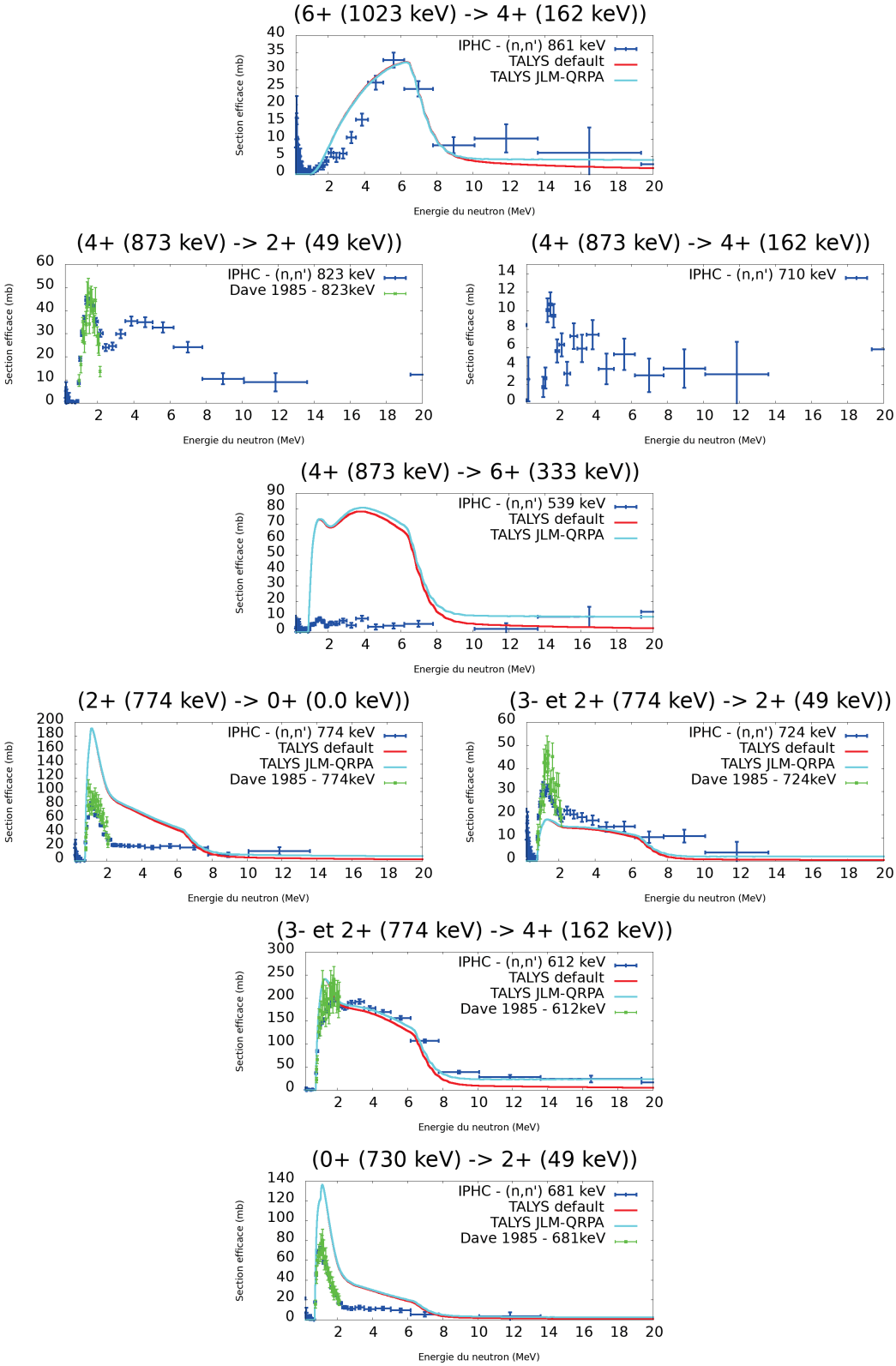


FIGURE C.3 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(730)$.

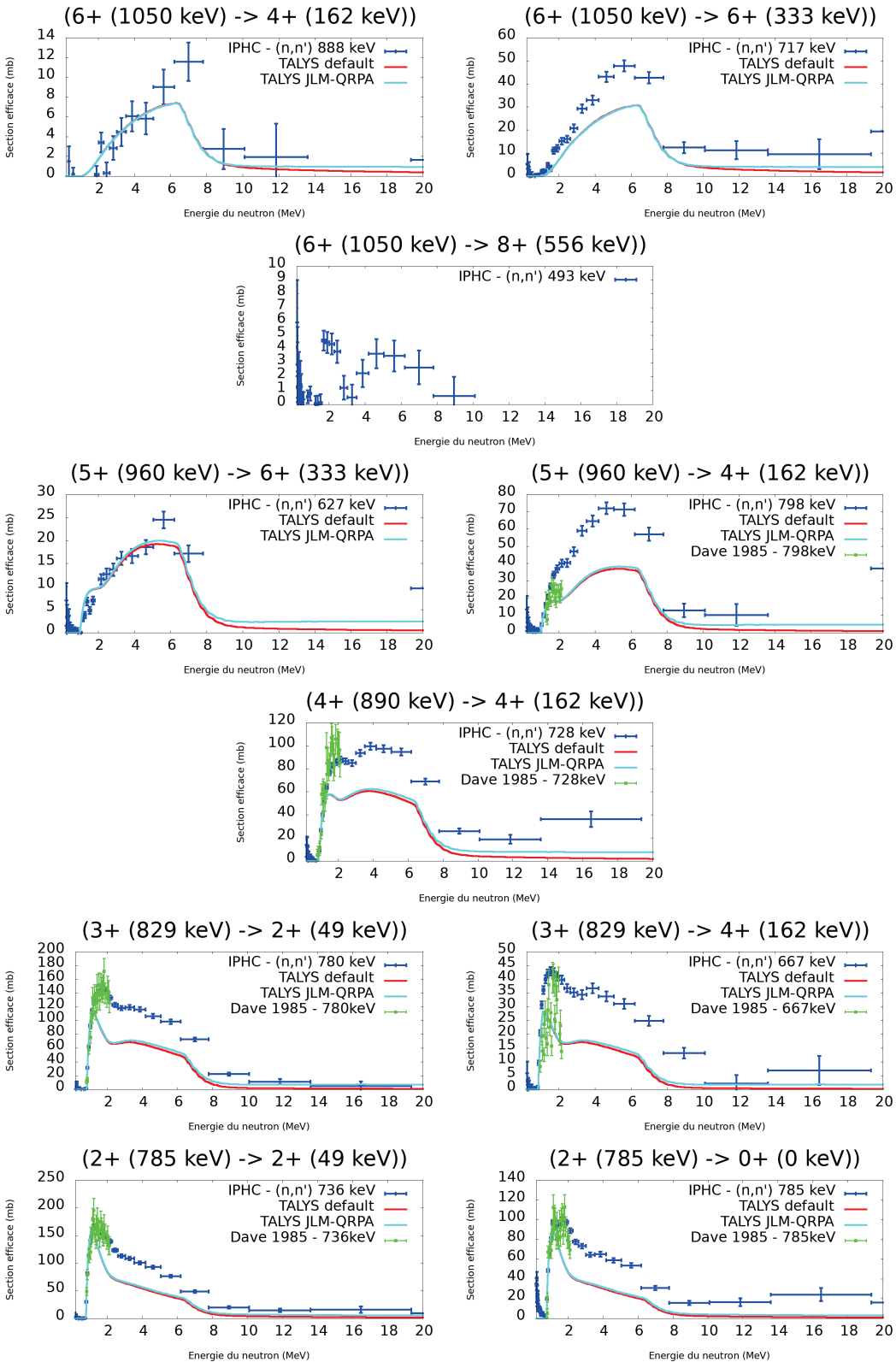


FIGURE C.4 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(785)$.

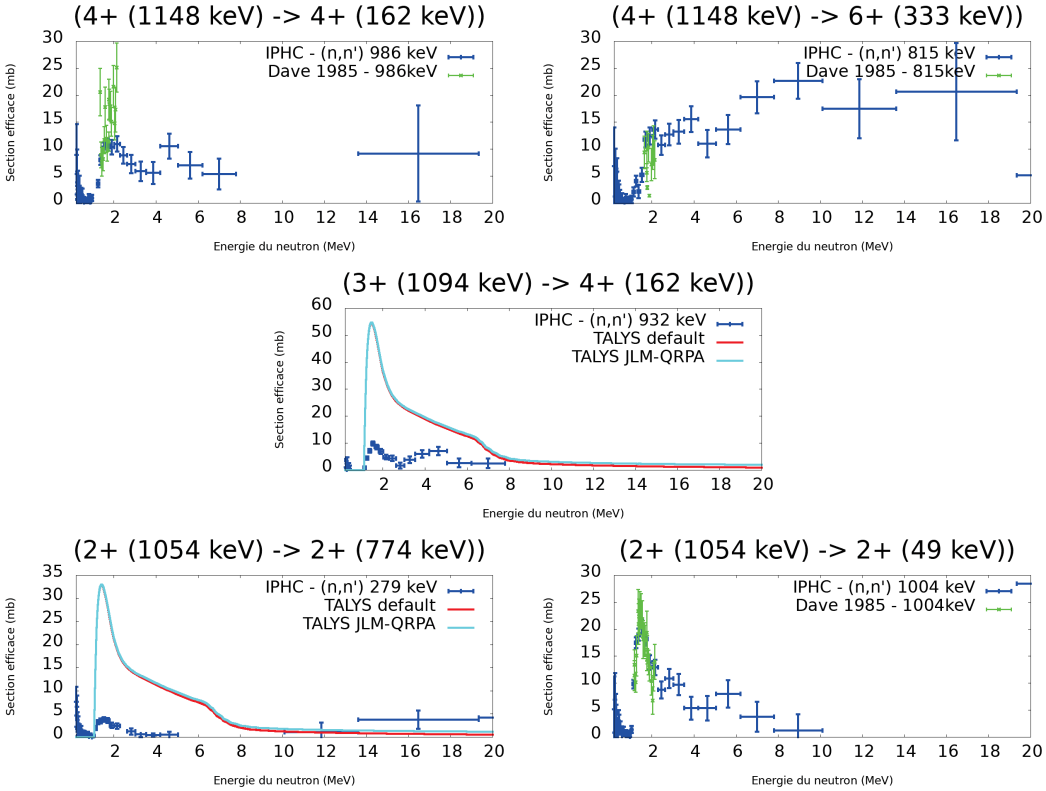


FIGURE C.5 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(1054)$.

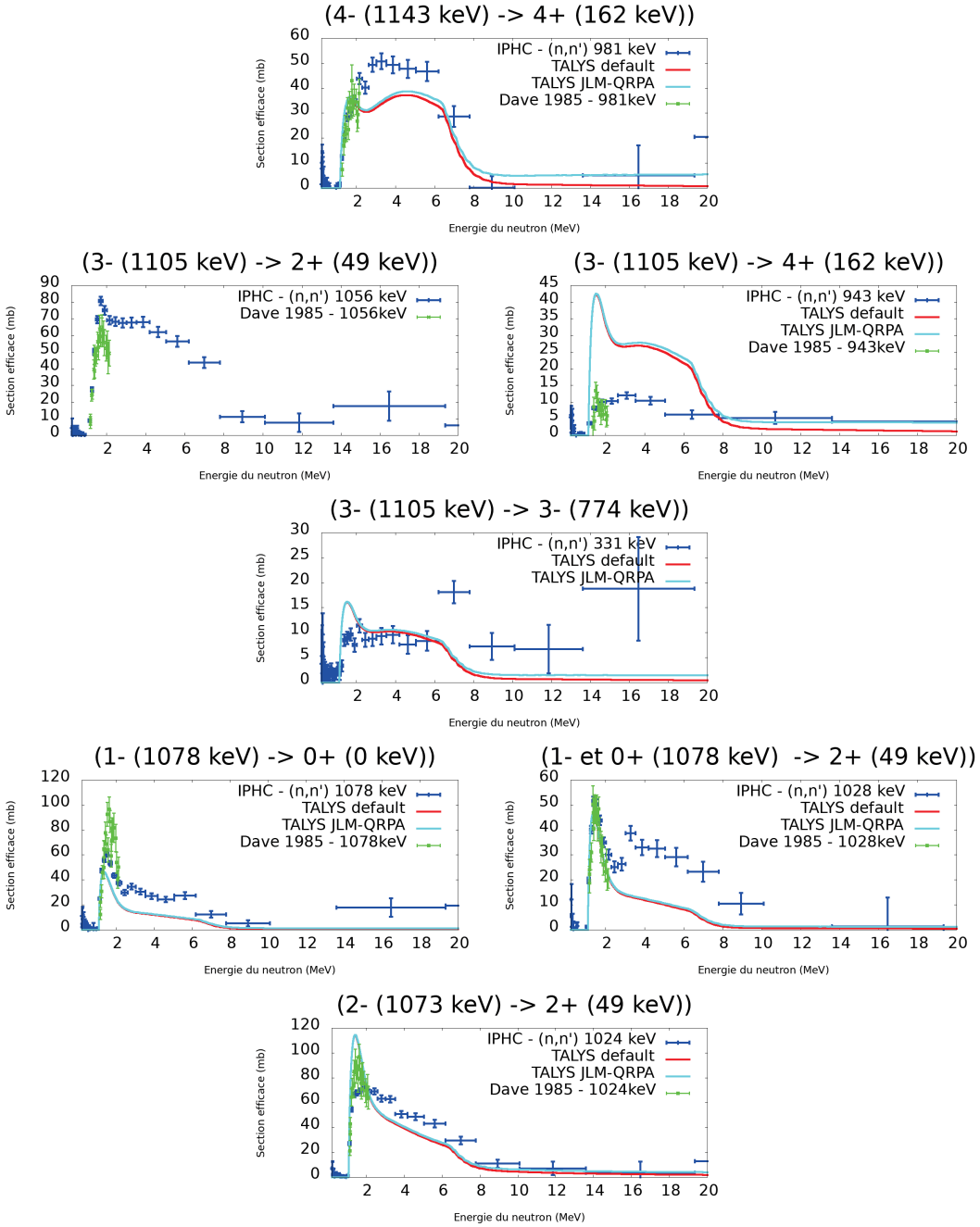


FIGURE C.6 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^-(1073)$.

