

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES FIGURES.....	IX
LISTE DES TABLEAUX	XIV
INTRODUCTION.....	1
PARTIE I : PROGRAMMES EXPÉRIMENTAUX EN SOUTIEN À LA QUALIFICATION DES OUTILS DE CALCUL NEUTRONIQUE DU RJH.....	5
A LE RÉACTEUR JULES HOROWITZ.....	6
A.1 Contexte	6
A.2 Description du cœur et du réflecteur	7
A.3 Le formulaire neutronique associé : HORUS3D/N	10
B LE PROGRAMME VALMONT	13
B.1 Le réacteur MINERVE.....	13
B.2 Les mesures par la technique d'oscillation d'échantillons	14
B.3 Les Mesures de Taux de conversion modifiés.....	20
B.4 Synthèse	22
C LE PROGRAMME AMMON.....	22
C.1 Contexte et objectifs du programme.....	22
C.2 Description des configurations	23
C.3 Techniques de mesures.....	26
C.4 Conclusion concernant le programme AMMON	30
D SYNTHÈSE	30
PARTIE II : MÉTHODES DE PROPAGATION ET DE MAÎTRISE DES INCERTITUDES..	31
A ÉLÉMENTS THÉORIQUES ET SIMULATIONS.....	32
A.1 Éléments de physique nucléaire	32
A.2 Les codes de simulation neutronique	39
A.3 Conclusion.....	41
B PROPAGATION DES INCERTITUDES	41
B.1 Définitions.....	41
B.2 Principe de la Marginalisation analytique	43
B.3 Calculs de sensibilité.....	44
B.4 Méthode de propagation statistique.....	47
B.5 Conclusion.....	50
C MÉTHODES DE TRANSPOSITION ET DE MAÎTRISE DES INCERTITUDES	50
C.1 Réestimation des Données Nucléaires de Base (RDN)	51
C.2 La représentativité, méthode d'Orlov pour les paramètres intégraux	53
C.3 Conclusion.....	55
D SYNTHÈSE	57
PARTIE III : APPLICATION AU CALCUL D'INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU CŒUR RJH	59
A SENSIBILITÉS DE LA RÉACTIVITÉ DU RJH AUX SECTIONS EFFICACES	60
A.1 Principaux isotopes et effets 3D	60
A.2 Effet de la mise en groupe	61
A.3 Détermination des sensibilités de la réactivité du RJH aux sections efficaces	61
A.4 Conclusion.....	63
B LES DONNÉES NUCLÉAIRES DE BASE	63
B.1 Le format <i>ENDF</i>	64
B.2 L'Uranium.....	64
B.3 Le Béryllium	69
B.4 L'Eau.....	75
B.5 L'Aluminium.....	77

B.6	Marginalisation rétroactive de l'Aluminium 27	81
B.7	Conclusion sur les données nucléaires de base	85
C	INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU RJH VENANT DES DONNÉES NUCLÉAIRES.....	86
C.1	Propagation des incertitudes des sections efficaces	86
C.2	Incertitude due au spectre de fission de l' ^{235}U	87
C.3	Impact des distributions angulaires sur la réactivité.....	88
D	SYNTHÈSE DE LA PARTIE III	90
PARTIE IV : QUALIFICATION ÉLÉMENTAIRE DES DONNÉES NUCLÉAIRES RELATIVES AU COMBUSTIBLE DU RJH INTERPRÉTATION DU PROGRAMME VALMONT		92
A	LES SCHÉMAS D'INTERPRÉTATION	93
A.1	Description des schémas de calcul	93
A.2	Validation des schémas de calcul	95
A.3	Corrections des calculs	96
A.4	Calibration.....	100
B	DÉTERMINATION DES INCERTITUDES	103
C	COMPARAISON CALCUL / EXPÉRIENCE	106
C.1	Qualification des données nucléaires	106
C.2	Ecarts calculs-expériences sur les effets en réactivité	107
D	MAÎTRISE DES INCERTITUDES	111
E	CONCLUSION DE L'ÉTUDE DU PROGRAMME VALMONT	113
PARTIE V : QUALIFICATION GLOBALE : LE PROGRAMME AMMON		115
A	MISE AU POINT DES SCHÉMAS DE CALCUL POUR AMMON	116
A.1	Le schéma de calcul stochastique.....	116
A.2	Le schéma de calcul déterministe.....	119
A.3	Validation du schéma déterministe	121
B	DÉTERMINATION DES INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU CŒUR AMMON/RÉFÉRENCE 123	123
B.1	Détermination, maîtrise et propagation des incertitudes technologiques sur la réactivité	123
B.2	Propagation sur la réactivité des incertitudes dues aux données nucléaires	143
B.3	Conclusions de la détermination des incertitudes.....	149
C	COMPARAISONS CALCULS – EXPÉRIENCES	149
C.1	Ecart Calcul – Expérience sur la réactivité.....	149
C.2	Ecarts Calculs – Expériences sur les distributions de puissance	151
C.3	Conclusions de l'interprétation	156
D	TRANSPPOSITION DES BIAIS ET INCERTITUDES DE LA RÉACTIVITÉ AU CAS DU RJH	157
D.1	Facteur de représentativité.....	157
D.2	Transposition de l'écart calcul-expérience	158
D.3	Réduction des incertitudes dues aux données nucléaires	159
D.4	Conclusion de la transposition	159
E	SYNTHÈSE DE L'ÉTUDE DU PROGRAMME AMMON/RÉFÉRENCE	160
CONCLUSION GÉNÉRALE.....		163
DÉTERMINATION, MAÎTRISE ET RÉDUCTION DES INCERTITUDES.....		163
PERSPECTIVES ET DÉVELOPPEMENTS		165
RÉFÉRENCES		166
ANNEXES.....		171
A	ANNEXES DE LA PARTIE I : PROGRAMMES EXPÉRIMENTAUX EN SOUTIEN À LA QUALIFICATION DES OUTILS DE CALCUL NEUTRONIQUE DU RJH.....	172
A.1	Éléments de Neutronique	172
A.2	Le Programme VALMONT	174
B	ANNEXES DE LA PARTIE II : MÉTHODES DE PROPAGATION ET DE MAÎTRISE DES INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ.....	178
B.1	Éléments de physique nucléaire	178
B.2	Réestimation des Données Nucléaires de Base	183
C	ANNEXES DE LA PARTIE III : CALCUL D'INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU RJH....	185

C.1	Précisions sur le format <i>ENDF</i>	185
C.2	Etude sur l'aluminium	187
D	ANNEXES DE LA PARTIE IV : INTERPRÉTATION DU PROGRAMME VALMONT	191
D.1	Mesures	191
D.2	Schémas de calcul	192
E	ANNEXES DE LA PARTIE V : INTERPRÉTATION DU PROGRAMME AMMON	195
E.1	Détermination des indices de Sobol par le Méta-Modèle.....	195
E.2	Effet de l'enrichissement en ^{235}U sur la sensibilité de la réactivité a la section de fission	196
E.3	Plan de chargement de la configuration de référence	198
E.4	Sensibilités	200

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Représentation isométrique et coupe du cœur et du réflecteur du RJH.	7
Figure 2 : Coupe radiale du cœur et du réflecteur du RJH (modélisation TRIPOLI4).....	8
Figure 3 : Dimensions des assemblages RJH.	9
Figure 4 : Schéma d'une plaque RJH, de face et de côté (échelle non respectée).....	10
Figure 5 : Synoptique du processus de Validation/Qualification/Détermination des incertitudes.	11
Figure 6 : Schéma de principe du réacteur Minerve. La canne fait osciller l'échantillon au centre du massif.	15
Figure 7 : Position de l'oscillateur (créneau en noir) et signaux de mesure des 20 cycles pour l'échantillon boré ETAL09. On remarque que le signal n'est pas constant dans des plages de points anciennement utilisées.....	17
Figure 8 : Banc de spectrométrie γ adapté pour la mesure d'échantillons combustible.	20
Figure 9 : Vue du massif AMMON en configuration de référence.	23
Figure 10 : Dimensions et caractéristiques d'un assemblage RJH en coupe radiale.	24
Figure 11 : Coupes radiales des cœurs RJH et AMMON/Référence.	25
Figure 12 : Sections efficaces de fission (JEFF-3.1.1) du ^{237}Np , de l' ^{235}U , de l' ^{238}U et du ^{239}Pu	27
Figure 13 : Suivi de la population neutronique du cœur AMMON-Référence par une chambre à fission miniature ^{235}U – cas d'une divergence toutes barres hautes.....	28
Figure 14 : Schéma des niveaux d'un noyau excité et désexcitation par capture radiative (γ), diffusion élastique (n) ou diffusion inélastique (n').	34
Figure 15 : Schéma de principe d'une réaction avec formation du noyau composé.....	35
Figure 16 : Les trois domaines énergétiques : RRR, URR et continuum de la section efficace de capture de l' ^{238}U (JEFF-3.1.1).....	36
Figure 17 : Spectre de fission de l' ^{235}U par le modèle de Madland-Nix (JEFF-3.1.1).....	45
Figure 18 : Interface graphique du logiciel RDN sous Matlab.....	53
Figure 19 : Facteur de réduction d'incertitude $(I_R^*/I_R)^2$ en fonction du rapport de l'incertitude expérimentale sur l'estimation des incertitudes dues aux données nucléaires de base σ_E/I_E et selon différents facteurs de représentativité.....	55
Figure 20 : Profils de sensibilité de la réactivité du RJH à la section de diffusion élastique de l' ^{27}Al à 6 et 15 groupes d'énergie.....	61
Figure 21 : Profils de sensibilité de la réactivité du RJH à la section de diffusion de l' ^{27}Al par TRIPOLI4 et HORUS3D/N V4.0.....	62
Figure 22 : Vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections efficaces et au v de l' ^{235}U	63
Figure 23 : Vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections efficaces et au v de l' ^{238}U	63
Figure 24 : Section de fission de l' ^{235}U (rouge) et section de capture radiative de l' ^{238}U (bleu) de JEFF-3.1.1.	65

Figure 25 : Ecarts Calculs-Expérience sur le k_{eff} des expériences intégrales en fonction du rapport de modération.....	66
Figure 26 : Matrices de corrélations et incertitudes de ^{235}U à associer à l'évaluation JEFF-3.1.1 pour les réactions de fission, capture radiative, diffusion élastique et diffusion inélastique.....	67
Figure 27 : Matrices de corrélations et incertitudes pour la capture et la diffusion inélastique de ^{238}U	69
Figure 28 : Sections efficaces du béryllium 9 par JEFF-3.1.1.....	70
Figure 29 : Comparaisons des sections de capture radiative du ^9Be issues de différentes évaluations.....	70
Figure 30 : Comparaison des sections de diffusion élastique du Béryllium 9 provenant de différentes évaluations.....	71
Figure 31 : Distribution angulaire du béryllium 9 de JEFF-3.1.1/ENDF/B-VII pour plusieurs valeurs de E.....	71
Figure 32 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes du ^9Be de l'évaluation ENDF/B-VII.....	72
Figure 33 : Ecart moyen des différentes évaluations par rapport à la section de diffusion du ^9Be de JEFF-3.1.1.....	73
Figure 34 : Comparaison de la section de diffusion élastique JEFF-3.1.1 du ^9Be avec les données expérimentales. L'intervalle d'incertitude de JEFF-3.1.1 vient des écarts des évaluations (haut) et des données expérimentales (bas).....	74
Figure 35 : Matrice de corrélation et incertitudes de la réaction de diffusion élastique du ^9Be résultant de l'étude précédente.....	75
Figure 36 : Sections efficaces de ^1H et de ^{16}O de JEFF-3.1.1.....	76
Figure 37 : Distributions angulaires de la réaction de diffusion élastique de l'hydrogène dans l'évaluation ENDF/B-VI.....	76
Figure 38 : Section efficace de diffusion élastique de ^1H des évaluations JEFF-3.1.1 (rouge), JENDL-3.3 (bleu) et ENDF/B-VII (vert).....	77
Figure 39 : Section efficace totale de ^{27}Al selon les trois évaluations JEFF-3.1.1, JENDL-4.0 et JEF-2.2.....	79
Figure 40 : Section efficace totale de ^{27}Al pour différentes évaluations et comparaisons avec des données expérimentales de la base de données EXFOR.....	79
Figure 41 : Distributions angulaires de l'aluminium 27 de JEFF-3.1.1 et ENDF/B-VII.....	80
Figure 42 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes de l'aluminium 27 présentes dans l'évaluation ENDF/B-VI et mises en forme par NJOY.....	80
Figure 43 : Sections efficaces JEFF-3.1.1 et incertitudes déterminées avec CONRAD, comparées aux mesures EXFOR.....	83
Figure 44 : Section efficace totale JEFF-3.1.1 et incertitudes obtenues avec CONRAD, comparées aux mesures EXFOR.....	84
Figure 45 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes associées à l'évaluation JEFF-3.1.1 de ^{27}Al	85
Figure 46 : Répartition par isotope de la variance sur la réactivité ($\epsilon=19.75\%$).....	87
Figure 47 : Répartition par réaction de la variance sur la réactivité ($\epsilon=19.75\%$).....	87
Figure 48 : Distributions angulaires de ^{27}Al jusqu'à 800 keV : (1) de JEFF-3.1.1, générées par CONRAD (formalisme de Blatt et Biedenharn) (2) sans fluctuation et (3) avec fluctuations.....	89
Figure 49 : Géométries utilisées pour les calculs P_{ij} (à gauche) et MOC (à droite).....	94