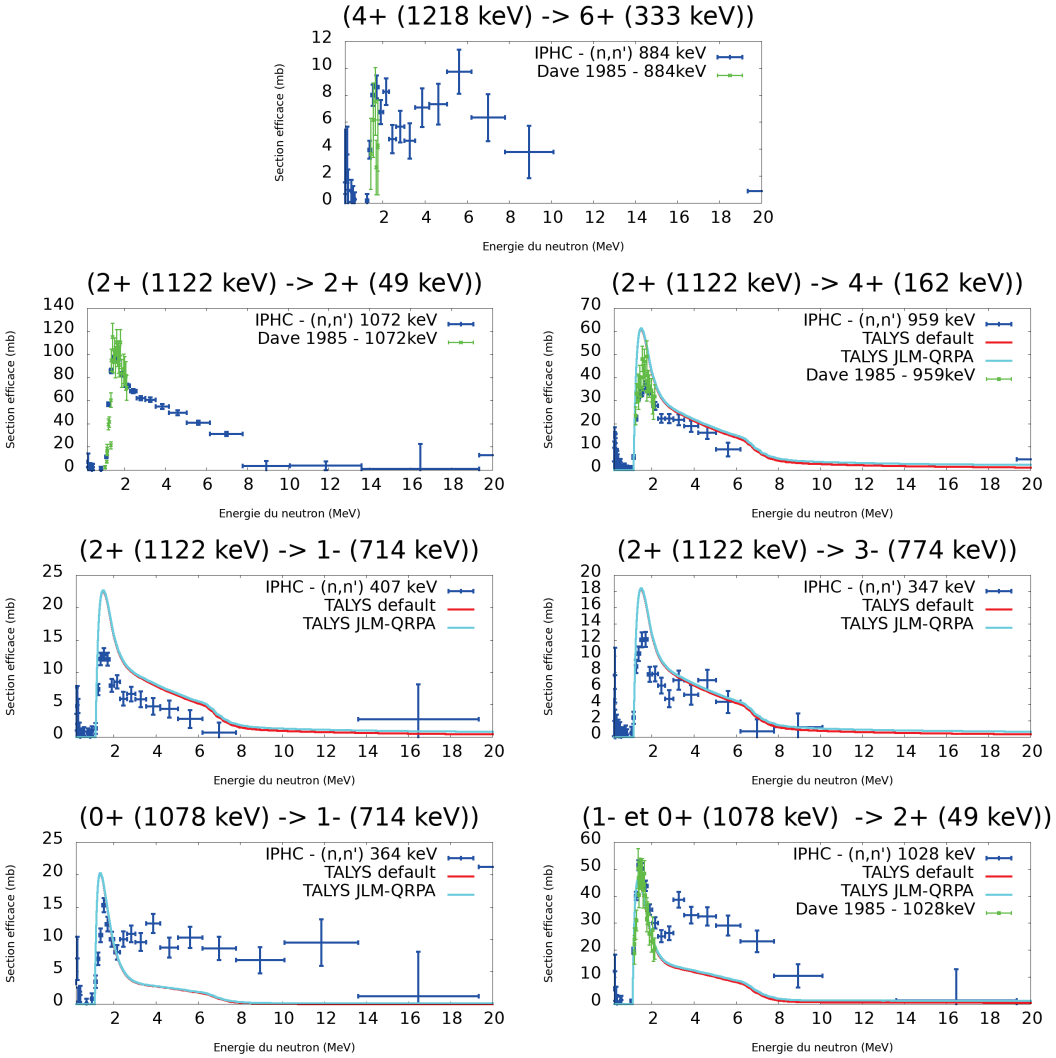


FIGURE C.7 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(1078)$.

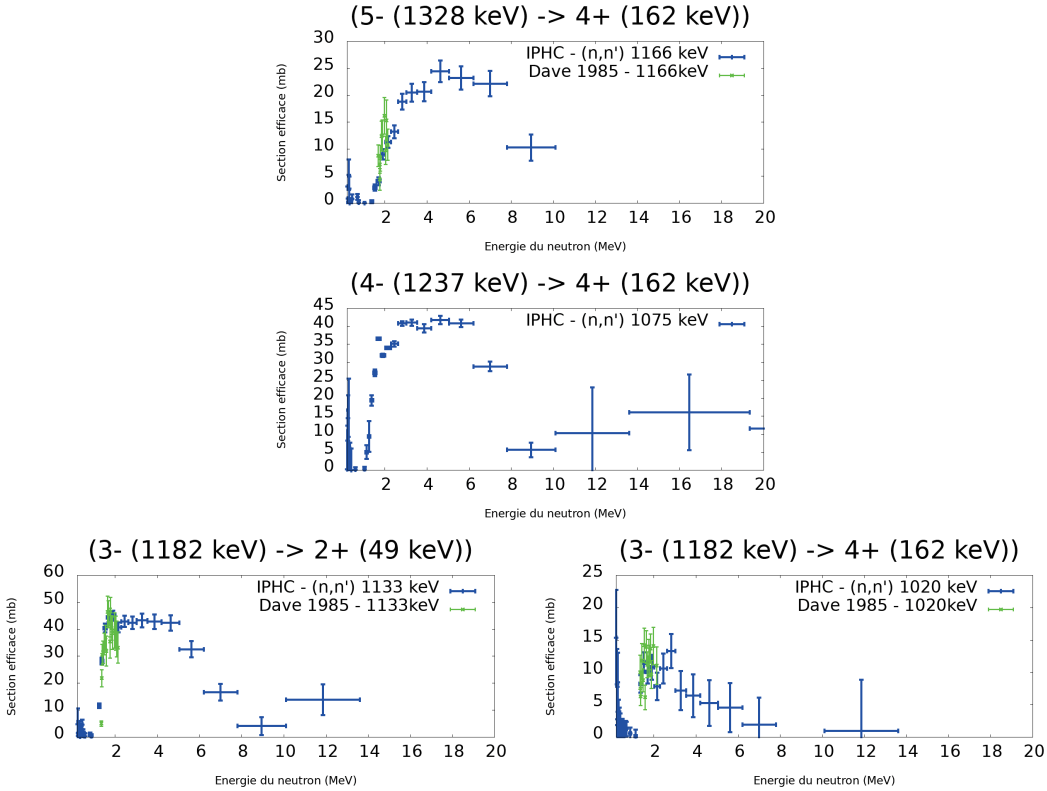


FIGURE C.8 – Sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $3^-(1182)$.

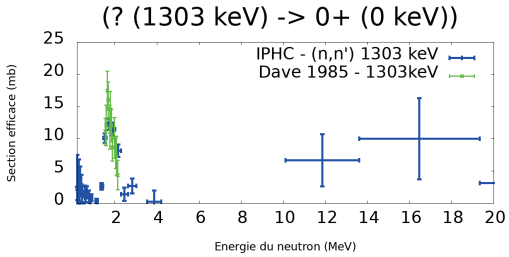


FIGURE C.9 – Sections efficaces de production des transition hors bandes.

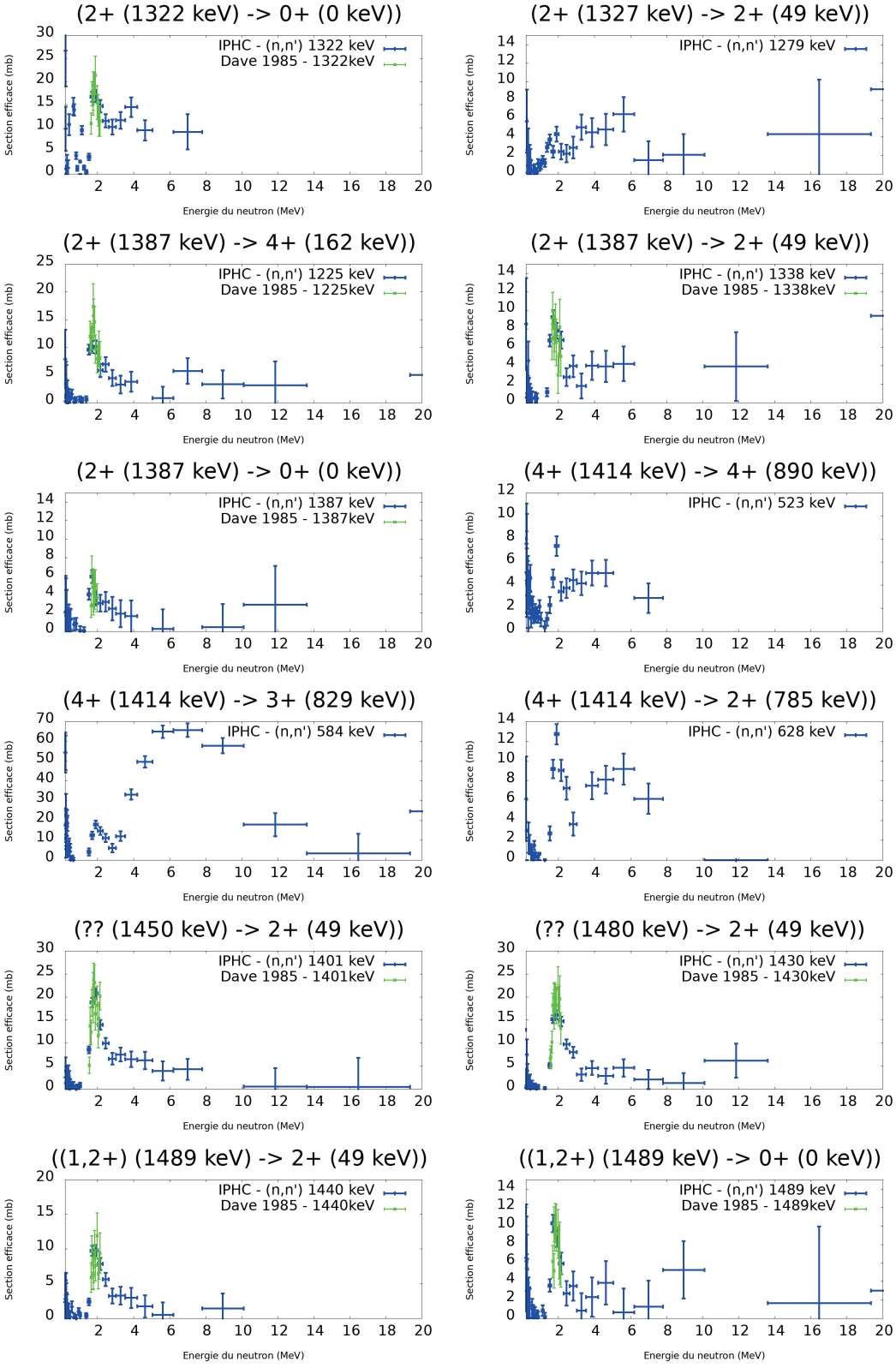


FIGURE C.10 – Sections efficaces de production des transition hors bandes (suite).

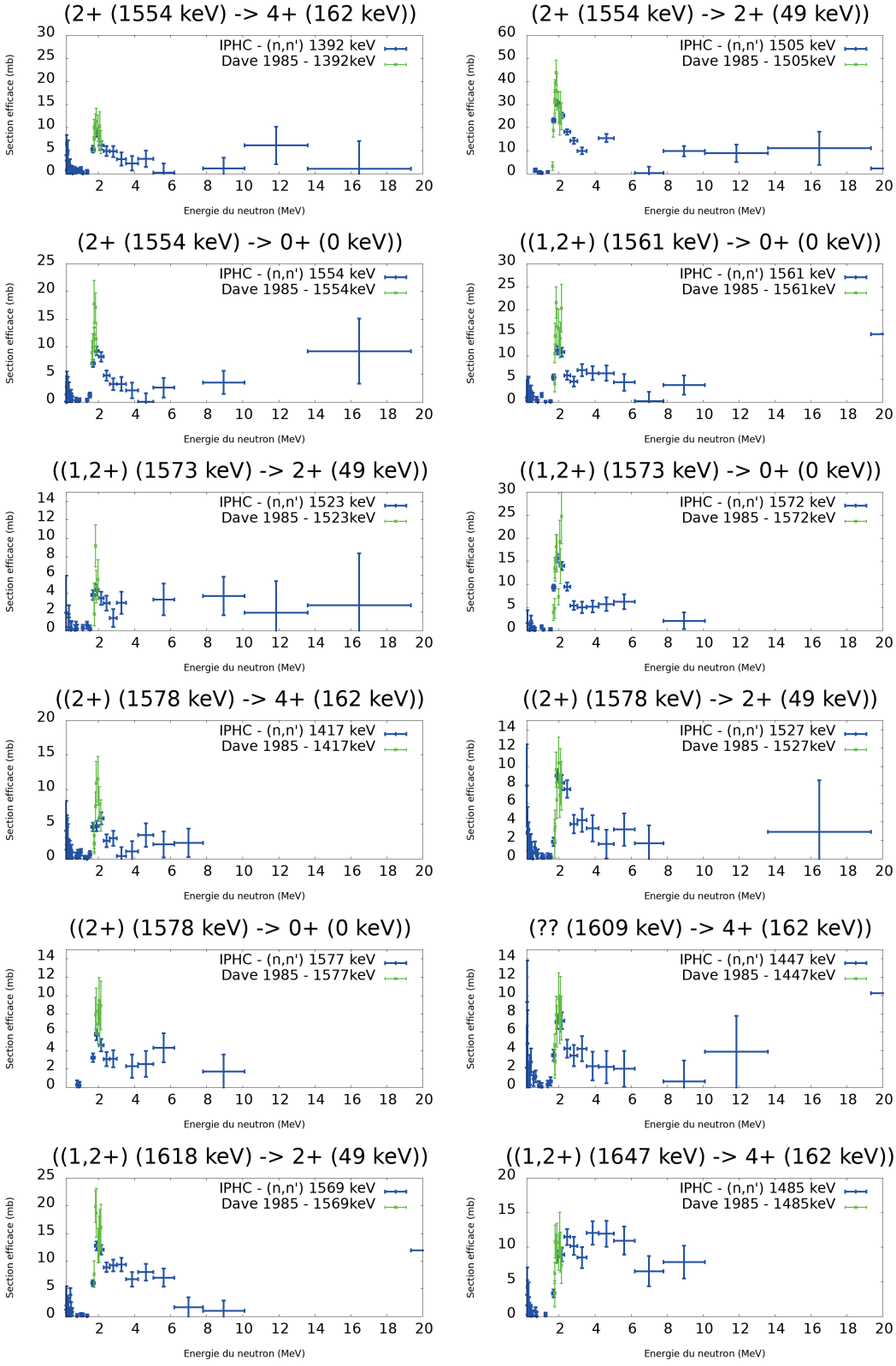


FIGURE C.11 – Sections efficaces de production des transition hors bandes (suite).

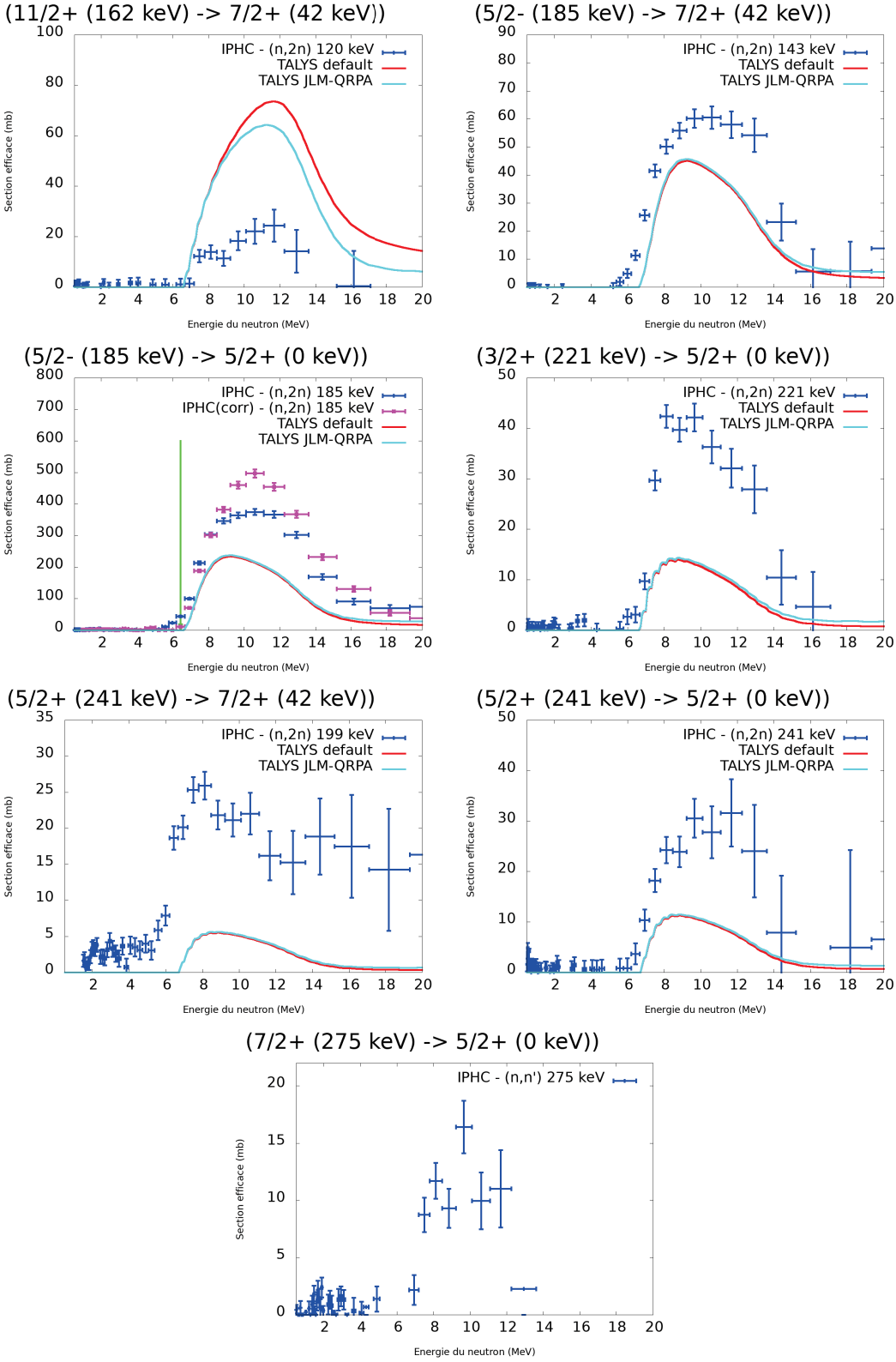


FIGURE C.12 – Sections efficaces de production des transitions (n,2nγ).