Figure 50 : Géométries des calculs RZ pour les corrections de bout.	99
Figure 51 : Droite de calibration utilisant les échantillons étalons des séries OSMOSE (croix rouges) et CBU (croix bleues). L'effet en réactivité expérimental en <i>unité pilote (up)</i> est tracé en fonction de l'effet en réactivité calculé en pcm.	103
Figure 52 : Traitement des incertitudes (données nucléaires, expérimentales et technologiques) pour la calibration. On remarque la forte contribution des incertitudes technologiques et expérimentales pour les échantillons borés ($n=10^5$ tirages).....	105
Figure 53 : C/E des échantillons AMo, U20Al, UMoAl22 et UMoAl8 selon le schéma de calcul utilisé. Les barres d'erreur représentent les incertitudes à 1σ	108
Figure 54 : Mesures et calculs des effets en réactivité des échantillons Valmont.....	108
Figure 55 : Différences des découpages énergétiques de la résonance à 45 eV de la section de capture du ^{95}Mo par XMAS et SHEM.	109
Figure 56 : Différences des découpages énergétiques de la résonance à 34.8 keV de la section de diffusion élastique de ^{127}Al par XMAS et SHEM.....	110
Figure 57 : Estimateurs des sections relatives après itération et leurs intervalles de confiance à 95% par groupe, réaction et isotope. Cas PIMS/CEA2005V4.1/XMAS/Pij.	113
Figure 58 : Coupes dans le plan $y = 0$ du cœur AMMON/Référence tel que modélisé par Gadget en versions « conception » (à gauche) et interprétation (à droite).	117
Figure 59 : Détail des têtes des crayons de la zone nourricière.....	118
Figure 60 : Coupe xy au plan médian d'une géométrie TRIPOLI4 du cœur dans la configuration AMMON/Référence.....	119
Figure 61 : Géométries 1/6 d'assemblage RJH et cœur AMMON.	120
Figure 62 : Ecart AP2/T4-1 (%) de la distribution des taux de fission des plaques RJH (normalisés au taux de fission total de la zone expérimentale)	122
Figure 63 : Ecart des taux de fission normalisés entre le calcul APOLLO2 (B^2 nul) et le calcul TRIPOLI4 (2D) des crayons de la zone nourricière.....	123
Figure 64 : Motif élémentaire du réseau nourricier de pas hexagonal p. En bleu est représenté l'eau, en jaune et gris, le crayon et sa gaine de rayon r.....	126
Figure 65 : Position des génératrices de mesure des entrefers sur les assemblages.	131
Figure 66 : Profil axial de l'entrefer du canal 6 de l'assemblage STD03 selon les trois secteurs (valeurs moyennes sur trois génératrices).	131
Figure 67 : Histogramme représentant la distribution des tailles des entrefers et loi normale $N(1.896\text{mm} ; 50\mu\text{m})$	132
Figure 68 : Histogramme représentation la distribution des épaisseurs des gaines et la loi normale $N(0.39\text{mm} ; 10\mu\text{m})$	132
Figure 69 : Visualisation des objets "équation" d'un assemblage RJH par le script python. Les équations de type « arc de cercle » sont en bleu et les équations de type « segment » sont représentés en orange.	134
Figure 70 : Histogrammes des échantillons des entrefers, gaines et rayons externes.	135
Figure 71 : Répartition des points de coordonnées ($X_{\text{Entrefer}}, X_{\text{Gaine}}, X_{\text{Rext}}$).	136
Figure 72 : Effets en réactivité en fonction des valeurs des variables Entrefer, Gaine et Rayon extérieur.....	137
Figure 73 : Résidus en fonction des trois variables (Entrefer, Gaine et Rayon extérieur)	139

Figure 74 : Histogramme des effets en réactivité prédits par le méta-modèle pour 5000 simulations et comparaison des répartitions en boîte à moustache avec les simulations APOLLO2.....	139
Figure 75 : Distributions des variables aléatoires et des variables centrées réduites associées.....	140
Figure 76 : Répartition de la variance totale des plaques des assemblages standards et moniteur AMMON selon les trois variables : entrefer, gaine et rayon extérieur.....	141
Figure 77 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de ^{235}U	144
Figure 78 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de ^{238}U	144
Figure 79 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l'eau.	144
Figure 80 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections du fer.	144
Figure 81 : Profils de sensibilité AMMON/Référence et RJH à la section de fission et à la multiplicité de ^{235}U	145
Figure 82 : Profils de sensibilité AMMON/Référence et RJH à la section de capture de ^{238}U	145
Figure 83 : Configuration de l'état critique de référence.....	150
Figure 84 : Ecart (en %) ($\text{Calcul}_{(\text{TRIPOLI4})} / \text{Expérience} - 1$) de la puissance assemblage.	151
Figure 85 : Profil axial du taux de fission de la plaque 7, secteur II de l'assemblage démontable en position 001 mesuré par spectrométrie gamma (pic Xe) et simulé par TRIPOLI4.	152
Figure 86 : Distribution radiale des taux de fission des crayons nourriciers (les quatre crayons de normalisation sont indiqués par un N).....	153
Figure 87 : Ecart (en %) Calcul (TRIPOLI4) - Expérience des taux de fission des crayons de la zone nourricière.	154
Figure 88 : Mesure du taux de fission par chambre à fission (^{235}U) à l'emplacement 52_08 en fonction de l'axe z.	155
Figure 89 : Mesure du taux de fission par chambre à fission (^{235}U) à l'emplacement 49_11 en fonction de l'axe z.	156
Figure 90 : Profils de sensibilité de la réactivité à la section de fission de ^{238}U pour AMMON/Référence et RJH.....	158
Figure 91 : Coupe horizontale du réacteur MINERVE.....	174
Figure 92 : Coupe horizontale du massif Mélodie.	175
Figure 93 : Position des crayons utilisés pour la mesure de la capture ^{238}U	176
Figure 94 : début de la <i>FILE</i> 4 du ^9Be de JEFF-3.1.1. Deux points ($\mu ; f(\mu, E)$) sont donnés pour $E=E_1$:	186
Figure 95 : Paramètres de résonance de JEFF3.1.1 pour l'aluminium et les incertitudes obtenues avec CONRAD.....	189
Figure 96 : Matrice de corrélation de l'aluminium pour les réactions de diffusion élastique, diffusion inélastique et capture.....	190
Figure 97 : Spectre γ mesuré et identification des raies γ d'intérêt.....	191
Figure 98 : Effets en réactivité calculés des échantillons de calibration de la série OSMOSE en fonction de l'enrichissement en ^{235}U et la courbe de tendance associée.....	192
Figure 99 : Effet de l'enrichissement en ^{235}U sur la sensibilité de la réactivité à la section de fission de ^{235}U (en milieux infinis radialement et rapport de modération constant).	198

TABLE DES MATIÈRES

Figure 100 : Plan de chargement de la configuration de référence du programme AMMON (mesures axiales en bleu et crayons de normalisation en orange).	199
Figure 101 : Profil de sensibilités de la réactivité RJH et AMMON/REF à la section de diffusion inélastique à 15 groupes (calculs réalisés par TRIPOLI4).	200
Figure 102 : Profil de sensibilités de la réactivité RJH et AMMON/REF à la section de diffusion élastique à 15 groupes (calculs réalisés par TRIPOLI4).	200

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 : Réacteurs d'irradiation technologique européens en fonctionnement.	6
Tableau 2 : Incertitudes de validation - qualification garanties, Best Estimate et cibles pour les principaux paramètres neutroniques du RJH.	13
Tableau 3 : Enrichissement en ^{235}U et teneur en ^{10}B des échantillons de calibration (OSMOSE et Crédit Burnup). L'échantillon 08 (ETAL08) est placé dans le train bas de la canne.	16
Tableau 4 : Résultats expérimentaux des oscillations des échantillons de calibration avec l'incertitude de mesure.	19
Tableau 5 : Résultats expérimentaux des oscillations des échantillons Valmont avec l'incertitude de mesure.	19
Tableau 6 : Taux de conversion modifiés du crayon Valmont et de crayons UO_2 des réseaux Valmont et homogène.	21
Tableau 7 : Taux de conversion (C8/F) modifiés des échantillons Valmont (dépouillé avec la bibliothèque ENDF/B-VI.8).	21
Tableau 8 : Synthèse des techniques de spectrométrie γ utilisées pour le programme AMMON.	29
Tableau 9 : Incertitudes cibles et réalisées lors du programme AMMON en configuration de référence.	30
Tableau 10 : Récapitulatif des différentes réactions neutron – noyau.	33
Tableau 11 : Synthèse des contributions des mécanismes de réaction nucléaires aux différentes sections efficaces.	39
Tableau 12 : Effets en réactivité des perturbations des sections de fission et de capture de ^{235}U avec TRIPOLI4 et HORUS3D/N V4.0.	62
Tableau 13 : Exemples de MF pour le format ENDF-6.	64
Tableau 14 : Incertitudes <i>a priori</i> et <i>a posteriori</i> sur les sections de capture, de fission et le ν de ^{235}U dans le domaine thermique.	66
Tableau 15 : Incertitudes multigroupes sur le spectre de fission prompt de ^{235}U	68
Tableau 16 : Bilan des incertitudes multigroupes pour la section de diffusion du ^9Be	74
Tableau 17 : Les principales réactions de l'aluminium.	78
Tableau 18 : Valeurs de la section (à 2200 m/s et section moyenne) totale, de la capture radiative et de la diffusion élastique pour les principales évaluations de l'aluminium et écarts à JEFF-3.1.1. (Les évaluations RUSFOND-2010 et ENDF/B-VII ne sont pas présentées car identiques à celle de JEFF-3.1.1 pour ^{27}Al)	79
Tableau 19 : Paramètres du modèle optique déterminés avec CONRAD.	82
Tableau 20: Comparaison de la section efficace totale de ^{27}Al (15 groupes).	82
Tableau 21 : Incertitudes relatives (%) sur les sections efficaces multigroupes de l'aluminium (les valeurs entre crochet [.] sont celles recommandées par l'évaluation ENDF-B/VI).	84
Tableau 22 : Incertitudes (1σ) de la réactivité du RJH ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 19.75% et 27%) dues aux sections efficaces (le signe (–) signifie une anti-corrélation).	86

Tableau 23 : Estimation des incertitudes de la réactivité due au spectre de fission prompt de l' ²³⁵ U pour RJH (combustible enrichi à 19.75% et 27%).	87
Tableau 24 : Effets en réactivité des modifications des distributions angulaires du ⁹ Be (avec l'incertitude de convergence à 1σ).	88
Tableau 25 : Effets en réactivité des modifications des distributions angulaires de l' ²⁷ Al (avec l'incertitude de convergence à 1σ).	89
Tableau 26 : Synthèse des incertitudes dues aux données nucléaires sur la réactivité du RJH U ₃ Si ₂ Al (19.75% et 27%).	91
Tableau 27 : Paramètres et évolutions des schémas de calcul lors de la mise à jour de l'interprétation.	95
Tableau 28 : Ecarts APOLLO2 / TRIPOLI4 des taux de conversion modifiés dans le réseau Valmont et le réseau Homogène.	95
Tableau 29 : Ecarts APOLLO2 / TRIPOLI4 des taux de conversion modifiés des échantillons Valmont.	96
Tableau 30 : Coefficients de la correction de longueur pour les échantillons des séries OSMOSE, Crédit-BurnUp et Valmont avec le schéma de référence SHEM/MOC (l'échantillon Apur est la référence).	98
Tableau 31 : Valeurs des coefficients pour la correction de bout calculés avec PIMS/SHEM/CEA2005V4.1	100
Tableau 32 : Coefficients directeurs des droites de calibration.	105
Tableau 33 : Comparaison Calcul / Expérience des taux de conversion modifiés TRIPOLI4 selon l'évaluation utilisée (JEF-2.2 ou JEFF-3.1.1) dans les réseaux Valmont et Homogène (les valeurs expérimentales ont été dépouillées avec ENDF/B-VI.8).	106
Tableau 34 Comparaison Calcul / Expérience des taux de conversion modifiés TRIPOLI4 selon l'évaluation utilisée (JEF-2.2 ou JEFF-3.1.1) des échantillons Valmont (les valeurs expérimentales ont été dépouillées avec ENDF/B-VI.8).	107
Tableau 35 : Synthèse des écarts Calculs-Expérience de l'effet en réactivité des oscillations des échantillons Valmont pour différents calculs.	107
Tableau 36 : Incertitudes sur les sections (capture, diffusion, ν et fission) de l' ²³⁵ U <i>a posteriori</i> et <i>a priori</i> de l'expérience VALMONT avec JEF-2.2 et JEFF-3.1.1.	114
Tableau 37 : Effets en réactivité des corrections apportées à la modélisation du cœur AMMON/Référence dans Gadget.	118
Tableau 38 : Incertitudes sur le poids des poudres selon les plaques.	128
Tableau 39 : valeurs spécifiées et mesurées des principaux paramètres géométriques des assemblages AMMON.	129
Tableau 40 : Impact sur la réactivité du cœur AMMON/Référence des incertitudes technologiques des assemblages RJH.	130
Tableau 41 : Paramètres des lois normales décrivant les variables aléatoires pour les 6 assemblages périphériques.	133
Tableau 42 : Valeurs des coefficients de Sobol.	141
Tableau 43 : Synthèse des sources d'incertitude de la réactivité du cœur AMMON/Référence dues aux incertitudes technologiques.	143
Tableau 44 : Comparaison des sensibilités totales (de capture et de fission) de l' ²³⁵ U selon le schéma utilisé.	144

Tableau 45 : Répartition en fonction des zones, des sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l' ²³⁵ U et de l' ²³⁸ U.....	146
Tableau 46 : Répartition entre les deux zones du vecteur de sensibilité à la fission de l' ²³⁵ U.....	146
Tableau 47 : Incertitudes de la réactivité d'AMMON/Référence (1σ) dues aux sections efficaces (le signe (-) signifie une anti-corrélation).	147
Tableau 48 : Incertitudes provenant de la zone nourricière (Z _{Nour}) et de la zone expérimentale (Z _{Exp}) pour les sections de l' ²³⁵ U et de l' ²³⁸ U.....	148
Tableau 49: Effets en réactivité sur le cœur AMMON/Référence des modifications sur les distributions angulaires de l' ²⁷ Al.	148
Tableau 50 : Laplacien axiaux de la zone nourricière venant des mesures par chambre à fission et simulation TRIPOLI4.....	155
Tableau 51 : Représentativités partielles AMMON/RJH selon les isotopes et les réactions.	158
Tableau 52 : Incertitudes <i>a priori</i> de la réactivité d'AMMON/Référence et RJH (1σ) dues aux données nucléaires (le signe (-) signifie une anti-corrélation).	161
Tableau 53 : Caractéristiques géométriques des échantillons OSMOSE, CBU et Valmont utilisés ainsi que des crayons Valmont et MINERVE II.....	177
Tableau 54 : Caractéristiques géométriques des gaines.	177
Tableau 55 : Valeurs des corrections de longueur pour chaque schéma de calcul selon les échantillons OSMOSE, Crédit-BurnUp et Valmont.....	193
Tableau 56 : Bilan des incertitudes. L'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes technologiques, expérimentales, des corrections et de la calibration.	194
Tableau 57 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de fission de l' ²³⁵ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	201
Tableau 58 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité au nu de l' ²³⁵ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).	201
Tableau 59 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de capture de l' ²³⁵ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	202
Tableau 60 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de diffusion P0 de l' ²³⁵ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	202
Tableau 61 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de fission de l' ²³⁸ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	203
Tableau 62 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité au nu de l' ²³⁸ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).	203
Tableau 63 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de capture de l' ²³⁸ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	204
Tableau 64 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de diffusion P0 de l' ²³⁸ U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).....	204

INTRODUCTION

La stratégie énergétique française basée sur une production d'électricité d'origine nucléaire a été adoptée suite aux chocs pétroliers des années 70. Depuis, les 58 Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) français fournissent plus de 75% de la production d'électricité.