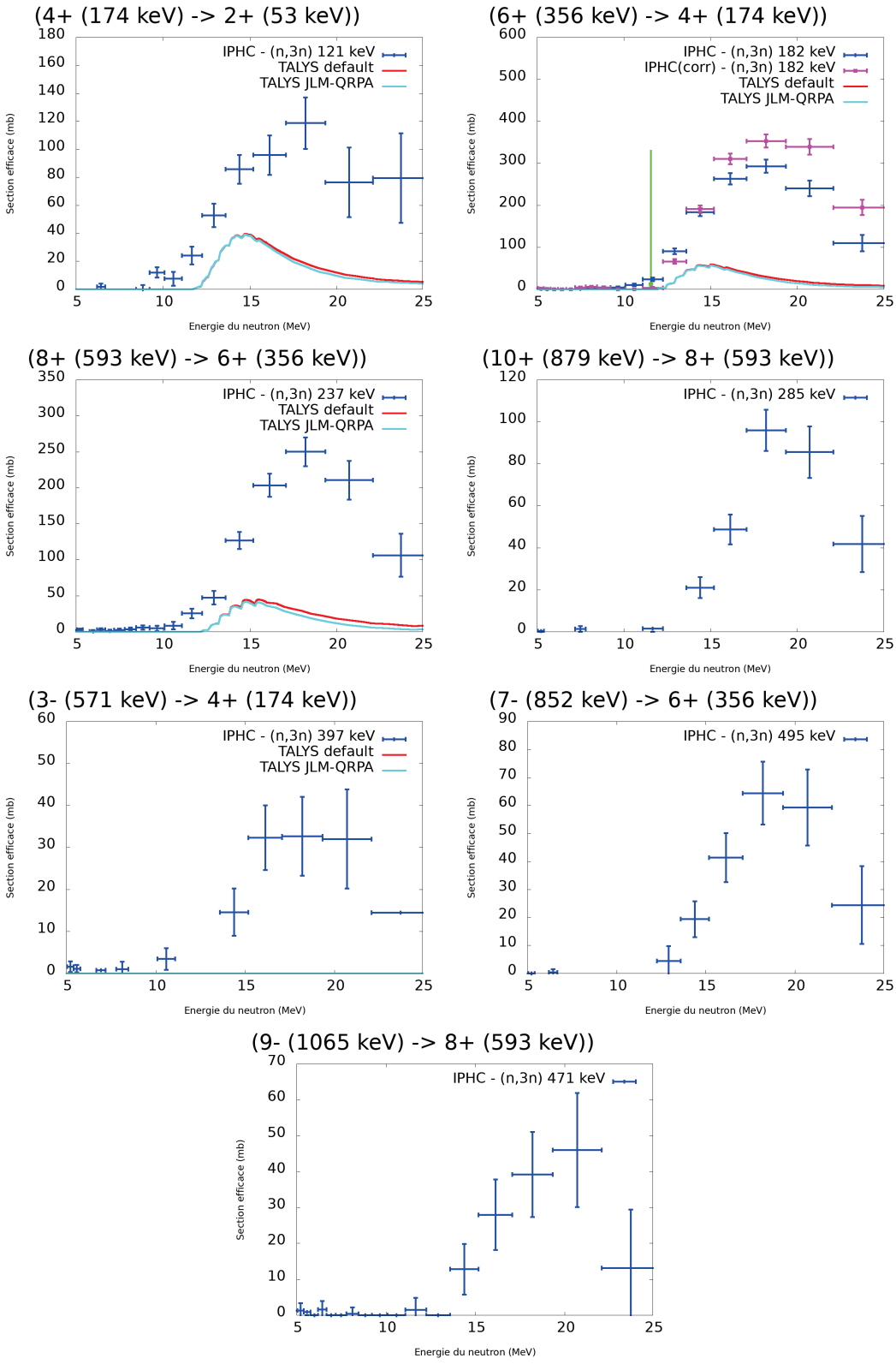


FIGURE C.13 – Sections efficaces de production des transitions (n,3nγ).

Annexe D

Sections efficaces ^{232}Th(n,n'γ), ^{232}Th(n,2nγ) et ^{232}Th(n,3nγ) mesurées (tables)

Cette annexe regroupe les valeurs tabulées des sections efficaces mesurées présentées dans l'annexe C. Les sections efficaces sont les moyennes sur les intervalles en énergie compris entre E-ΔE et E+ΔE. Pour les intervalles en énergie où la transition mesurée n'est pas observé, le nombre de gamma détecté n'est pas nul, mais positif ou négatif, du dait des variations statistiques du bruit de fond. L'incertitude à 1 σ peut alors être interprété comme une limite supérieure sur la section efficace.

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0.204	0.013	0.1	5.2
0.233	0.016	5.1	4.2
0.270	0.020	6.2	3.1
0.315	0.025	2.5	2.2
0.373	0.033	3.1	1.6
0.449	0.043	6.4	1.4
0.551	0.058	4.7	0.9
0.691	0.082	5.6	0.8
0.893	0.120	6.5	0.8
1.200	0.187	6.6	0.9
1.699	0.312	6.5	0.9
2.596	0.584	10.3	1.3
4.477	1.296	7.6	1.5
9.685	3.912	1.5	6.6

TABLE D.1 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (49 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)	Section efficace corrigée (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,442	0,012	10,5	4,2	14,9	1,9
0,468	0,014	19,2	3,2	15,3	1,5
0,497	0,015	19,5	2,9	17,6	1,4
0,529	0,017	20,3	2,7	20,2	1,4
0,564	0,018	25,3	2,5	23,3	1,5
0,603	0,020	31,8	2,4	25,9	1,5
0,645	0,022	33,7	2,4	30,9	1,6
0,693	0,025	41,6	2,6	35,7	1,8
0,745	0,028	45,3	2,7	42,1	2,0
0,804	0,031	56,3	3,0	48,4	2,2
0,870	0,035	60,1	3,1	52,8	2,4
0,945	0,040	67,0	3,4	59,1	2,6
1,020	0,045	81,2	3,9	70,8	3,1
1,127	0,052	86,1	4,1	75,2	3,3
1,238	0,059	95,4	4,4	84,0	3,6
1,366	0,069	108,7	4,9	98,3	4,2
1,516	0,081	119,4	5,3	108,0	4,6
1,691	0,095	132,4	5,8	121,3	5,1
1,899	0,113	146,0	6,4	135,7	5,7
2,148	0,136	162,6	7,0	148,9	6,2
2,449	0,165	173,3	7,5	165,3	6,9
2,819	0,204	187,8	8,1	182,0	7,6
3,279	0,256	196,6	8,5	193,9	8,0
3,863	0,328	217,1	9,4	205,7	8,5
4,619	0,428	216,5	9,4	217,8	9,0
5,621	0,575	187,9	8,3	225,8	9,4
6,993	0,797	113,3	5,8	173,3	7,4
8,940	1,151	46,0	4,8	56,3	3,3
11,844	1,753	41,0	9,0	46,1	4,6
16,465	2,868	74,22	20,9	44,8	8,5

TABLE D.2 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (162 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)	Section efficace corrigée (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,442	0,013	1,9	2,2	/	/
0,468	0,014	3,6	1,7	/	/
0,497	0,015	1,7	1,5	/	/
0,529	0,017	0,9	1,3	/	/
0,564	0,018	4,4	1,2	/	/
0,603	0,020	4,1	1,0	/	/
0,645	0,022	4,4	1,0	/	/
0,693	0,025	5,0	1,0	/	/
0,745	0,028	5,1	1,0	/	/
0,804	0,031	6,8	1,1	/	/
0,870	0,035	8,3	1,1	/	/
0,945	0,040	9,9	1,1	/	/
1,030	0,045	16,5	1,3	13,4	0,8
1,127	0,052	27,6	1,6	19,0	1,0
1,238	0,059	33,3	1,8	26,6	1,2
1,366	0,069	45,9	2,3	35,5	1,6
1,516	0,081	60,5	2,8	47,4	2,0
1,691	0,095	77,1	3,4	63,4	2,7
1,899	0,113	94,5	4,1	76,9	3,2
2,148	0,136	111,7	4,8	98,4	4,1
2,449	0,165	141,6	6,0	124,2	5,1
2,819	0,204	181,2	7,5	159,9	6,6
3,279	0,256	220,1	9,1	197,0	8,0
3,863	0,328	263,7	10,9	240,6	9,8
4,619	0,428	319,4	13,1	290,2	11,8
5,621	0,575	344,6	14,1	348,7	14,1
6,993	0,797	255,9	10,5	309,5	12,6
8,940	1,151	62,1	3,9	114,2	5,0
11,844	1,753	-5,7	5,5	39,0	2,9
16,465	2,868	7,4	11,1	49,4	5,1
24,530	5,198	27,4	21,7	39,3	8,3

TABLE D.3 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (333 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,030	0,045	1,7	0,7
1,127	0,052	0,5	0,7
1,238	0,059	1,5	0,7
1,366	0,069	2,0	0,7
1,516	0,081	3,9	0,8
1,691	0,095	4,4	0,8
1,899	0,113	4,7	0,9
2,148	0,136	9,3	0,9
2,449	0,165	14,7	1,1
2,819	0,204	22,9	1,4
3,279	0,256	36,0	1,9
3,863	0,328	54,3	2,5
4,619	0,428	87,6	3,8
5,621	0,575	121,1	5,1
6,993	0,797	126,9	5,4
8,940	1,151	49,7	2,7
11,84	1,753	20,2	3,3
16,465	2,868	34,8	6,4
24,530	5,198	53,6	11,8

TABLE D.4 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 8^+ (556 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,564	0,018	-0,4	0,5
0,603	0,020	-0,5	0,4
0,645	0,022	0,0	0,4
0,693	0,025	-0,9	0,4
0,745	0,028	-0,1	0,4
0,804	0,031	0,2	0,4
0,870	0,035	0,6	0,4
0,945	0,040	0,3	0,4
1,030	0,045	0,0	0,4
1,127	0,052	0,3	0,4
1,238	0,059	-0,0	0,4
1,366	0,069	-0,2	0,4
1,516	0,081	-0,8	0,4
1,691	0,095	0,1	0,4
1,899	0,113	0,6	0,5
2,148	0,136	-0,6	0,5
2,449	0,165	-0,5	0,5
2,819	0,204	0,4	0,6
3,279	0,256	1,6	0,6
3,863	0,328	3,7	0,7
4,619	0,428	6,7	0,8
5,621	0,575	13,6	1,0
6,993	0,797	24,1	1,4
8,940	1,151	12,5	1,2
11,844	1,753	3,3	1,9
16,465	2,868	1,8	3,8
24,530	5,198	-1,0	7,3

TABLE D.5 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 10^+ (926 keV)$\rightarrow$ 8^+ (556 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $1^-(714)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,497	0,015	-0,6	0,84
0,529	0,016	1,0	0,81
0,564	0,018	-0,2	0,67
0,602	0,020	0,2	0,60
0,645	0,022	1,0	0,60
0,692	0,024	2,4	0,63
0,745	0,027	74,2	3,45
0,804	0,031	136,2	5,92
0,870	0,035	172,4	7,36
0,945	0,039	194,5	8,25
1,029	0,045	203,9	8,64
1,126	0,051	202,7	8,55
1,237	0,059	191,8	8,08
1,366	0,068	176,3	7,46
1,515	0,080	170,1	7,20
1,691	0,094	169,5	7,18
1,899	0,112	176,2	7,47
2,147	0,135	164,3	6,99
2,449	0,165	163,9	6,99
2,818	0,204	150,7	6,51
3,279	0,256	134,0	5,85
3,863	0,327	117,0	5,22
4,618	0,428	108,4	4,89
5,621	0,574	91,1	4,24
6,992	0,796	63,4	3,33
8,940	1,150	23,9	2,28
11,844	1,752	14,4	3,36
16,464	2,867	13,6	5,59
24,530	5,197	1,9	8,19

TABLE D.6 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (714 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,602	0,020	1,5	1,42
0,645	0,022	0,7	1,40
0,692	0,024	2,8	1,36
0,745	0,027	14,1	1,64
0,804	0,031	25,7	1,95
0,870	0,035	31,8	2,12
0,945	0,039	37,9	2,29
1,029	0,045	39,3	2,42
1,126	0,051	37,8	2,37
1,237	0,059	31,7	2,29
1,366	0,068	27,5	2,31
1,515	0,080	32,6	2,46
1,691	0,094	33,0	2,56
1,899	0,112	38,9	2,72
2,147	0,135	27,8	2,48
2,449	0,165	24,6	2,48
2,818	0,204	24,4	2,64
3,279	0,256	22,8	2,77
3,863	0,327	19,2	2,85
4,618	0,428	12,9	2,90
5,621	0,574	17,0	3,05
6,992	0,796	9,9	3,21
8,940	1,150	5,8	3,50
11,844	1,752	10,4	5,87
16,464691	2,86772	-1,8	10,17

TABLE D.7 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (714 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	-1,3	0,75
0,745	0,027	-2,2	0,81
0,804	0,031	36,7	1,99
0,870	0,035	84,9	3,84
0,945	0,039	120,9	5,29
1,029	0,045	142,5	6,22
1,126	0,051	147,4	6,39
1,237	0,059	152,8	6,64
1,366	0,068	172,1	7,45
1,515	0,080	183,8	7,90
1,691	0,094	196,0	8,38
1,899	0,112	197,0	8,44
2,147	0,135	184,0	7,90
2,449	0,165	178,8	7,70
2,818	0,204	189,8	8,19
3,279	0,256	192,2	8,33
3,863	0,327	178,4	7,77
4,618	0,428	169,6	7,46
5,621	0,574	156,6	6,96
6,992	0,796	106,8	5,14
8,940	1,150	39,2	3,23
11,844	1,752	28,4	4,72
16,464	2,867	24,3	7,67
24,530	5,197	17,2	11,66

TABLE D.8 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV) et 3^- (774 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	0,9	0,79
0,745	0,027	1,5	0,75
0,804	0,031	10,0	1,00
0,870	0,035	19,1	1,25
0,945	0,039	24,5	1,45
1,029	0,045	29,2	1,66
1,126	0,051	32,8	1,82
1,237	0,059	29,3	1,73
1,366	0,068	31,5	1,89
1,515	0,080	27,6	1,80
1,691	0,094	25,0	1,79
1,899	0,112	21,4	1,79
2,147	0,135	18,6	1,76
2,449	0,165	21,9	1,86
2,818	0,204	20,1	1,95
3,279	0,256	18,8	2,08
3,863	0,327	17,6	2,13
4,618	0,428	14,7	2,17
5,621	0,574	14,8	2,30
6,992	0,796	10,3	2,46
8,940	1,150	10,7	2,78
11,844	1,752	3,7	4,55

TABLE D.9 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV) et 3^- (774 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	2,0	0,53
1,029	0,045	4,3	0,65
1,126	0,051	7,4	0,74
1,237	0,059	12,5	0,91
1,366	0,068	17,8	1,13
1,515	0,080	25,2	1,38
1,691	0,094	34,8	1,76
1,899	0,112	45,4	2,16
2,147	0,135	53,3	2,50
2,449	0,165	64,1	2,92
2,818	0,204	80,0	3,59
3,279	0,256	93,7	4,16
3,863	0,327	103,5	4,58
4,618	0,428	114,6	5,07
5,621	0,574	121,1	5,31
6,992	0,796	95,0	4,34
8,940	1,150	31,2	2,14
11,844	1,752	15,1	2,60

TABLE D.10 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^- (883 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	2,0	0,81
1,366	0,068	-0,9	0,86
1,515	0,080	0,4	0,90
1,691	0,094	2,7	0,94
1,899	0,112	4,7	1,01
2,147	0,135	4,7	1,06
2,449	0,165	7,6	1,13
2,818	0,204	9,3	1,27
3,279	0,256	16,4	1,50
3,863	0,327	22,7	1,74
4,618	0,428	32,0	2,03
5,621	0,574	41,8	2,41
6,992	0,796	43,7	2,58
8,940	1,150	18,5	2,11
11,844	1,752	5,2	3,26
16,464	2,867	12,3	5,80
24,530	5,197	14,3	9,47

TABLE D.11 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 7^- (1042 keV)$\rightarrow 8^+$ (556 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
2,147	0,135	0,5	0,64
2,449	0,165	1,7	0,67
2,818	0,204	1,5	0,73
3,279	0,256	0,6	0,78
3,863	0,327	2,1	0,83
4,618	0,428	3,4	0,89
5,621	0,574	4,0	0,93
6,992	0,796	6,0	1,03
8,940	1,150	1,5	1,14
11,844	1,752	-0,5	1,89

TABLE D.12 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 9^- (1249 keV)$\rightarrow 10^+$ (826 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(730)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,602	0,020	-0,1	0,801
0,645	0,022	-0,9	0,77
0,692	0,024	0,0	0,71
0,745	0,027	17,7	1,22
0,804	0,031	45,9	2,26
0,870	0,035	58,5	2,73
0,945	0,039	68,7	3,13
1,029	0,045	71,7	3,26
1,126	0,051	70,3	3,18
1,237	0,059	58,2	2,71
1,366	0,068	54,7	2,64
1,515	0,080	46,3	2,31
1,691	0,094	32,6	1,87
1,899	0,112	25,0	1,69
2,147	0,135	16,9	1,55
2,449	0,165	12,7	1,52
2,818	0,204	11,1	1,64
3,279	0,256	12,4	1,80
3,863	0,327	10,8	1,88
4,618	0,428	11,5	1,97
5,621	0,574	9,5	2,06
6,992	0,796	5,5	2,22
8,940	1,150	-4,1	2,45
11,844	1,752	3,4	4,18

TABLE D.13 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 0^+ (730 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	-1,3	0,75
0,745	0,027	-2,2	0,81
0,804	0,031	36,7	1,99
0,870	0,035	84,9	3,84
0,945	0,039	120,9	5,29
1,029	0,045	142,5	6,22
1,126	0,051	147,4	6,39
1,237	0,059	152,8	6,64
1,366	0,068	172,1	7,45
1,515	0,080	183,8	7,90
1,691	0,094	196,0	8,38
1,899	0,112	197,0	8,44
2,147	0,135	184,0	7,90
2,449	0,165	178,8	7,70
2,818	0,204	189,8	8,19
3,279	0,256	192,2	8,33
3,863	0,327	178,4	7,77
4,618	0,428	169,6	7,46
5,621	0,574	156,6	6,96
6,992	0,796	106,8	5,14
8,940	1,150	39,2	3,23
11,844	1,752	28,4	4,72
16,464	2,867	24,3	7,67
24,530	5,197	17,2	11,66

TABLE D.14 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV) et 3^- (774 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	0,9	0,79
0,745	0,027	1,5	0,75
0,804	0,031	10,0	1,00
0,870	0,035	19,1	1,25
0,945	0,039	24,5	1,45
1,029	0,045	29,2	1,66
1,126	0,051	32,8	1,82
1,237	0,059	29,3	1,73
1,366	0,068	31,5	1,89
1,515	0,080	27,6	1,80
1,691	0,094	25,0	1,79
1,899	0,112	21,4	1,79
2,147	0,135	18,6	1,76
2,449	0,165	21,9	1,86
2,818	0,204	20,1	1,95
3,279	0,256	18,8	2,08
3,863	0,327	17,6	2,13
4,618	0,428	14,7	2,17
5,621	0,574	14,8	2,30
6,992	0,796	10,3	2,46
8,940	1,150	10,7	2,78
11,844	1,752	3,7	4,55

TABLE D.15 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 2^+ (774 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV) et 3^- (774 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	-0,1	0,88
0,745	0,027	0,4	0,83
0,804	0,031	26,9	1,58
0,870	0,035	49,0	2,39
0,945	0,039	62,9	2,91
1,029	0,045	76,8	3,47
1,126	0,051	82,8	3,72
1,237	0,059	75,7	3,47
1,366	0,068	66,4	3,19
1,515	0,080	65,1	3,16
1,691	0,094	51,7	2,74
1,899	0,112	38,3	2,38
2,147	0,135	30,8	2,21
2,449	0,165	23,1	2,14
2,818	0,204	22,5	2,31
3,279	0,256	21,8	2,51
3,863	0,327	21,8	2,63
4,618	0,428	19,6	2,76
5,621	0,574	21,6	2,88
6,992	0,796	19,3	3,15
8,940	1,150	9,01	3,36
11,844	1,752	14,5	5,54
16,464	2,867	-10,2	9,94

TABLE D.16 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (774 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,745	0,027	1,1	0,43
0,804	0,031	0,9	0,44
0,870	0,035	1,0	0,67
0,945	0,039	2,0	0,50
1,029	0,045	3,6	0,62
1,126	0,051	5,0	0,63
1,237	0,059	5,3	0,68
1,366	0,068	7,6	0,75
1,515	0,080	7,2	0,75
1,691	0,094	6,5	0,76
1,899	0,112	3,2	0,76
2,147	0,135	4,7	0,81
2,449	0,165	2,3	0,79
2,818	0,204	4,4	0,89
3,279	0,256	3,0	0,96
3,863	0,327	5,2	1,04
4,618	0,428	2,6	1,05
5,621	0,574	2,9	1,06
6,992	0,796	3,8	1,26
8,940	1,150	0,1	2,14

TABLE D.17 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-0,8	1,07
1,126	0,051	1,7	1,08
1,237	0,059	2,7	1,14
1,366	0,068	10,0	1,28
1,515	0,080	10,6	1,28
1,691	0,094	9,4	1,27
1,899	0,112	5,6	1,24
2,147	0,135	6,3	1,25
2,449	0,165	3,1	1,27
2,818	0,204	7,2	1,39
3,279	0,256	5,9	1,48
3,863	0,327	7,4	1,56
4,618	0,428	3,6	1,64
5,621	0,574	5,2	1,69
6,992	0,796	3,0	1,81
8,940	1,150	3,7	2,08
11,844	1,752	3,1	3,51

TABLE D.18 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,804	0,031	-0,5	0,53
0,870	0,035	0,9	0,50
0,945	0,039	8,8	0,79
1,029	0,045	19,2	1,18
1,126	0,051	30,2	1,63
1,237	0,059	36,3	1,88
1,366	0,068	44,5	2,22
1,515	0,080	44,0	2,23
1,691	0,094	42,0	2,20
1,899	0,112	35,3	1,98
2,147	0,135	30,2	1,86
2,449	0,165	24,0	1,74
2,818	0,204	24,6	1,83
3,279	0,256	29,9	2,16
3,863	0,327	35,4	2,39
4,618	0,428	35,0	2,48
5,621	0,574	32,7	2,52
6,992	0,796	24,1	2,46
8,940	1,150	10,5	2,37
11,844	1,752	9,0	3,93
16,464	2,867	-9,7	6,24

TABLE D.19 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (873 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,870	0,035	0,4	0,61
0,945	0,039	1,7	0,61
1,029	0,045	0,2	0,59
1,126	0,051	0,6	0,66
1,237	0,059	1,2	0,73
1,366	0,068	1,6	0,85
1,515	0,080	2,2	0,93
1,691	0,094	2,3	1,02
1,899	0,112	3,7	1,14
2,147	0,135	6,2	1,26
2,449	0,165	4,8	1,30
2,818	0,204	6,0	1,45
3,279	0,256	10,6	1,68
3,863	0,327	15,7	1,86
4,618	0,428	26,3	2,17
5,621	0,574	32,8	2,43
6,992	0,796	24,6	2,37
8,940	1,150	8,3	2,34
11,844	1,752	10,2	4,08
16,464	2,867	6,1	7,28

TABLE D.20 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1023 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(785)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	0,4	0,53
0,745	0,027	0,6	0,49
0,804	0,031	30,0	1,62
0,870	0,035	81,4	3,67
0,945	0,039	113,4	4,94
1,029	0,045	138,3	5,97
1,126	0,051	160,9	6,86
1,237	0,059	166,3	7,05
1,366	0,068	164,5	7,01
1,515	0,080	155,9	6,64
1,691	0,094	155,4	6,65
1,899	0,112	147,7	6,32
2,147	0,135	139,7	6,03
2,449	0,165	123,1	5,37
2,818	0,204	113,0	5,02
3,279	0,256	108,4	4,87
3,863	0,327	101,2	4,59
4,618	0,428	92,9	4,33
5,621	0,574	76,5	3,77
6,992	0,796	48,9	2,88
8,940	1,150	20,2	2,33
11,844	1,752	14,8	3,47
16,464	2,867	16,3	5,81
24,530	5,197	9,6	8,58

TABLE D.21 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (785 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,692	0,024	3,0	0,66
0,745	0,027	2,7	0,60
0,804	0,031	20,1	1,23
0,870	0,035	48,6	2,32
0,945	0,039	65,7	2,97
1,029	0,045	80,3	3,57
1,126	0,051	97,2	4,23
1,237	0,059	96,1	4,19
1,366	0,068	94,5	4,15
1,515	0,080	96,6	4,22
1,691	0,094	100,9	4,43
1,899	0,112	97,4	4,30
2,147	0,135	88,7	3,97
2,449	0,165	77,6	3,57
2,818	0,204	73,2	3,46
3,279	0,256	64,5	3,22
3,863	0,327	65,1	3,29
4,618	0,428	58,9	3,13
5,621	0,574	53,7	3,02
6,992	0,796	30,9	2,46
8,940	1,150	15,9	2,26
11,844	1,752	16,5	3,84
16,464	2,867	24,2	6,56

TABLE D.22 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (785 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,645	0,022	0,4	0,55
0,692	0,024	-1,1	0,48
0,745	0,027	-0,3	0,55
0,804	0,031	0,8	0,60
0,870	0,035	9,6	0,87
0,945	0,039	20,5	1,25
1,029	0,045	30,7	1,67
1,126	0,051	36,1	1,86
1,237	0,059	40,0	2,00
1,366	0,068	42,1	2,10
1,515	0,080	42,9	2,13
1,691	0,094	42,5	2,15
1,899	0,112	41,0	2,10
2,147	0,135	39,8	2,07
2,449	0,165	36,8	1,99
2,818	0,204	35,2	2,00
3,279	0,256	34,4	2,06
3,863	0,327	36,7	2,17
4,618	0,428	33,8	2,12
5,621	0,574	31,1	2,10
6,992	0,796	24,9	2,04
8,940	1,150	13,2	1,99
11,844	1,752	2,2	3,00
16,464	2,867	7,0	5,27

TABLE D.23 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (829 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,602	0,020	-0,1	0,64
0,645	0,022	-0,2	0,60
0,692	0,024	0,6	0,62
0,745	0,027	0,8	0,55
0,804	0,031	1,6	0,58
0,870	0,035	31,4	1,68
0,945	0,039	62,2	2,86
1,029	0,045	92,2	4,07
1,126	0,051	113,6	4,91
1,237	0,059	126,7	5,44
1,366	0,068	137,2	5,86
1,515	0,080	141,5	6,03
1,691	0,094	144,7	6,18
1,899	0,112	143,5	6,14
2,147	0,135	133,2	5,74
2,449	0,165	122,9	5,37
2,818	0,204	118,2	5,24
3,279	0,256	119,4	5,31
3,863	0,327	116,2	5,24
4,618	0,428	106,5	4,92
5,621	0,574	98,4	4,67
6,992	0,796	72,8	3,83
8,940	1,150	22,4	2,47
11,844	1,752	11,3	3,90
16,464	2,867	5,1	6,54

TABLE D.24 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (829 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,804	0,031	-0,1	0,63
0,870	0,035	-0,6	0,50
0,945	0,039	9,1	0,83
1,029	0,045	26,6	1,51
1,126	0,051	40,1	2,02
1,237	0,059	51,8	2,50
1,366	0,068	64,7	3,03
1,515	0,080	77,1	3,51
1,691	0,094	82,9	3,76
1,899	0,112	85,8	3,89
2,147	0,135	88,2	4,01
2,449	0,165	86,6	3,97
2,818	0,204	85,0	3,94
3,279	0,256	93,7	4,35
3,863	0,327	99,6	4,61
4,618	0,428	97,4	4,55
5,621	0,574	94,7	4,48
6,992	0,796	68,9	3,64
8,940	1,150	26,0	2,57
11,844	1,752	18,9	3,93
16,464	2,867	36,4	6,95
24,530	5,197	-3,8	11,23

TABLE D.25 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (890 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,0	0,43
1,126	0,051	3,1	0,69
1,237	0,059	3,8	0,74
1,366	0,068	6,7	0,89
1,515	0,080	4,8	0,78
1,691	0,094	7,0	0,86
1,899	0,112	/	/
2,147	0,135	11,6	1,20
2,449	0,165	12,7	1,28
2,818	0,204	13,6	1,40
3,279	0,256	16,1	1,51
3,863	0,327	16,6	1,62
4,618	0,428	18,5	1,67
5,621	0,574	24,5	1,99
6,992	0,796	17,1	1,90

TABLE D.26 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^+ (960 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,870	0,035	1,1	0,75
0,945	0,039	1,1	0,77
1,029	0,045	4,8	0,88
1,126	0,051	10,1	1,23
1,237	0,059	15,9	1,48
1,366	0,068	20,6	1,74
1,515	0,080	26,8	2,01
1,691	0,094	33,5	2,25
1,899	0,112	37,0	2,43
2,147	0,135	40,2	2,63
2,449	0,165	40,4	2,73
2,818	0,204	47,0	3,09
3,279	0,256	59,0	3,59
3,863	0,327	64,5	3,90
4,618	0,428	72,0	4,26
5,621	0,574	71,3	4,37
6,992	0,796	57,0	4,24
8,940	1,150	12,9	3,88
11,844	1,752	10,3	6,19
16,464	2,867	-1,8	10,41

TABLE D.27 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^+ (960 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	0,0	0,57
1,366	0,068	0,0	0,61
1,515	0,080	0,1	0,64
1,691	0,094	4,6	0,71
1,899	0,112	4,4	0,75
2,147	0,135	4,3	0,75
2,449	0,165	3,8	0,80
2,818	0,204	1,2	0,86
3,279	0,256	0,5	0,93
3,863	0,327	2,2	0,99
4,618	0,428	3,6	1,05
5,621	0,574	3,5	1,11
6,992	0,796	2,6	1,21
8,940	1,150	0,6	1,38