Face au vieillissement des centrales et aux besoins croissants en énergie, l'industrie nucléaire doit rester compétitive. Le développement d'une nouvelle génération de réacteur et le soutien à l'industrie nucléaire créent une demande de recherche en simulations et expérimentations. Les phénomènes physiques se déroulant lors de l'irradiation de matériaux sont d'une telle complexité que la simulation ne suffit pas et la compréhension même de la physique en jeu n'est pas toujours acquise. C'est pourquoi, l'irradiation expérimentale de matériaux est essentielle pour l'étude du vieillissement, du comportement en situation normale, incidentelle et accidentelle de réacteurs existants ou en projet. Les réacteurs d'irradiation technologique (MTR) remplissent ce rôle. Le Réacteur Jules Horowitz (RJH), projet mené par le CEA, doit garantir la continuité de ce type d'installation au niveau européen sachant que la plupart des réacteurs d'irradiation en Europe sont en fin de vie.

Les études de conception et de sûreté ainsi que l'exploitation de ce réacteur demandent un outil de simulation adapté et fiable. Cet outil, appelé de manière générique formulaire, est l'ensemble des codes et des données permettant la simulation d'un type de réacteur dans certaines limites de fonctionnement. Les formulaires de calcul déjà existant comme celui pour les réacteurs à eau légère et celui des cœurs de propulsion navale militaire ne peuvent s'appliquer au RJH du fait de ses spécificités. Ainsi, le formulaire HORUS3D/N dédié aux études neutroniques de conception et de sûreté du RJH est en développement au CEA depuis une dizaine d'années.

La maîtrise des paramètres de pilotage du cœur permet de dégager des marges de fonctionnement pour l'exploitant. De plus, l'argumentaire de sûreté doit être étayé par des calculs fiables. Donc il est nécessaire, pour le RJH, d'avoir un formulaire dont les incertitudes sur les paramètres de fonctionnement et de sûreté soient maîtrisées et évaluées au mieux.

On distingue différentes sources d'incertitude :

- les incertitudes dues aux données nucléaires. Ce sont des incertitudes associées aux données des évaluations de données nucléaires,
- les incertitudes venant des approximations utilisées par les codes déterministes de calcul neutronique (modélisation multigroupe, stratégie d'autoprotection, approximation de la diffusion ...),
- les incertitudes venant des données technologiques comme l'incertitude sur le bilan matière ou les dimensions géométriques des composants du cœur (tolérances mécaniques et de fabrication),
- les incertitudes sur les paramètres de fonctionnement (température, pression...).

La détermination des incertitudes technologiques et des incertitudes de fonctionnement sont à la charge de l'exploitant. Pour l'élaboration d'un formulaire de calcul, les incertitudes venant des approximations faites par les codes sont déterminées par la validation (comparaison des calculs avec des calculs de référence ne faisant pas ou peu d'approximation) et les biais et les incertitudes venant des données nucléaires par la comparaison des calculs avec l'expérience. Cette dernière étape est la

qualification du formulaire. En considérant les biais introduits par le code, les écarts observés lors de la confrontation des résultats de calcul avec l'expérience résultent des données nucléaires.

Le RJH étant un objet unique et très spécifique, il n'existait pas de base de données expérimentales permettant la qualification neutronique d'HORUS3D/N. C'est pourquoi le CEA a mené les programmes expérimentaux VALMONT et AMMON.

L'objectif du programme VALMONT (dans le réacteur MINERVE) est la qualification des données nucléaires pour le calcul du poids en réactivité du combustible uranium-molybdène-aluminium (UMoAl) enrichi à 19.75% en ^{235}U , initialement envisagé pour le RJH.

Le programme AMMON (dans le réacteur EOLE) a pour but la qualification globale du formulaire neutronique par la confrontation des résultats de calcul avec des expériences représentatives du RJH.

Dans ce contexte de qualification du formulaire HORUS3D et de détermination des incertitudes, la maîtrise des biais et incertitudes sur la réactivité, paramètre neutronique clé du RJH, dégagera des marges de fonctionnement pour l'exploitant tout en assurant à l'autorité de sûreté la maîtrise du niveau de criticité du cœur.

Ce travail de recherche s'inscrit dans cette démarche et l'objectif est la détermination, la maîtrise et si possible la réduction des biais et incertitudes de la réactivité du cœur RJH en début de vie venant des données nucléaires. Il est réalisé en plusieurs étapes.

La première consiste en **l'estimation des incertitudes de la réactivité du RJH *a priori*** d'expériences. Les matrices de covariances, contenant les incertitudes et les corrélations des données nucléaires, et les sensibilités de la réactivité à ces paramètres sont indispensables pour le calcul des incertitudes. Ces éléments constituent le point de départ de la propagation des incertitudes.

Ensuite l'interprétation des mesures du programme VALMONT va permettre la **qualification élémentaire des données nucléaires relatives au combustible du RJH** et un retour sur les covariances de ces données nucléaires dans le but de la maîtrise des incertitudes.

Enfin, la qualification globale apportée par le programme AMMON suite à une transposition permet la détermination des incertitudes *a posteriori* sur la réactivité du cœur du RJH.

De façon à couvrir l'ensemble de la problématique, ce document est organisé en cinq parties.

La première partie présente le Réacteur Jules Horowitz, le contexte et les raisons qui ont mené à sa conception, le formulaire de calcul neutronique HORUS3D/N et ses principales caractéristiques, ainsi que les programmes expérimentaux associés à la qualification d'HORUS3D/N : VALMONT et AMMON. Ces deux programmes se déroulant respectivement dans les réacteurs MINERVE et EOLE, une présentation des réacteurs est ensuite abordée avec un rappel des techniques expérimentales utilisées lors du déroulement des programmes.

Ensuite, après un rappel théorique de physique nucléaire et des codes de simulation neutronique qui seront employés, les techniques de propagation et de transposition d'incertitude sont exposées. Ces méthodes sont basées sur l'approche bayésienne qui permet de prendre en compte l'apport de la qualification d'expériences intégrales à un cas *a priori*. La méthode de ré-estimation des données nucléaires permettra de maîtriser les biais et incertitudes sur les données nucléaires. La méthode de la représentativité sera utilisée pour transposer les biais et incertitudes sur la réactivité du cas AMMON/Référence au cas du RJH.

La détermination des incertitudes *a priori* dues aux données nucléaires sur la réactivité du RJH est l'objet de la troisième partie. La sélection et la constitution des matrices de variance-covariance sont les résultats d'un travail rigoureux sur les incertitudes des données nucléaires. Un travail important de marginalisation rétroactive a été effectué, avec pour but, la détermination d'une matrice de variance-covariance des sections de l'aluminium, élément très présent dans le RJH, pour la détermination des incertitudes du réacteur. De plus, les matrices des différents isotopes présents dans RJH sélectionnées pour cette étude sont présentées et analysées.