TABLE D.28 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)$\rightarrow$ 8^+ (556 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	1,8	0,87
1,126	0,051	2,1	0,91
1,237	0,059	1,7	0,97
1,366	0,068	4,8	1,12
1,515	0,080	3,4	1,18
1,691	0,094	11,0	1,38
1,899	0,112	12,1	1,52
2,147	0,135	15,2	1,53
2,449	0,165	16,1	1,60
2,818	0,204	20,8	1,78
3,279	0,256	29,3	2,13
3,863	0,327	32,9	2,29
4,618	0,428	43,1	2,67
5,621	0,574	47,8	2,92
6,992	0,796	42,7	2,87
8,940	1,150	12,4	2,40
11,844	1,752	11,2	3,95
16,464	2,867	9,5	6,47

TABLE D.29 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,899	0,112	0,1	0,89
2,147	0,135	3,4	1,00
2,449	0,165	0,3	1,08
2,818	0,204	2,8	1,20
3,279	0,256	4,4	1,42
3,863	0,327	6,0	1,53
4,618	0,428	5,8	1,60
5,621	0,574	9,0	1,75
6,992	0,796	11,5	1,94
8,940	1,150	2,7	2,04
11,844	1,752	1,9	3,38
16,464	2,867	-0,3	5,68

TABLE D.30 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 6^+ (1050 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^+(1054)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,804	0,031	0,0	0,32
0,870	0,035	0,4	0,34
0,945	0,039	0,1	0,33
1,029	0,045	0,1	0,38
1,126	0,051	1,9	0,43
1,237	0,059	3,2	0,47
1,366	0,068	3,5	0,51
1,515	0,080	3,8	0,52
1,691	0,094	3,5	0,53
1,899	0,112	2,5	0,55
2,147	0,135	2,4	0,57
2,449	0,165	1,8	0,70
2,818	0,204	1,2	0,64
3,279	0,256	0,6	0,67
3,863	0,327	0,4	0,34
4,618	0,428	0,5	0,66

TABLE D.31 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1054 keV)$\rightarrow$ 2^+ (774 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,870	0,035	0,5	0,65
0,945	0,039	0,1	0,60
1,029	0,045	1,4	0,63
1,126	0,051	9,8	0,88
1,237	0,059	17,5	1,17
1,366	0,068	18,9	1,28
1,515	0,080	20,5	1,40
1,691	0,094	18,2	1,42
1,899	0,112	13,8	1,43
2,147	0,135	12,9	1,51
2,449	0,165	8,7	1,57
2,818	0,204	10,8	1,80
3,279	0,256	9,7	2,01
3,863	0,327	5,3	2,15
4,618	0,428	5,3	2,30
5,621	0,574	7,9	2,54
6,992	0,796	3,7	2,80
8,940	1,150	1,2	3,03
11,844	1,752	-4,7	5,10
16,464	2,867	-1,9	8,57

TABLE D.32 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1054 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	-0,4	0,36
1,029	0,045	-0,2	0,38
1,126	0,051	0,9	0,45
1,237	0,059	4,4	0,60
1,366	0,068	7,1	0,76
1,515	0,080	9,8	0,88
1,691	0,094	8,5	0,90
1,899	0,112	6,9	0,91
2,147	0,135	4,8	0,91
2,449	0,165	4,3	1,00
2,818	0,204	1,6	1,10
3,279	0,256	3,8	1,28
3,863	0,327	5,9	1,42
4,618	0,428	7,1	1,55
5,621	0,574	2,6	1,60
6,992	0,796	2,4	1,75
8,940	1,150	-1,1	1,90

TABLE D.33 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^+ (1094 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	0,6	0,62
1,029	0,045	0,6	0,69
1,126	0,051	2,0	0,86
1,237	0,059	4,0	1,02
1,366	0,068	2,1	1,21
1,515	0,080	5,2	1,33
1,691	0,094	11,8	1,46
1,899	0,112	12,4	1,57
2,147	0,135	13,6	1,69
2,449	0,165	10,7	1,78
2,818	0,204	12,7	1,98
3,279	0,256	13,2	2,21
3,863	0,327	15,5	2,37
4,618	0,428	11,0	2,52
5,621	0,574	13,6	2,69
6,992	0,796	19,6	2,96
8,940	1,150	22,7	3,31
11,844	1,752	17,5	5,47
16,464	2,867	20,6	9,02

TABLE D.34 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1148 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-0,2	0,51
1,126	0,051	-0,4	0,53
1,237	0,059	3,6	0,67
1,366	0,068	7,9	0,89
1,515	0,080	10,2	1,03
1,691	0,094	10,9	1,15
1,899	0,112	10,3	1,33
2,147	0,135	10,9	1,43
2,449	0,165	8,8	1,54
2,818	0,204	7,2	1,67
3,279	0,256	5,9	1,84
3,863	0,327	5,6	2,04
4,618	0,428	10,5	2,29
5,621	0,574	7,0	2,48
6,992	0,796	5,3	2,84
8,940	1,150	-0,9	3,24
11,844	1,752	-1,4	5,32
16,464	2,867	9,2	8,89

TABLE D.35 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1148 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $2^-(1073)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,870	0,035	0,7	0,66
0,945	0,039	0,3	0,63
1,029	0,045	1,3	0,64
1,126	0,051	27,1	1,55
1,237	0,059	54,4	2,61
1,366	0,068	66,2	3,11
1,515	0,080	67,8	3,21
1,691	0,094	69,4	3,31
1,899	0,112	72,4	3,47
2,147	0,135	68,3	3,36
2,449	0,165	69,2	3,46
2,818	0,204	63,3	3,39
3,279	0,256	62,8	3,49
3,863	0,327	50,7	3,26
4,618	0,428	48,7	3,29
5,621	0,574	43,1	3,30
6,992	0,796	29,6	3,25
8,940	1,150	10,9	3,18
11,844	1,752	7,1	5,30
16,464	2,867	3,7	8,91

TABLE D.36 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^- (1073 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,8	0,84
1,126	0,051	19,8	1,37
1,237	0,059	40,1	2,11
1,366	0,068	51,5	2,59
1,515	0,080	50,2	2,62
1,691	0,094	43,8	2,47
1,899	0,112	35,0	2,31
2,147	0,135	30,1	2,32
2,449	0,165	25,2	2,37
2,818	0,204	26,3	2,67
3,279	0,256	38,7	3,22
3,863	0,327	33,0	3,34
4,618	0,428	32,5	3,57
5,621	0,574	29,1	3,82
6,992	0,796	23,2	4,12
8,940	1,150	10,4	4,29
11,844	1,752	-3,6	7,32
16,464	2,867	1,4	11,58

TABLE D.37 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 0^+ (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV) et 1^- (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	0,7	1,03
1,029	0,045	1,2	0,72
1,126	0,051	24,9	1,18
1,237	0,059	47,6	2,23
1,366	0,068	56,0	2,70
1,515	0,080	60,6	2,90
1,691	0,094	53,3	2,71
1,899	0,112	43,4	2,46
2,147	0,135	37,5	2,38
2,449	0,165	29,9	2,28
2,818	0,204	34,6	2,56
3,279	0,256	30,6	2,56
3,863	0,327	27,0	2,42
4,618	0,428	24,2	2,32
5,621	0,574	27,3	2,89
6,992	0,796	12,4	2,58
8,940	1,150	5,1	2,48
11,844	1,752	-0,0	7,41
16,464	2,867	17,8	7,40

TABLE D.38 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 1^- (1078 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	2,9	1,09
1,126	0,051	1,6	1,09
1,237	0,059	3,3	1,09
1,366	0,068	8,4	1,17
1,515	0,080	8,9	1,22
1,691	0,094	9,6	1,23
1,899	0,112	7,5	1,32
2,147	0,135	11,3	1,33
2,449	0,165	8,5	1,38
2,818	0,204	8,8	1,52
3,279	0,256	9,3	1,64
3,863	0,327	9,5	1,74
4,618	0,428	7,6	1,84
5,621	0,574	8,3	1,96
6,992	0,796	18,1	2,24
8,940	1,150	7,2	2,70
11,844	1,752	6,7	4,86
16,464	2,867	18,7	10,39

TABLE D.39 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)$\rightarrow$ 3^- (774 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,186	0,111	3,6	0,38
1,446	0,149	8,1	0,61
1,804	0,207	10,0	0,76
2,313	0,301	10,3	0,86
3,075	0,460	11,9	1,04
4,291	0,755	10,4	1,20
6,418	1,371	6,2	1,28
10,693	2,903	5,2	1,81

TABLE D.40 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-1,4	0,61
1,126	0,051	8,8	0,85
1,237	0,059	27,7	1,57
1,366	0,068	50,1	2,51
1,515	0,080	69,5	3,30
1,691	0,094	80,6	3,79
1,899	0,112	75,1	3,68
2,147	0,135	69,1	3,50
2,449	0,165	68,3	3,55
2,818	0,204	67,5	3,63
3,279	0,256	67,8	3,79
3,863	0,327	68,0	3,92
4,618	0,428	62,0	3,80
5,621	0,574	56,4	3,76
6,992	0,796	43,6	3,60
8,940	1,150	11,1	3,36
11,844	1,752	7,5	5,56
16,464	2,867	17,5	8,82

TABLE D.41 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1105 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	1,1	0,86
1,126	0,051	1,4	0,83
1,237	0,059	12,2	1,11
1,366	0,068	21,4	1,54
1,515	0,080	28,3	1,85
1,691	0,094	30,6	2,07
1,899	0,112	35,1	2,38
2,147	0,135	43,8	2,72
2,449	0,165	40,2	2,85
2,818	0,204	49,3	3,33
3,279	0,256	50,8	3,64
3,863	0,327	49,3	3,83
4,618	0,428	47,7	3,95
5,621	0,574	46,7	4,20
6,992	0,796	28,6	4,26
8,940	1,150	0,1	4,51

TABLE D.42 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^- (1143 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $0^+(1078)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	0,8	0,85
1,029	0,045	-0,2	0,96
1,126	0,051	3,4	0,94
1,237	0,059	6,9	0,96
1,366	0,068	10,6	1,05
1,515	0,080	15,2	1,10
1,691	0,094	12,3	1,11
1,899	0,112	10,0	1,13
2,147	0,135	8,0	1,13
2,449	0,165	10,0	1,19
2,818	0,204	10,8	1,28
3,279	0,256	9,5	1,39
3,863	0,327	12,4	1,49
4,618	0,428	8,7	1,53
5,621	0,574	10,2	1,62
6,992	0,796	8,6	1,76
8,940	1,150	6,7	2,03
11,844	1,752	9,5	3,60
16,464	2,867	1,1	6,93

TABLE D.43 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 0^+ (1078 keV)$\rightarrow$ 1^- (774 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,8	0,84
1,126	0,051	19,8	1,37
1,237	0,059	40,1	2,11
1,366	0,068	51,5	2,59
1,515	0,080	50,2	2,62
1,691	0,094	43,8	2,47
1,899	0,112	35,0	2,31
2,147	0,135	30,1	2,32
2,449	0,165	25,2	2,37
2,818	0,204	26,3	2,67
3,279	0,256	38,7	3,22
3,863	0,327	33,0	3,34
4,618	0,428	32,5	3,57
5,621	0,574	29,1	3,82
6,992	0,796	23,2	4,12
8,940	1,150	10,4	4,29
11,844	1,752	-3,6	7,32
16,464	2,867	1,4	11,58

TABLE D.44 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission du doublet 0^+ (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV) et 1^- (1078 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	-0,1	0,68
1,029	0,045	0,5	0,75
1,126	0,051	2,4	0,75
1,237	0,059	8,7	0,80
1,366	0,068	10,3	0,88
1,515	0,080	12,0	0,90
1,691	0,094	12,0	0,93
1,899	0,112	7,7	0,93
2,147	0,135	7,8	0,94
2,449	0,165	6,3	0,97
2,818	0,204	4,7	1,05
3,279	0,256	7,0	1,16
3,863	0,327	5,2	1,21
4,618	0,428	7,0	1,28
5,621	0,574	4,3	1,36
6,992	0,796	0,7	1,48
8,940	1,150	1,2	1,73
11,844	1,752	-3,0	3,11

TABLE D.45 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 3^- (774 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	0,9	0,74
1,029	0,045	-0,3	0,82
1,126	0,051	1,3	0,81
1,237	0,059	7,3	0,85
1,366	0,068	12,1	0,97
1,515	0,080	12,7	0,98
1,691	0,094	12,0	1,00
1,899	0,112	7,9	1,00
2,147	0,135	8,5	1,02
2,449	0,165	5,9	1,04
2,818	0,204	6,6	1,12
3,279	0,256	5,8	1,20
3,863	0,327	4,7	1,27
4,618	0,428	4,3	1,32
5,621	0,574	2,8	1,37
6,992	0,796	0,7	1,51
8,940	1,150	-1,0	1,77

TABLE D.46 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 1^- (714 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
0,945	0,039	1,0	0,66
1,029	0,045	1,0	0,68
1,126	0,051	5,6	0,76
1,237	0,059	22,4	1,33
1,366	0,068	31,7	1,77
1,515	0,080	33,5	1,89
1,691	0,094	36,8	2,07
1,899	0,112	34,4	2,10
2,147	0,135	27,8	1,99
2,449	0,165	22,4	2,00
2,818	0,204	22,3	2,19
3,279	0,256	21,7	2,42
3,863	0,327	18,9	2,59
4,618	0,428	16,1	2,73
5,621	0,574	8,9	2,95

TABLE D.47 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-0,1	1,86
1,126	0,051	11,5	0,82
1,237	0,059	56,9	2,54
1,366	0,068	85,8	3,65
1,515	0,080	96,8	4,09
1,691	0,094	95,7	4,12
1,899	0,112	82,9	3,59
2,147	0,135	73,0	3,15
2,449	0,165	68,2	3,02
2,818	0,204	62,3	2,85
3,279	0,256	60,9	2,94
3,863	0,327	55,0	2,87
4,618	0,428	49,6	2,65
5,621	0,574	41,0	2,41
6,992	0,796	31,2	2,17
8,940	1,150	3,4	4,54
11,844	1,752	3,9	3,76

TABLE D.48 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1122 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,126	0,051	-0,1	0,46
1,237	0,059	0,1	0,53
1,366	0,068	3,9	0,72
1,515	0,080	8,4	0,86
1,691	0,094	8,6	0,92
1,899	0,112	6,4	0,96
2,147	0,135	8,2	1,06
2,449	0,165	5,6	1,13
2,818	0,204	5,7	1,25
3,279	0,256	4,2	1,39
3,863	0,327	7,3	1,52
4,618	0,428	6,8	1,61
5,621	0,574	10,0	1,75
6,992	0,796	5,5	1,85
8,940	1,150	4,0	2,06
11,844	1,752	-1,2	3,34

TABLE D.49 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1218 keV)$\rightarrow$ 6^+ (333 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions issues des niveaux de la bande rotationnelle bâtie sur l'état $3^-(1182)$.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,126	0,051	0,1	0,98
1,237	0,059	-0,1	1,22
1,366	0,068	8,2	1,33
1,515	0,080	11,5	1,57
1,691	0,094	10,0	1,75
1,899	0,112	10,7	1,91
2,147	0,135	7,8	2,12
2,449	0,165	10,6	2,32
2,818	0,204	13,3	2,61
3,279	0,256	7,1	3,01
3,863	0,327	6,4	3,29
4,618	0,428	5,2	3,53
5,621	0,574	4,5	3,78
6,992	0,796	1,9	4,15
8,940	1,150	-5,2	4,75
11,844	1,752	0,9	7,86
16,464	2,867	-9,1	13,56