Dans la quatrième partie, les mesures d'oscillations d'échantillons de combustibles en uranium-molybdène lors du programme VALMONT font l'objet d'une interprétation fine. L'interprétation des oscillations à partir de différents schéma de calcul utilisant le code APOLLO2 (correspondant à différentes versions du formulaire HORUS3D/N) permettra la comparaison des deux bibliothèques de données nucléaires - JEF-2.2 et JEFF-3.1.1 – et des options de calcul. De plus, par rapport à la dernière interprétation, une méthode optimisée de dépouillement des signaux expérimentaux et l'utilisation des dernières techniques de calcul en matière d'interprétation d'oscillation (calibration, propagation des incertitudes) dans le réacteur MINERVE sont utilisées. Les écarts calcul-expérience observés à la suite de l'interprétation et imputables aux données nucléaires permettront de vérifier la pertinence de l'évaluation JEFF-3.1.1.

Enfin dans la cinquième partie, on interprète les mesures réalisées dans le programme AMMON/Référence à l'aide d'un schéma de calcul de référence basé sur le code Monte Carlo TRIPOLI4 et la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1. La quantification fine des incertitudes sur la réactivité du cœur AMMON dues aux données technologiques est étudiée notamment celle concernant les assemblages RJH par l'utilisation d'une méthode statistique innovante. De plus, les incertitudes dues aux données nucléaires ont aussi été déterminées pour le cœur AMMON/Référence. Sur la base des écarts calcul/expérience et des incertitudes citées ci-dessus, la transposition via la méthode de la représentativité est ensuite réalisée, au cas du RJH, pour les biais et incertitudes sur la réactivité dus aux données nucléaires. Une réduction de ces incertitudes est attendue et in fine un gain sur la longueur de cycle du réacteur.

PARTIE I :
PROGRAMMES EXPÉRIMENTAUX EN SOUTIEN À LA
QUALIFICATION DES OUTILS DE CALCUL NEUTRONIQUE
DU RJH

Cette partie traite du Réacteur Jules Horowitz (RJH), du contexte et des besoins qui ont aboutis à la conception du RJH jusqu'au formulaire de calcul associé pour les études de conception et de sûreté du réacteur. L'argumentaire pour le rapport de sûreté de la future installation requiert la maîtrise des biais et incertitudes. Or, les spécificités neutroniques du réacteur, imposées par les exigences des expérimentations à mener, requièrent un formulaire de calcul unique qui ne pouvant s'appuyer sur une base de qualification existante, nécessite des programmes expérimentaux dédiés. Le plan de qualification neutronique d'HORUS3D est constitué des programmes expérimentaux VALMONT et AMMON dont les caractéristiques sont présentées ensuite. Une attention particulière est portée sur la description, les résultats expérimentaux et les techniques de mesures des oscillations du programme VALMONT et de la configuration de référence du programme AMMON.

A LE RÉACTEUR JULES HOROWITZ

A.1 Contexte

Les matériaux de structure et le combustible d'un réacteur nucléaire sont placés dans un environnement très sollicitant. La durée de vie des centrales électrogènes est déterminée par la tenue sous irradiation de la cuve. Par ailleurs, les performances et la sûreté du cœur dépendent des propriétés des matériaux les constituant. Ainsi, la prévision du comportement des matériaux sous irradiation est une question de première importance. Cependant, les mécanismes mis en jeu (déformation, corrosion, tenue thermomécanique, migration des produits de fission ...) sont complexes et interdépendants. C'est pourquoi la simulation et les expériences servant à la compréhension de ces mécanismes ne suffisent pas à la qualification des matériaux. Les réacteurs d'irradiation technologiques (Material Testing Reactors) permettent de reproduire des conditions d'irradiation similaires à celles du fonctionnement nominal et en situation accidentel des réacteurs de puissance afin d'y soumettre les matériaux à tester. Ces réacteurs polyvalents offrent de nombreuses possibilités d'expérimentations et sont indispensables au développement et au maintien d'une filière nucléaire. Ils restent toutefois coûteux et peu de réacteurs de ce type existent en Europe, ils ont été construits dans les années 60 et arrivent donc maintenant en fin de vie (Tableau 1).

Réacteur	Pays	Première divergence	Puissance
LVR15	République Tchèque	1957	10 MWth
HALDEN	Norvège	1960	19 MWth
HFR	Pays-Bas	1961	45 MWth
BR2	Belgique	1963	60 MWth
OSIRIS	France	1966	70 MWth

Tableau 1 : Réacteurs d'irradiation technologique européens en fonctionnement.

Afin d'assurer la continuité des réacteurs d'irradiation technologiques européens, la construction du RJH sur le site de Cadarache a été décidée par le CEA et financée par un consortium de partenaires internationaux (constitué d'industriels et d'organismes de recherche). Le RJH, dont la divergence est prévue pour novembre 2016, pourra accueillir, en moyenne, une vingtaine d'expériences simultanément. Le flux rapide fourni dans le cœur (de 5.10^{14} n.cm⁻².s⁻¹ à 6.10^{14} n.cm⁻².s⁻¹) permettra d'étudier l'endommagement des matériaux (environ 7 fois plus important que dans un réacteur à eau électrogène). Un fort flux thermique (jusqu'à $5.5 \cdot 10^{14}$ n.cm⁻².s⁻¹) en réflecteur servira à l'étude du comportement du combustible sous conditions nominales, incidentelles et accidentelles (rampes de puissance afin de simuler un transitoire de réactivité). Enfin, le RJH couvrira 25% à 50% de la demande européenne en radio-isotopes pour la médecine et permettra la production de silicium dopé par transmutation neutronique (NTD) pour l'électronique de puissance.

A.2 Description du cœur et du réflecteur

Pour que le RJH puisse répondre aux besoins que doivent remplir les MTR, il possède certaines caractéristiques techniques qui imposent des spécificités technologiques :

- Un flux neutronique rapide important en cœur implique une forte densité de puissance et donc :
 - un cœur de petite taille ($\sim \varnothing 60\text{cm} \times 60\text{cm}$)
 - une puissance élevée de fonctionnement ($100 \text{ MW}_{\text{th}}$)
- Une grande capacité expérimentale en réflecteur et en cœur (voir Figure 1 et Figure 2):
 - La présence de systèmes à déplacements (pour l'étude de transitoires et l'adaptation de la puissance) et de nombreux emplacements fixes en réflecteur
 - Un réflecteur en béryllium pour limiter les fuites neutroniques
 - Des assemblages circulaires avec la possibilité d'accueillir un dispositif expérimental au centre
- Une durée de cycle entre 25 et 30 JEPP¹ et donc un combustible enrichi en ^{235}U pour atteindre les performances de haut flux, tout en restant non proliférant (combustible UFE²): l'UMoAl enrichi à 19.75% en ^{235}U a été retenu. Cependant l'irradiation de ce combustible dans OSIRIS a conduit à identifier un comportement thermo-mécanique anormal, incompatible en l'état avec une utilisation pour le RJH ; les travaux de mise au point de ce combustible se poursuivent en particulier en France et aux Etats-Unis. Un combustible de repli en $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ a donc été choisi en attendant la qualification thermomécanique de l'UMoAl. L' $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ présente cependant une concentration en uranium moindre (4.8 gU/cm^3 pour l' $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ alors que l'UMoAl atteint 8 gU/cm^3). Un enrichissement plus important (27% en ^{235}U) est donc nécessaire pour assurer la même durée de cycle avec un fonctionnement à $100 \text{ MW}_{\text{th}}$ (pour conserver la même durée de cycle, un enrichissement à 19.75% imposerait un fonctionnement à $70 \text{ MW}_{\text{th}}$).