TABLE D.50 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1182 keV)$\rightarrow 4^+$ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-0,3	0,63
1,126	0,051	-0,3	0,58
1,237	0,059	11,6	0,97
1,366	0,068	28,2	1,62
1,515	0,080	40,4	2,13
1,691	0,094	44,4	2,33
1,899	0,112	45,0	2,44
2,147	0,135	40,7	2,35
2,449	0,165	42,9	2,55
2,818	0,204	42,4	2,71
3,279	0,256	43,3	2,94
3,863	0,327	42,8	3,09
4,618	0,428	42,3	3,21
5,621	0,574	32,6	3,17
6,992	0,796	16,5	3,13
8,940	1,150	4,1	3,27
11,844	1,752	13,8	5,67

TABLE D.51 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 3^- (1182 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,2	0,75
1,126	0,051	1,1	24,78
1,237	0,059	4,1	11,92
1,366	0,068	17,1	2,79
1,515	0,080	25,4	2,03
1,691	0,094	33,4	1,39
1,899	0,112	32,5	1,25
2,147	0,135	34,0	1,24
2,449	0,165	35,0	1,45
2,818	0,204	40,8	1,57
3,279	0,256	42,2	1,74
3,863	0,327	39,1	1,82
4,618	0,428	41,6	1,89
5,621	0,574	41,1	1,78
6,992	0,796	29,3	1,74
8,940	1,150	5,5	2,94
11,844	1,752	7,9	31,64
16,464	2,867	5,9	22,59

TABLE D.52 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^- (1237 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,366	0,068	0,2	0,25
1,515	0,080	2,8	0,59
1,691	0,094	4,0	0,75
1,899	0,112	9,0	1,01
2,147	0,135	11,3	1,13
2,449	0,165	13,2	1,29
2,818	0,204	18,7	1,60
3,279	0,256	20,4	1,79
3,863	0,327	20,6	1,94
4,618	0,428	24,4	2,17
5,621	0,574	23,2	2,29
6,992	0,796	22,1	2,48
8,940	1,150	10,3	2,43

TABLE D.53 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 5^- (1328 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions hors bandes.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-1,3	0,47
1,126	0,051	0,2	0,43
1,237	0,059	/	/
1,366	0,068	2,6	0,51
1,515	0,080	10,1	0,83
1,691	0,094	12,2	0,98
1,899	0,112	11,5	1,06
2,147	0,135	8,1	1,03
2,449	0,165	1,3	1,02
2,818	0,204	2,6	1,16
3,279	0,256	/	/
3,863	0,327	0,2	1,77
4,618	0,428	/	/
5,621	0,574	-2,4	2,01
6,992	0,796	-0,9	2,14
8,940	1,150	-0,7	2,43

TABLE D.54 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1303 keV)$\rightarrow 0^+$ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	1,4	0,47
1,366	0,068	0,2	0,52
1,515	0,080	3,6	0,69
1,691	0,094	16,7	1,25
1,899	0,112	16,8	1,40
2,147	0,135	14,6	1,41
2,449	0,165	11,5	1,50
2,818	0,204	10,1	1,66
3,279	0,256	11,6	1,86
3,863	0,327	14,4	2,16
4,618	0,428	9,4	2,22
5,621	0,574	/	/
6,992	0,796	9,1	3,82
8,940	1,150	/	/
11,844	1,752	-0,8	5,50

TABLE D.55 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1322 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,126	0,051	1,5	0,44
1,237	0,059	1,1	0,42
1,366	0,068	2,8	0,50
1,515	0,080	3,7	0,55
1,691	0,094	2,4	0,63
1,899	0,112	4,3	0,80
2,147	0,135	2,4	0,85
2,449	0,165	2,2	0,95
2,818	0,204	2,8	1,16
3,279	0,256	5,0	1,36
3,863	0,327	4,4	1,54
4,618	0,428	4,8	1,69
5,621	0,574	6,4	1,88
6,992	0,796	1,5	2,03
8,940	1,150	2,0	2,23

TABLE D.56 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1327 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	-0,4	0,41
1,366	0,068	0,5	0,62
1,515	0,080	9,5	0,92
1,691	0,094	10,0	1,05
1,899	0,112	10,0	1,19
2,147	0,135	5,8	1,20
2,449	0,165	6,9	1,31
2,818	0,204	4,4	1,45
3,279	0,256	3,2	1,62
3,863	0,327	3,7	1,77
4,618	0,428	-1,0	1,90
5,621	0,574	0,8	2,06
6,992	0,796	5,6	2,32
8,940	1,150	3,3	2,54
11,844	1,752	3,1	4,29

TABLE D.57 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	-0,5	0,41
1,126	0,051	-0,0	0,38
1,237	0,059	-0,0	0,36
1,366	0,068	1,1	0,43
1,515	0,080	6,7	0,63
1,691	0,094	9,2	0,77
1,899	0,112	7,7	0,86
2,147	0,135	6,7	0,92
2,449	0,165	2,7	0,96
2,818	0,204	3,9	1,18
3,279	0,256	1,8	1,33
3,863	0,327	4,0	1,54
4,618	0,428	3,9	1,69
5,621	0,574	4,2	1,87
6,992	0,796	-4,1	1,99
8,940	1,150	-0,6	2,17
11,844	1,752	3,9	3,72

TABLE D.58 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,1	0,49
1,126	0,051	-0,3	0,44
1,237	0,059	0,0	0,42
1,366	0,068	-0,4	0,44
1,515	0,080	4,0	0,59
1,691	0,094	5,9	0,69
1,899	0,112	3,6	0,82
2,147	0,135	3,0	0,89
2,449	0,165	3,2	1,06
2,818	0,204	2,4	1,26
3,279	0,256	1,9	1,47
3,863	0,327	1,6	1,69
4,618	0,428	-4,0	1,86
5,621	0,574	0,2	2,11
6,992	0,796	-3,2	2,31
8,940	1,150	0,4	2,51
11,844	1,752	2,8	4,22

TABLE D.59 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1387 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	0,3	0,52
1,366	0,068	1,0	0,56
1,515	0,080	2,2	0,70
1,691	0,094	4,5	0,76
1,899	0,112	7,3	0,83
2,147	0,135	3,4	0,81
2,449	0,165	3,7	0,85
2,818	0,204	4,4	0,93
3,279	0,256	4,1	1,01
3,863	0,327	5,0	1,08
4,618	0,428	5,0	1,14
5,621	0,574	/	/
6,992	0,796	2,8	1,27

TABLE D.60 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 4^+ (890 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,515	0,080	3,6	0,84
1,691	0,094	8,0	0,90
1,899	0,112	7,4	0,98
2,147	0,135	1,3	0,86
2,449	0,165	4,2	0,92
2,818	0,204	3,8	1,00
3,279	0,256	4,8	1,08
3,863	0,327	20,8	1,56
4,618	0,428	38,1	1,82
5,621	0,574	49,4	2,03
6,992	0,796	50,1	2,23
8,940	1,150	46,6	2,73
11,844	1,752	1,2	2,61
16,464	2,867	4,3	4,71

TABLE D.61 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 3^+ (829 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,515	0,080	2,7	0,72
1,691	0,094	9,2	0,93
1,899	0,112	12,7	1,03
2,147	0,135	9,0	1,07
2,449	0,165	7,2	1,14
2,818	0,204	3,6	1,18
3,279	0,256	/	/
3,863	0,327	7,5	1,37
4,618	0,428	8,1	1,40
5,621	0,574	9,2	1,57
6,992	0,796	6,2	1,52
8,940	1,150	/	/
11,844	1,752	0,1	2,37

TABLE D.62 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 4^+ (1414 keV)$\rightarrow$ 2^+ (785 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,8	0,50
1,126	0,051	-0,1	0,46
1,237	0,059	-0,4	0,40
1,366	0,068	-0,3	0,43
1,515	0,080	8,5	0,78
1,691	0,094	18,8	1,20
1,899	0,112	20,7	1,33
2,147	0,135	13,9	1,21
2,449	0,165	9,9	1,20
2,818	0,204	6,5	1,29
3,279	0,256	7,5	1,51
3,863	0,327	6,4	1,69
4,618	0,428	6,2	1,91
5,621	0,574	3,9	2,09
6,992	0,796	4,2	2,30
8,940	1,150	-2,7	2,37
11,844	1,752	0,533146	3,98

TABLE D.63 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition ?? (1450 keV)$\rightarrow 2^+$ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	0,1	0,36
1,366	0,068	-0,1	0,38
1,515	0,080	5,1	0,59
1,691	0,094	15,1	1,00
1,899	0,112	16,1	1,11
2,147	0,135	14,7	1,15
2,449	0,165	9,7	1,10
2,818	0,204	7,9	1,21
3,279	0,256	3,1	1,33
3,863	0,327	4,5	1,53
4,618	0,428	2,8	1,67
5,621	0,574	4,6	1,91
6,992	0,796	2,0	2,07
8,940	1,150	1,2	2,20
11,844	1,752	6,1	3,72

TABLE D.64 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition ?? (1480 keV)$\rightarrow 2^+$ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	-0,2	0,35
1,366	0,068	0,3	0,39
1,515	0,080	2,3	0,48
1,691	0,094	9,7	0,80
1,899	0,112	9,8	0,88
2,147	0,135	7,8	0,91
2,449	0,165	5,6	0,96
2,818	0,204	3,2	1,07
3,279	0,256	3,2	1,29
3,863	0,327	2,9	1,46
4,618	0,428	1,7	1,61
5,621	0,574	0,5	1,78
6,992	0,796	-3,6	1,95
8,940	1,150	1,4	2,14
11,844	1,752	-1,3	3,42

TABLE D.65 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1489 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,126	0,051	0,8	0,59
1,237	0,059	0,1	0,47
1,366	0,068	-0,6	0,50
1,515	0,080	3,5	0,67
1,691	0,094	10,2	0,95
1,899	0,112	8,8	1,07
2,147	0,135	5,9	1,17
2,449	0,165	2,7	1,31
2,818	0,204	3,4	1,58
3,279	0,256	0,8	1,88
3,863	0,327	2,3	2,12
4,618	0,428	3,8	2,35
5,621	0,574	0,6	2,58
6,992	0,796	1,2	2,82
8,940	1,150	5,2	3,11

TABLE D.66 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1489 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,9	0,49
1,126	0,051	0,1	0,43
1,237	0,059	-0,2	0,38
1,366	0,068	0,4	0,42
1,515	0,080	-0,4	0,47
1,691	0,094	5,36	0,72
1,899	0,112	8,9	0,88
2,147	0,135	6,1	0,93
2,449	0,165	4,9	1,06
2,818	0,204	4,8	1,22
3,279	0,256	3,1	1,43
3,863	0,327	2,2	1,60
4,618	0,428	3,2	1,79
5,621	0,574	0,2	1,97
6,992	0,796	-1,1	2,20
8,940	1,150	1,1	2,34
11,844	1,752	6,1	4,04

TABLE D.67 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1554 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,366	0,068	0,7	0,39
1,515	0,080	/	/
1,691	0,094	23,0	1,32
1,899	0,112	30,7	1,66
2,147	0,135	25,3	1,52
2,449	0,165	18,1	1,33
2,818	0,204	14,2	1,35
3,279	0,256	9,9	1,45
3,863	0,327	-2,5	1,72
4,618	0,428	15,4	1,85
5,621	0,574	/	/
6,992	0,796	0,27	2,83
8,940	1,150	9,7	2,32
11,844	1,752	8,8	3,81
16,464	2,867	11,0	7,12

TABLE D.68 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1554 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,366	0,068	0,3	0,35
1,515	0,080	1,2	0,44
1,691	0,094	6,9	0,64
1,899	0,112	9,2	0,78
2,147	0,135	8,2	0,87
2,449	0,165	4,8	0,92
2,818	0,204	3,2	1,05
3,279	0,256	3,3	1,23
3,863	0,327	2,1	1,42
4,618	0,428	0,0	1,56
5,621	0,574	2,6	1,76
6,992	0,796	-1,3	1,92
8,940	1,150	3,5	2,09
11,844	1,752	-3,4	3,47
16,464	2,867	9,2	5,89

TABLE D.69 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1554 keV)$\rightarrow 0^+$ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,366	0,068	-0,2	0,34
1,515	0,080	0,0	0,38
1,691	0,094	5,3	0,61
1,899	0,112	11,2	0,87
2,147	0,135	10,8	0,96
2,449	0,165	5,8	0,95
2,818	0,204	4,4	1,08
3,279	0,256	6,9	1,29
3,863	0,327	6,2	1,50
4,618	0,428	6,2	1,67
5,621	0,574	4,2	1,80
6,992	0,796	0,29	1,97
8,940	1,150	3,6	2,10

TABLE D.70 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (1 ou 2)$^+$ (1561 keV)$\rightarrow 0^+$ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,126	0,051	0,2	0,37
1,237	0,059	-0,5	0,30
1,366	0,068	0,5	0,38
1,515	0,080	0,1	0,37
1,691	0,094	3,8	0,51
1,899	0,112	4,4	0,62
2,147	0,135	3,5	0,71
2,449	0,165	2,9	0,82
2,818	0,204	1,3	0,972
3,279	0,256	3,0	1,19
3,863	0,327	-0,5	1,37
4,618	0,428	-1,1	1,47
5,621	0,574	3,3	1,72
6,992	0,796	-0,5	1,86
8,940	1,150	3,7	2,08
11,844	1,752	1,9	3,43
16,464	2,867	2,7	5,62

TABLE D.71 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (1 ou 2)$^+$ (1573 keV)$\rightarrow$ 2$^+$ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	-0,1	0,30
1,366	0,068	-0,4	0,31
1,515	0,080	0,2	0,34
1,691	0,094	9,3	0,73
1,899	0,112	15,6	1,02
2,147	0,135	14,0	1,03
2,449	0,165	9,5	0,96
2,818	0,204	5,4	0,99
3,279	0,256	5,0	1,24
3,863	0,327	5,2	1,31
4,618	0,428	5,6	1,47
5,621	0,574	6,2	1,63
6,992	0,796	-0,5	1,73
8,940	1,150	2,1	1,84
11,844	1,752	-3,2	3,15
16,464	2,867	-6,5	4,80

TABLE D.72 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (1 ou 2)$^+$ (1573 keV)$\rightarrow$ 0$^+$ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,9	0,48
1,126	0,051	-0,4	0,37
1,237	0,059	0,0	0,37
1,366	0,068	0,0	0,38
1,515	0,080	0,6	0,44
1,691	0,094	4,6	0,61
1,899	0,112	4,7	0,74
2,147	0,135	5,8	0,87
2,449	0,165	2,6	0,92
2,818	0,204	2,9	1,10
3,279	0,256	0,4	1,30
3,863	0,327	1,0	1,51
4,618	0,428	3,4	1,70
5,621	0,574	2,0	1,86
6,992	0,796	2,3	2,06
8,940	1,150	-1,6	2,15

TABLE D.73 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1578 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,366	0,068	0,2	0,37
1,515	0,080	0,1	0,38
1,691	0,094	1,8	0,44
1,899	0,112	9,0	0,74
2,147	0,135	8,2	0,82
2,449	0,165	7,5	0,92
2,818	0,204	3,7	1,01
3,279	0,256	4,1	1,23
3,863	0,327	3,3	1,43
4,618	0,428	1,6	1,56
5,621	0,574	3,1	1,74
6,992	0,796	1,7	1,91
8,940	1,150	-0,1	2,01
11,844	1,752	-0,5	3,46
16,464	2,867	2,9	5,57

TABLE D.74 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1578 keV)$\rightarrow$ 2^+ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	-0,1	0,31
1,366	0,068	-0,3	0,32
1,515	0,080	-0,6	0,32
1,691	0,094	3,2	0,46
1,899	0,112	5,7	0,59
2,147	0,135	4,5	0,67
2,449	0,165	3,0	0,75
2,818	0,204	3,1	0,91
3,279	0,256	-0,1	1,16
3,863	0,327	2,3	1,26
4,618	0,428	2,5	1,41
5,621	0,574	4,3	1,58
6,992	0,796	-1,1	1,70
8,940	1,150	1,7	1,86

TABLE D.75 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition 2^+ (1578 keV)$\rightarrow$ 0^+ (0 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,029	0,045	0,1	0,42
1,126	0,051	-0,6	0,38
1,237	0,059	-0,0	0,37
1,366	0,068	0,3	0,40
1,515	0,080	0,6	0,46
1,691	0,094	3,5	0,62
1,899	0,112	7,1	0,80
2,147	0,135	7,2	0,90
2,449	0,165	4,2	0,97
2,818	0,204	3,4	1,16
3,279	0,256	4,2	1,38
3,863	0,327	2,3	1,57
4,618	0,428	2,2	1,75
5,621	0,574	2,0	1,93
6,992	0,796	-0,4	2,10
8,940	1,150	0,6	2,27

TABLE D.76 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition $?^?$ (1609 keV)$\rightarrow$ 4^+ (162 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	-0,2	0,31
1,366	0,068	0,0	0,33
1,515	0,080	-0,0	0,31
1,691	0,094	6,0	0,56
1,899	0,112	12,7	0,78
2,147	0,135	12,0	0,86
2,449	0,165	8,8	0,88
2,818	0,204	9,2	1,05
3,279	0,256	9,3	1,21
3,863	0,327	6,7	1,32
4,618	0,428	8,0	1,49
5,621	0,574	7,0	1,64
6,992	0,796	1,6	1,76
8,940	1,150	1,0	1,81

TABLE D.77 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (1 ou 2)$^+$ (1618 keV)$\rightarrow$ 2$^+$ (49 keV).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,237	0,059	0,1	0,38
1,366	0,068	-0,5	0,37
1,515	0,080	-0,3	0,41
1,691	0,094	3,3	0,57
1,899	0,112	8,7	0,84
2,147	0,135	8,9	0,97
2,449	0,165	11,4	1,15
2,818	0,204	10,1	1,31
3,279	0,256	8,5	1,51
3,863	0,327	12,0	1,70
4,618	0,428	11,9	1,87
5,621	0,574	10,9	2,03
6,992	0,796	6,5	2,17
8,940	1,150	7,8	2,36
11,844	1,752	-1,6	3,89

TABLE D.78 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (1 ou 2)$^+$ (1647 keV)$\rightarrow$ 4$^+$ (162 keV).

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions (n,2nγ).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	-1,1	2,13
5,582	0,190	1,0	2,25
5,984	0,211	-2,5	2,18
6,431	0,235	1,1	2,29
6,931	0,264	1,3	2,24
7,492	0,296	12,3	2,53
8,124	0,335	13,9	2,74
8,840	0,380	11,4	2,97
9,656	0,434	18,3	3,77
10,590	0,499	22,1	5,01
11,669	0,578	24,4	6,42
12,922	0,674	14,2	8,42
14,390	0,793	-1,9	10,08
16,126	0,942	0,3	14,03
18,200	1,131	-12,3	18,11
20,707	1,375	-44,3	24,89
23,779	1,696	-9,0	31,76
27,601	2,126	-24,2	36,01

TABLE D.79 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 120 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
4,890	0,156	-0,5	1,37
5,219	0,172	0,0	1,43
5,582	0,190	1,9	1,48
5,984	0,211	4,8	1,56
6,431	0,235	11,3	1,78
6,931	0,264	25,6	2,12
7,492	0,296	41,4	2,70
8,124	0,335	50,1	3,05
8,840	0,380	55,8	3,39
9,656	0,434	60,1	3,90
10,590	0,499	60,5	4,53
11,669	0,578	57,9	5,12
12,922	0,674	54,1	6,27
14,390	0,793	23,2	6,62
16,126	0,942	5,5	8,03
18,200	1,131	5,7	10,50
20,707	1,375	13,8	14,86
23,779	1,696	-28,9	17,23

TABLE D.80 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 143 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)	Section efficace corrigée (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	3,5	1,35	0,1	1,08
5,582	0,190	11,0	1,61	0,0	1.08
5,984	0,211	23,1	2,00	0,0	1.08
6,431	0,235	43,5	2,76	11,0	1,59
6,931	0,264	99,9	4,78	70,7	3,52
7,492	0,296	212,9	9,25	188,4	8,20
8,124	0,335	303,1	12,87	301,5	12,82
8,840	0,380	346,9	14,76	382,5	16,21
9,656	0,434	364,4	15,68	459,9	19,63
10,590	0,499	375,1	16,45	497,0	21,49
11,669	0,578	367,1	16,57	454,7	20,26
12,922	0,674	302,3	14,77	367,7	17,43
14,390	0,793	169,1	10,61	232,2	12,72
16,126	0,942	90,8	9,68	131,0	10,38
18,200	1,131	69,7	11,08	55,1	9,44
20,707	1,375	74,5	15,34	37,8	11,93
23,779	1,696	65,8	17,28	74,8	15,10

TABLE D.81 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 185 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
1,752	0,033	1,2	0,87
1,821	0,035	1,2	0,90
1,894	0,037	2,2	0,92
1,972	0,039	3,3	0,94
2,054	0,042	3,5	0,94
2,142	0,045	3,1	0,94
2,235	0,048	3,8	0,97
2,335	0,051	-0,3	0,91
2,441	0,055	2,1	0,96
2,555	0,058	2,2	0,99
2,677	0,063	1,9	1,01
2,809	0,067	3,1	1,05
2,950	0,073	4,3	1,12
3,102	0,078	3,2	1,11
3,266	0,085	2,6	1,14
3,443	0,092	1,9	1,14
3,635	0,100	3,6	1,18
3,844	0,108	0,7	1,15
4,072	0,118	3,7	1,21
4,320	0,129	3,5	1,28
4,592	0,142	3,0	1,25
4,890	0,156	3,9	1,25
5,219	0,172	3,0	1,26
5,582	0,190	5,8	1,37
5,984	0,211	7,9	1,42
6,431	0,235	18,6	1,75
6,931	0,264	20,1	1,77
7,492	0,296	25,3	1,99
8,124	0,335	25,9	2,11
8,840	0,380	21,8	2,13
9,656	0,434	21,1	2,41
10,590	0,499	22,0	2,98
11,669	0,578	16,1	3,44
12,922	0,674	15,2	4,42
14,390	0,793	18,8	5,33
16,126	0,942	17,4	7,16
18,200	1,131	14,2	8,48
20,707	1,375	16,3	11,63
23,779	1,696	12,9	13,98

TABLE D.82 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 199 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	-0,3	1,33
5,582	0,190	0,2	1,40
5,984	0,211	2,6	1,46
6,431	0,235	3,1	1,55
6,931	0,264	9,7	1,64
7,492	0,296	29,6	2,22
8,124	0,335	42,3	2,67
8,840	0,380	39,7	2,74
9,656	0,434	42,1	3,14
10,590	0,499	36,3	3,48
11,669	0,578	32,0	4,00
12,922	0,674	27,9	4,84
14,390	0,793	10,4	5,42
16,126	0,942	4,6	6,94
18,200	1,131	-4,3	8,32
20,707	1,375	-0,8	11,59

TABLE D.83 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 221 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	-0,8	1,82
5,582	0,190	0,8	1,91
5,984	0,211	0,8	1,94
6,431	0,235	3,7	2,08
6,931	0,264	10,3	2,13
7,492	0,296	18,2	2,39
8,124	0,335	24,2	2,74
8,840	0,380	23,9	3,12
9,656	0,434	30,5	3,98
10,590	0,499	27,7	5,22
11,669	0,578	31,6	6,74
12,922	0,674	24,0	9,20
14,390	0,793	7,8	11,35
16,126	0,942	-0,4	15,34
18,200	1,131	4,9	19,34
20,707	1,375	6,5	26,35
23,779	1,696	12,5	29,64

TABLE D.84 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 241 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
6,931	0,264	2,1	1,29
7,492	0,296	8,7	1,53
8,124	0,335	11,7	1,62
8,840	0,380	9,3	1,73
9,656	0,434	16,4	2,36
10,590	0,499	9,9	2,50
11,669	0,578	11,0	3,39
12,922	0,674	2,2	3,45

TABLE D.85 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,2nγ) de 275 keV.

Tables de valeurs des sections efficaces de production des transitions (n,3nγ).

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
7,492	0,296	-2,9	2,49
8,124	0,335	-0,1	2,69
8,840	0,380	0,1	2,93
9,656	0,434	12,0	3,74
10,590	0,499	7,5	4,94
11,669	0,578	24,1	6,42
12,922	0,674	52,8	8,67
14,390	0,793	85,7	10,67
16,126	0,942	95,8	14,58
18,200	1,131	118,7	18,82
20,707	1,375	76,4	25,01
23,779	1,696	79,4	32,05
27,601	2,126	14,9	36,01

TABLE D.86 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 121 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)	Section efficace corrigée (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	1,0	1,47	1,9	1,20
5,582	0,190	0,1	1,51	0,7	1,27
5,984	0,211	0,1	1,50	0,3	1,07
6,431	0,235	-1,3	1,61	0,0	1,08
6,931	0,264	-0,9	1,59	0,2	1,11
7,492	0,296	0,9	1,69	4,4	1,55
8,124	0,335	3,3	1,85	6,2	1,69
8,840	0,380	4,4	1,99	3,5	1,81
9,656	0,434	4,3	2,44	0,0	1,22
10,590	0,499	10,5	3,21	0,0	1,22
11,669	0,578	23,7	4,35	3,7	1,64
12,922	0,674	90,9	7,48	66,3	5,43
14,390	0,793	183,8	11,52	190,9	8,82
16,126	0,942	263,1	16,05	310,6	13,01
18,200	1,131	293,2	18,85	353,1	15,82
20,707	1,375	240,5	20,34	339,3	18,56
23,779	1,696	110,2	19,75	194,9	18,12

TABLE D.87 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 182 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
5,219	0,172	2,8	1,83
5,582	0,191	-0,4	1,92
5,984	0,212	0,6	1,95
6,432	0,236	2,9	2,09
6,932	0,264	1,0	2,10
7,493	0,297	2,2	2,28
8,125	0,335	3,5	2,56
8,841	0,381	5,7	2,98
9,656	0,435	4,8	3,79
10,590	0,500	8,6	5,12
11,669	0,578	25,4	6,71
12,922	0,675	47,3	9,36
14,391	0,794	126,8	12,50
16,127	0,943	203,6	17,55
18,201	1,132	250,1	21,97
20,708	1,375	210,6	27,80
23,780	1,696	106,2	30,08

TABLE D.88 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 237 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
11,669	0,578	1,6	3,42
12,922	0,675	10,1	6,57
14,391	0,794	21,1	4,96
16,127	0,943	48,7	7,15
18,201	1,132	96,0	9,77
20,708	1,375	85,6	12,25
23,780	1,696	41,8	13,37

TABLE D.89 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 285 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
10,591	0,500	3,43	2,56
11,669	0,578	/	/
12,922	0,675	/	/
14,391	0,794	14,59	5,66
16,127	0,943	32,34	7,68
18,201	1,132	32,67	9,40
20,708	1,376	32,02	11,83
23,780	1,696	14,44	11,96
27,602	2,126	29,74	11,22

TABLE D.90 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 397 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
11,669	0,578	0,0	5,18
12,922	0,675	/	/
14,391	0,794	13,5	6,50
16,127	0,943	26,9	9,03
18,201	1,132	33,8	10,55
20,708	1,376	52,7	14,35
23,780	1,696	12,1	17,95

TABLE D.91 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 471 keV.

$E_n(MeV)$	ΔE (MeV)	Section efficace (mb)	Incertitude 1σ (mb)
12,922	0,675	4,4	5,29
14,391	0,794	19,4	6,40
16,127	0,943	41,3	8,75
18,201	1,132	64,4	11,20
20,708	1,376	59,3	13,56
23,780	1,696	24,4	13,92
27,602	2,126	18,8	11,56

TABLE D.92 – Valeurs numériques de la section efficace d'émission de la transition (n,3nγ) de 495 keV.

Bibliographie

[1] Site en ligne : https ://unfccc.int/fr/process-and-meetings/the-paris-agreement/l-accord-de-paris

[2] Chiffres clés du climat - France, Europe et Monde, édition 2019 https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/sites/default/files/2018-12/datalab-46-chiffres-cles-du-climat-edition-2019-novembre2018_1.pdf

[3] Nuclear Energy Agency, Introduction of Thorium in the Nuclear Fuel Cycle : Short- to long-term considerations., NEA Report No. 7224, 2015

[4] D. Grenêche et al., Rethinking the Thorium Fuel Cycle : An Industrial Point of View, paper 7367 of Proceedings of ICAPP 2007, Nice, France, May 13-18, 2007

[5] J.T. Goorley et al., Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 version 1.0, LANL, LA-UR-13-22934 (2013)

[6] J. Leppänen et al., Ann. Nuc. Energy **82**, p. 142-150, (2015)

[7] M. Kerveno et al., European Physical Journal A **51** :167, p. 1-18 (2015)

[8] D. Ene et al., Nucl. Instrum. Methods A **618**, p. 54 (2010)

[9] BP Statistical Review of World Energy 2018

[10] D. Grenêche, Histoire et techniques des réacteurs nucléaires et de leurs combustibles, EDP sciences 2016

[11] Site en ligne :
https ://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/introduction/energy-for-the-world-why-uranium.aspx

[12] Chifamba, Saymore, A Study of the Performance of a Sparse Grid Cross Section Representation Methodology as Applied to MOX Fuel, Thèse (2015), DOI 10.13140/RG.2.1.4809.8323

[13] W. D. D'haeseleer, « Synthesis on the economy of nuclear energy » (2013), p.23-24

[14] H. Safa, Heat recovery from nuclear power plants, International Journal of Electrical Power & Energy Systems, Volume 42, Issue 1, 2012, Pages 553-559, ISSN 0142-0615, https ://doi.org/10.1016/j.ijepes.2012.04.052

[15] Site en ligne : http ://www.cea.fr/comprendre/Pages/energies/nucleaire/essentiel-sur-generations-reacteurs-nucleaires.aspx

[16] "Sciences Chimiques et Déchets Radioactifs", Avril-Mai 2005, Actualité Chimique 285-286, accessible en ligne : http ://www.lactualitechimique.org/Sciences-chimiques-et-dechets-radioactifs

[17] Panorama SYPRED 2017, accessible en ligne http ://www.sypred.fr/wp-content/uploads/sites/2/2019/07/2019-05-06-SYPRED-COMMUNIQUE-DE-PRESSE-DD-2017-VF-2.pdf

[18] The Generation IV International Forum, https ://www.gen-4.org/gif/

[19] Horvath A, Rachlew E. Nuclear power in the 21st century : Challenges and possibilities. Ambio. 2015 ;45 Suppl 1(Suppl 1) :S38-49.