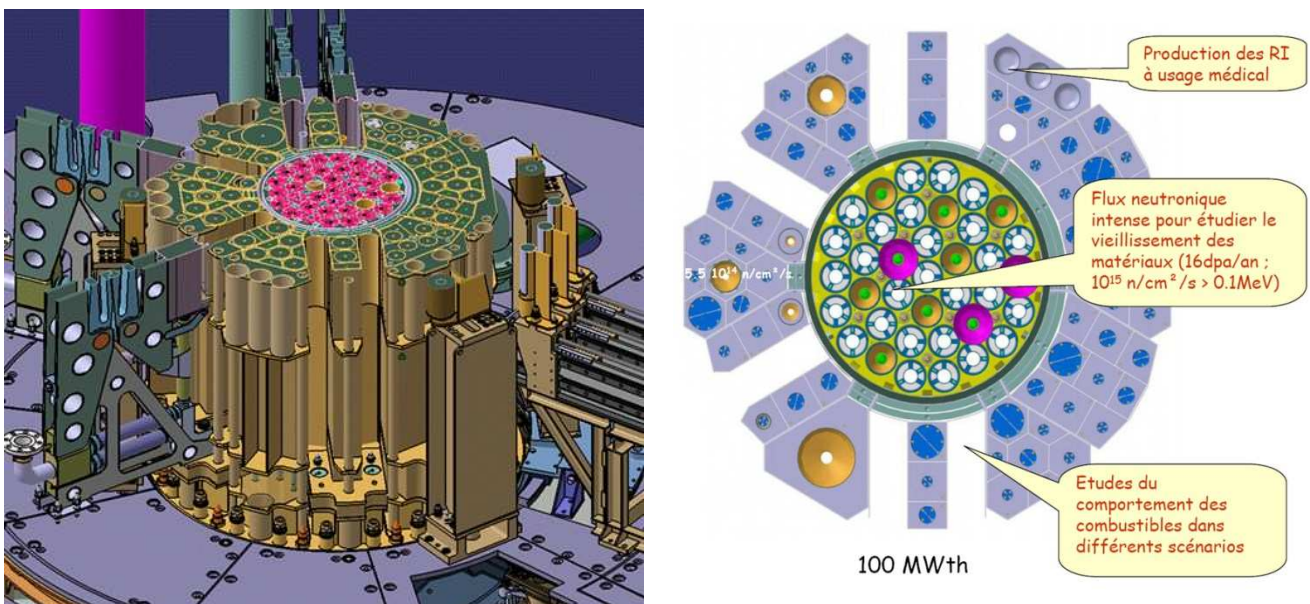


Figure 1 : Représentation isométrique et coupe du cœur et du réflecteur du RJH.

¹ Jour Equivalent Pleine Puissance

² Uranium Faiblement Enrichi (en anglais LEU : Low-Enriched Uranium), combustible dont l'enrichissement en ^{235}U est $< 20\%$ et est considéré comme non proliférant contrairement au combustible UHE (Uranium Hautement Enrichi, en anglais : HEU Highly Enriched Uranium)

De plus, la grande densité de puissance du cœur oblige une circulation rapide du caloporteur pour un refroidissement efficace du combustible. Une géométrie à plaques a donc été retenue pour le combustible avec une vitesse moyenne d'écoulement du caloporteur de 14.7 m.s^{-1} permettant un fonctionnement à basse température ($<40 \text{ °C}^3$) et à faible pression (de 7 à 16 bars). L'aluminium a été choisi pour les gaines et la matrice du combustible pour sa bonne conductivité thermique, sa faible absorption neutronique et ses propriétés mécaniques satisfaisantes à basse température.

Le design du RJH est défini pour les études de conception par la maîtrise d'œuvre (AREVA-TA) en accord avec le CEA. Les principales caractéristiques du cœur intéressant les études neutroniques sont décrites dans la suite.

A.2.1 Le Cœur et le réflecteur

Le cœur du RJH est constitué d'un casier en aluminium de 60 cm de diamètre contenant 37 alvéoles pour les éléments combustibles (98.6mm de diamètre) et possédant 12 emplacement supplémentaires de diamètre 34 mm pouvant accueillir des mandrins en aluminium (Figure 2), des barres d'absorbant, de l'instrumentation ou la source de démarrage.

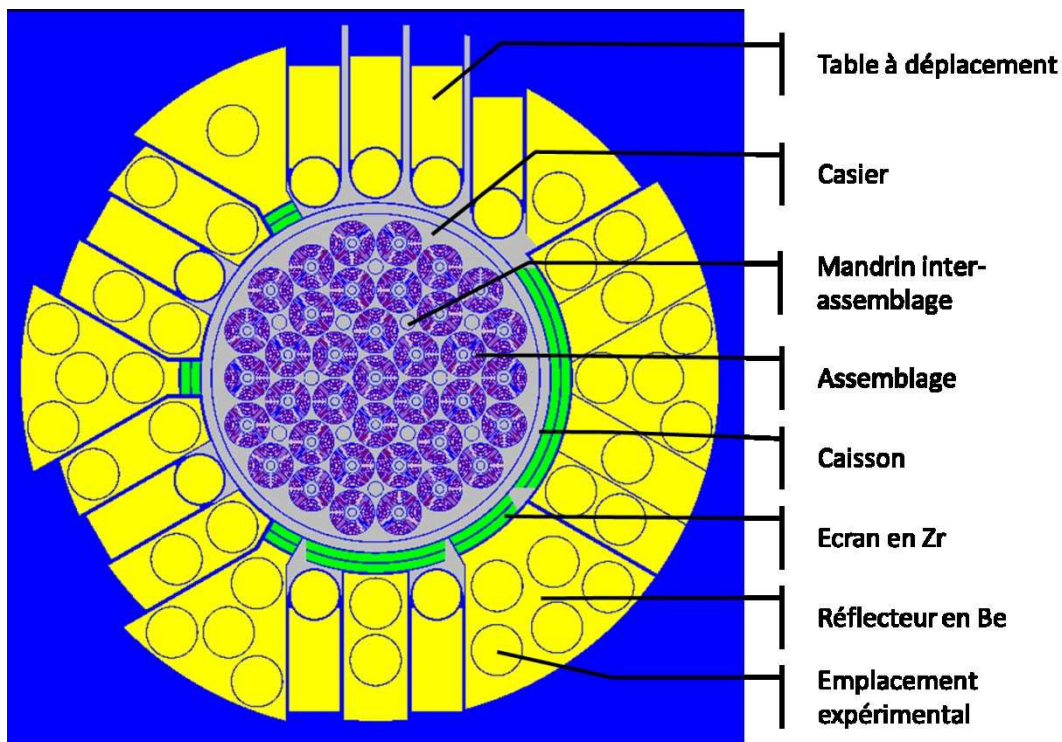


Figure 2 : Coupe radiale du cœur et du réflecteur du RJH (modélisation TRIPOLI4).