[20] D. Hilscher, H. Rossner, Dynamics of nuclear fission, Ann. Phys. Fr. 17 (6) 471-552 (1992) DOI : 10.1051/anphys :01992001706047100

[21] Site en ligne : http ://www.cea.fr/Documents/monographies/La%20neutronique%20-%20Les%20codes.pdf

[22] N. Colonna, F. Belloni, E. Berthoumieux, M. Calviani, C. Domingo-Pardo, C. Guerrero, D. Karadimos, C. Lederer, C. Massimi, C. Paradela, R. Plag, J. Praena, R. Sarmento,Advanced nuclear energy systems and the need of accurate nuclear data : the n_TOF project at CERN, Energy & Environmental Science, Volume 3, 12, p.1910-1917, The Royal Society of Chemistry, 2010, doi : 10.1039/C0EE00108B

[23] M. Salvatores et al., Uncertainty and Target Accuracy Assessment for Innovative Systems Using Recent Covariance Data Evaluations - 2008, Report NEA/WPEC-26 (NEA, Paris)

[24] M. Salvatores et al., Methods and Issues for the Combined Use of Integral Experiments and Covariance Data - 2013, Report NEA/WPEC-33 (NEA, Paris)

[25] V. Zerkin et al., Nucl. Instrum. Methods A **888**, p. 31 (2018)

[26] A. Trkov, M. Herman and D. A. Brown, ENDF-6 Formats Manual, October 2012 (BNL-90365-2009 Rev.2)

[27] A.D. Carlson, V.G. Pronyaev, R. Capote, T. Kawano, H.M. Hofmann, H. Vonach and S. Tagesen, “International Evaluation of Neutron Cross Section Standards,” Nucl. Data Sheets 148, 143–188 (2018).

[28] D. L. Smith, Comments on the effects of long-range correlations in covariance matrices for nuclear data, ANL/NDM-99, (1987)

[29] P. Talou, Evaluating nuclear data and their uncertainties, EPJ Nuclear Sci. Technol. 4 29 (2018) DOI : 10.1051/epjn/2018032

[30] D.L. Smith, N. Otuka, Experimental nuclear reaction data uncertainties : basic concepts and documentation, Nucl. Data Sheets 113 (12) (2012) 3006 – 3053 (Special Issue on Nuclear Reaction Data)

[31] W. Mannhart, A Small Guide to Generating Covariances of Experimental Data, INDC(NDS)-0588 Rev. (2013)

[32] P. Schillebeeckx, B. Becker, Y. Danon, K. Guber, H. Harada, J. Heyse, A.R. Junghans, S. Kopecky, C. Massimi, M.C. Moxon, N. Otuka, I. Sirakov, K. Volev, Determination of Resonance Parameters and their Covariances from Neutron Induced Reaction Cross Section Data, Nuclear Data Sheets, Volume 113, Issue 12, 2012, Pages 3054-3100, ISSN 0090-3752, https ://doi.org/10.1016/j.nds.2012.11.005 .

[33] P.L. Roggenkamp, The influence of Xenon-135 on Reactor Operation, 2000, Westinghouse-Savannah River Company, WSRC-MS-2000-00061.

[34] Gary E. Wilson, Historical insights in the development of Best Estimate Plus Uncertainty safety analysis, Annals of Nuclear Energy, Volume 52, 2013, p. 2-9, ISSN 0306-4549, https ://doi.org/10.1016/j.anucene.2012.03.002

[35] L. N. Usachev, "Equation for the Importance of Neutrons, Reactor Kinetics and the Theory of Perturbation in Proceed. First ICPUAE," Vol. 5, United Nations, Geneva (1955).

[36] A. Gandini, "A Generalized Perturbation Method for Bi-Linear Functionals of the Real and Adjoint Neutron Fluxes", J. of Nuclear Energy, 21, 755–765 (1967)

[37] G. RIMPAULT et al., « The ERANOS Code and Data System for Fast Reactor Neutronic Analyses », PHYSOR 2002, Seoul, Korea, 2002.

[38] "SCALE : A Comprehensive Modeling and Simulation Suite for Nuclear Safety Analysis and Design," ORNL/TM-2005/39, Version 6.1, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee (2011)

[39] D. Rochman et al., Nuclear data uncertainty propagation : Perturbation vs. Monte Carlo, Annals of Nuclear Energy, Volume 38, Issue 5, 2011, Pages 942-952, ISSN 0306-4549, https ://doi.org/10.1016/j.anucene.2011.01.026

[40] D. Rochman, S.C. van der Marck, A.J. Koning, H. Sjöstrand, W. Zwermann, Uncertainty Propagation with Fast Monte Carlo Techniques, Nuclear Data Sheets, Volume 118, 2014, p. 367-369, ISSN 0090-3752, https ://doi.org/10.1016/j.nds.2014.04.082

[41] W. Zwermann, B. Krzykacz-Hausmann, L. Gallner, A.Pautz and K. Velkov,Proc. PHYSOR-2012, Knoxville,TN, USA

[42] Brian C. Kiedrowski, Forrest B. Brown Adjoint-Based k-Eigenvalue Sensitivity Coefficients to Nuclear Data Using Continuous-Energy Monte Carlo, Nuclear Science and Engineering, 174 :3, 2013, 227-244, DOI : 10.13182/NSE12-46

[43] G. Truchet, P. Leconte, Y. Peneliau, A. Santamarina, F. Malvagi, Continuous-Energy Adjoint Flux and Perturbation Calculation using the Iterated Fission Probability Method in Monte Carlo Code TRIPOLI-4® and Underlying Applications, SNA + MC 2013 - Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications + Monte Carlo 03504 (2014), DOI : 10.1051/snamc/201403504

[44] Manuele Aufiero, Adrien Bidaud, Mathieu Hursin, Jaakko Leppänen, Giuseppe Palmiotti, Sandro Pelloni, Pablo Rubiolo, A collision history-based approach to sensitivity/perturbation calculations in the continuous energy Monte Carlo code SERPENT, Annals of Nuclear Energy, Volume 85, 2015, p. 245-258, ISSN 0306-4549, https ://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.05.008

[45] Perfetti, Christopher M, and Rearden, Bradley T. Wed . "Continuous-energy Monte Carlo methods for calculating generalized response sensitivities using TSUNAMI-3D". United States. https ://www.osti.gov/servlets/purl/1185399.

[46] M. Salvatores, R. Jacqmin, Nuclear Science-NEA/WPEC-26, Vol.26, NEA No. 6410 (2008)

[47] https ://www.oecd-nea.org/dbdata/hprl/

[48] D.L. Smith, Evaluated Nuclear Data Covariances : The Journey From ENDF/B-VII.0 to ENDF/B-VII.1, Nuclear Data Sheets, Volume 112, Issue 12, 2011, p. 3037-3053, https ://doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.004

[49] F. VARAINE et al., "Pre-conceptual design study of ASTRID core" – Paper 432757, Proceedings of ICAPP 2012, Chicago, USA, June 24-28, 2012

[50] A. Santamarina, D. Bernard, P. Leconte, J.-F. Vidal, Improvement of 238U Inelastic Scattering Cross Section for an Accurate Calculation of Large Commercial Reactors, Nuclear Data Sheets, Volume 118, 2014, Pages 118-121, ISSN 0090-3752, https ://doi.org/10.1016/j.nds.2014.04.015

[51] A. Santamarina, P. Blaise, N. Dos Santos, C. Vaglio, C. de Saint Jean (2015). Nuclear data uncertainty propagation on power maps in large LWR cores (JAEA-Conf–2014-003), Japan

[52] A.J. Koning, D. Rochman, Nucl. Data Sheets 113 p. 2841- 2934 (2012)

[53] A.J. Koning et al., "TALYS-1.0" in Int. Conf. on Nuc. Data for Sci. and Tech., EDP Sciences, p. 211 (2008)

[54] G. Palmiotti et al., ANL-AFCI-168, Argonne National Laboratory, p.30, (May 2006)

[55] H. Hurwitz, Naval Reactor Physics Handbook, Vol. 1, A.Radkowsky (Ed.), U. S. Atomic Energy Commission, 864–869 (1964)

[56] B. C. Kiedrowski, MCNP6.1 k-Eigenvalue Sensitivity Capability : A User's Guide, Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-13-22251 (2013)

[57] A. Santamarina et al., Recent advances in accurate neutronic calculation of GEN-3 LWR reactors, Annals of Nuclear Energy, Volume 87, Part 1, 2016, Pages 68-75, ISSN 0306-4549, https ://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.05.035.

[58] A.J. Koning et al., "CANDIDE : Nuclear data for sustainable nuclear energy," (2009), Final report of a Coordinated Action on Nuclear Data for Industrial Development in Europe (CANDIDE). European Commission Joint Research Centre Institute for Reference Materials and Measurements.

[59] D. Karamanis, S. Andriamonje, P.A. Assimakopoulos, G. Doukellis, D.A. Karademos, A. Karydas, M. Kokkoris, S. Kossionides, N.G. Nicolis, C. Papachristodoulou, C.T. Papadopoulos, N. Patronis, P. Pavlopoulos, G. Perdikakis, R. Vlastou, Neutron cross-section measurements in the Th–U cycle by the activation method, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 505, Issues 1–2, 2003, Pages 381-384, ISSN 0168-9002, https ://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01102-1.

[60] G. Haouat, J. Lachkar, Ch. Lagrange, J. Jary, J. Sigaud et Y. Patin, (1982) Neutron Scattering Cross Sections for 232Th, 233U, 235U, 238U, 239Pu, and 242Pu between 0.6 and 3.4 MeV, Nuclear Science and Engineering, 81 :4, 491-511, DOI : 10.13182/NSE82-A21439

[61] R.O. Nelson, J.A. Becker, D.E. Archer, "GEANIE at WNR/LANSCE – A new instrument for neutron science", https ://www.osti.gov/servlets/purl/541894

[62] A. Negret et al., Nucl. Data Sheets 119, p. 179 (2014)

[63] J. H. Dave, J. J. Egan, G. P. Couchell, G. H. R. Kegel, A. Mittler, D.J. Pullen, W. A. Schier, E. Sheldon, "Cross Sections, Transition Schemes, and Branching Ratios for 232Th from the 232Th(n,n'γ) Reaction", Nuclear Science and Engineering, 91 :2, p. 187-208, (1985) DOI : 10.13182/NSE85-A27441

[64] A.A. Filatenkov et al., USSR report to the I.N.D.C. 298, p. 63 (1989)

[65] L. Arnold, R. Baumann, E. Chambit, M. Filliger, C. Fuchs, C. Kieber, D. Klein, P. Medina, C. Parisel, M. Richer, C.Santos,C.Weber,in Proceedings of Real Time Conference, 14th IEEE-NPSS (2005) pp. 265-269.

[66] M. Flaska, A. Borella, D. Lathouwers, L.C. Mihailescu, W. Mondelaers, A.J.M. Plompen, H. van Dam, T.H.J.J. van der Hagen, Nuclear Instruments and Methods A 531 (2004) p. 392

[67] D. Tronc, J.M. Salomé, K.H. Böckhoff, A new pulse compression system for intense relativistic electron beams, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 228, Issues 2–3, 1985, Pages 217-227, ISSN 0168-9002, https ://doi.org/10.1016/0168-9002(85)90263-3

[68] Juris Meija et al., Atomic Weights of the Elements 2013, Pure Appl. Chem. 2016 (88) p. 265-291

[69] T. Yamazaki, Tables of coefficients for angular distribution of gamma rays from aligned nuclei, Nuclear Data Sheets. Section A, Volume 3, Issue 1, 1967, p. 1-23, ISSN 0550-306X, https ://doi.org/10.1016/S0550-306X(67)80002-8

[70] C.R. Brune, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 493 (2002), p. 106

[71] J.C. Thiry, Measurement of (n,xng) reaction cross sections of interest for the Generation IV reactors, retrieved from "http ://scd-theses.u-strasbg.fr/2016/01/THIRY_Jean-Claude_2010.pdf"

[72] V.T. Jordanov, G.F. Knoll, Digital synthesis of pulse shapes in real time for high resolution radiation spectroscopy, Nuclear Instruments and Methods A345 (1994), 337-345

[73] Evaluated Nuclear Structure Data File, available from https ://www.nndc.bnl.gov/ensdf/

[74] E. Browne, Nuclear Data Sheets for A = 232, Nuclear Data Sheets, Volume 107, Issue 10, 2006, p. 2579-2648

[75] C. Günther, R. Krücken, C.J. Barton, C.W. Beausang, R.F. Casten, Gh. Cata-Danil, J.R. Cooper, J. Gröger, J. Navak, N.V. Zamfir, Physical Review C 61, 064602 (2000).

[76] W.R.McMurray, I.J.van Heerden – Z.Phys. 253, 289 (1972)

[77] F.K.McGowan, W.T.Milner – Nucl.Phys. A562, 241 (1993)

[78] A.M. Demidov, L.I. Govor, V.A. Kurkin, I.V. Mikhailov, Investigation of multipole mixtures in gamma transitions by means of the reaction 232Th(n, n'γ), Physics of Atomic Nuclei, 2008, Volume 71, Issue 11, p.1839-1847

[79] M. Dupuis, E. Bauge, S. Hilaire, F. Lechaftois, S. Péru, N. Pillet, C. Robin, Progress in microscopic direct reaction modeling of nucleon induced reactions, The European Physical Journal A, Volume 51, Issue 12, 2015, p.168

[80] A.J. Koning and M.C. Duijvestijn, “A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV basedon the optical model potential”, Nucl. Phys.A744, 15 (2004)

[81] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Physycal Review C 16, p.80 (1977)

[82] J.P. Blaizot, D. Gogny, Nucl. Phys. A284, p.429 (1977)

[83] M. Dupuis, S. Hilaire, S. Péru, E. Bauge, M. Kerveno, P. Dessagne, G. Henning, Microscopic modeling of direct pre-equilibrium emission from neutron induced reactions on even and odd actinides, EPJ Web Conf. 146 12002 (2017), DOI : 10.1051/epjconf/201714612002

[84] M.Kerveno et al., Proceedings of the ND2019 conference, Beijing, China (2019). à paraître dans EPJ web of conference

[85] Site en ligne "GANIL-SPIRAL2 facilities - NFS (Neutron for Sciences)" : https ://www.ganil-spiral2.eu/en/scientists/ganil-spiral-2-facilities/experimental-areas/nfs/

Eliot PARTY

Étude des réactions (n, xn) pour les noyaux fertiles/fissiles du cycle du combustible innovant au thorium

Résumé

Pour atteindre les objectifs de précision des simulations de réacteurs, des données nucléaires précises sont nécessaires, particulièrement pour les futurs réacteurs. Dans ce travail de thèse, une étude approfondie des réactions (n,xn) sur le 232Th a été réalisée par la méthode de la spectroscopie gamma prompte associée à la technique du temps de vol. Les sections efficaces de 81 (n,n'γ), 11(n,2nγ) et 7 (n,3nγ) ont été obtenues pour des énergies de 0,2 à 20 MeV, ce qui étend considérablement la gamme d'énergie couverte par les données expérimentales. De plus, l'impact de l'incertitude des sections efficaces sur la simulation de systèmes nucléaires a été examiné pour les isotopes du cycle du thorium ^{232}Th et ^{233}U en utilisant les logiciels MCNP et SERPENT. Ce travail a montré que l'incertitude sur la section efficace de diffusion inélastique (n,n') du ^{232}Th est la source d'incertitude principale pour plusieurs paramètres de réacteur.

Mot clés : Diffusion inélastique, (n,xn), (n,xnγ), Spectroscopie gamma, Thorium, Sensibilité, Section efficace, MCNP, SERPENT

Résumé en anglais

To attain target precisions in reactor simulation, accurate nuclear data are needed, especially for future reactors. In this work, a thorough study of (n,xn) reactions on ^{232}Th has been realised using prompt gamma spectroscopy associated with time of flight method. Cross sections of 81 (n,n'γ), 11 (n,2nγ) and 7 (n,3nγ) have been obtained for energies from 0,2 to 20 MeV, thus expanding considerably the energy range covered by experimental data. Moreover, the influence of cross sections' uncertainties on nuclear system simulation has been studied for thorium fuel cycle isotopes ^{232}Th and ^{233}U using MCNP and SERPENT codes. This work has shown that uncertainty on inelastic scattering (n,n') for ^{232}Th is the main contributors to uncertainty of several reactor parameters.

Keywords : Inelastic scattering, (n,xn), (n,xnγ), Gamma spectroscopy, Thorium, Sensitivity, Cross section, MCNP, SERPENT