Le réflecteur est composé de blocs de béryllium⁴ séparés par des lames d'eau. Il peut accueillir un grand nombre d'expériences simultanément en enlevant les bouchons en béryllium. Des écrans gammas en zirconium sont présents entre la virole et le réflecteur afin de protéger les blocs de béryllium de l'échauffement et de l'endommagement occasionné par la réaction (γ, n).

A.2.2 L'Assemblage Combustible

L'assemblage combustible de type RJH est constitué de 3x8 plaques cintrées en $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$, gainées en AlFeNi (Aluminium (96% massique) avec environ 1% de Fer, 1% de Nickel et 1% de Magnésium).

³ 20°C en entrée et 40°C à la sortie

⁴ Le béryllium va subir un empoisonnement au lithium au fur et à mesure de l'irradiation. Le découpage en blocs facilite le remplacement ou le repositionnement du réflecteur.

Les plaques sont maintenues par des raidisseurs en aluminium. L'épaisseur des plaques est de 1.37mm dont 0.61mm d'épaisseur d'âme combustible. Les entrefers (espaces entre les plaques) ont une épaisseur de 1.95mm. Le diamètre interne de la première plaque (P1) est de 44mm et le diamètre externe de la dernière plaque (P8) est de 93.22 mm. Le diamètre externe des assemblages est quant à lui fixé à 96.22 mm (bout du raidisseur). Ces dimensions sont regroupées sur la Figure 3.

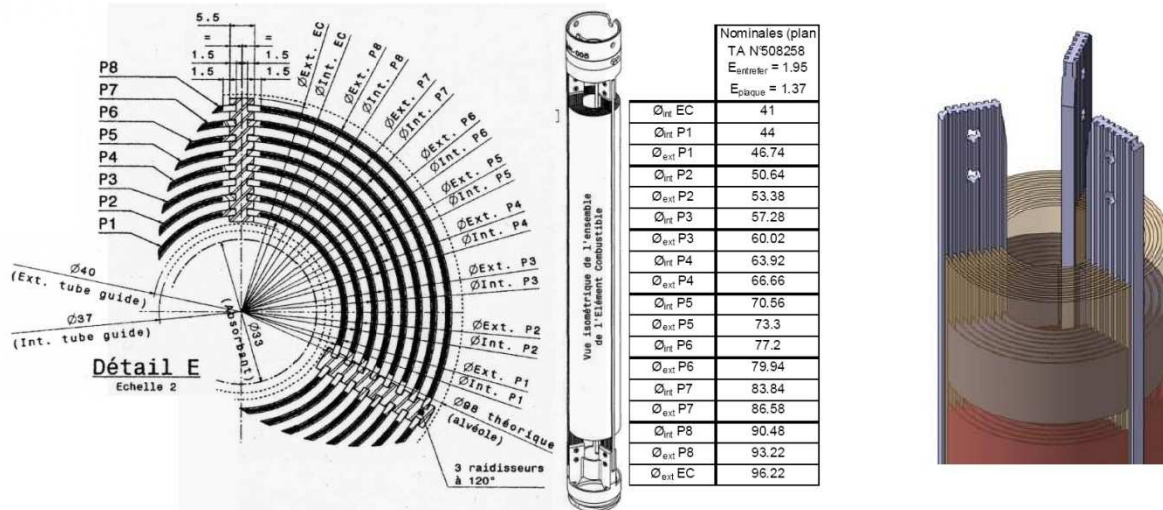


Figure 3 : Dimensions des assemblages RJH.

Les plaques combustibles ont une hauteur de 70 cm (Figure 4) dont 60 cm de hauteur active. Les 3 cm d'aluminium boré au-dessus du combustible limitent la remontée de flux thermique et donc l'échauffement en sortie de canal⁵ pour prévenir la crise d'ébullition.

Le combustible sélectionné est de l' U_3Si_2Al enrichi à 19.75% ou à 27% en ^{235}U . Sa température est prise à 20°C (arrêt à froid) ou à 100°C (fonctionnement nominal) pour les calculs. La température du modérateur est prise quant à elle à 20°C ou à 40°C.

Le tube guide, situé au centre de l'assemblage, contient soit un suiveur en aluminium (afin de ne pas avoir trop d'eau au centre des assemblages et d'éviter un fort gradient de puissance), soit une barre de contrôle en hafnium, soit un dispositif expérimental.

La configuration du RJH étudiée dans ce travail de thèse est décrite par la Figure 2. Elle comporte :

- 37 assemblages combustibles (U_3Si_2Al , avec un enrichissement massique en ^{235}U à 19.75% ou à 27%)
- aucune barre de contrôle (des suiveurs en aluminium sont présents au centre des assemblages)
- 12 mandrins aluminium dans les emplacements inter-assemblages du casier
- un réflecteur nu (aucun dispositif expérimental), les emplacements expérimentaux étant remplacés par des bouchons béryllium

⁵ Le modérateur, l'eau légère, circulera de bas en haut dans le cœur mais de haut en bas dans le réflecteur.

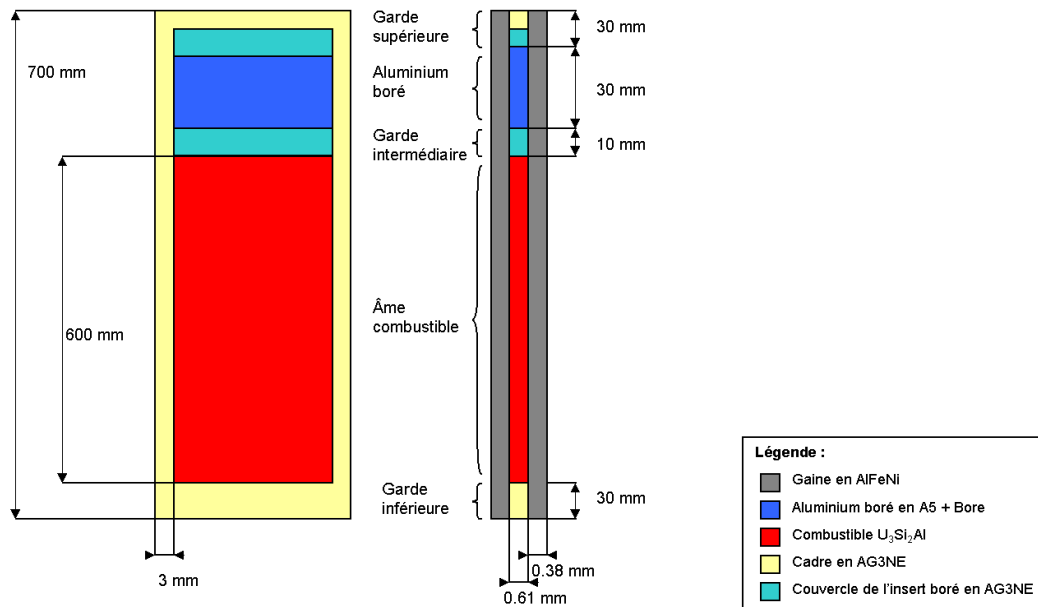


Figure 4 : Schéma d'une plaque RJH, de face et de côté (échelle non respectée).

Pour les premiers cycles, le cœur et le réflecteur ne comporteront aucun dispositif expérimental. De par sa géométrie particulière autant au niveau des assemblages que du réflecteur, des hétérogénéités axiales (aluminium boré en haut des plaques combustible, réflecteur plus haut que le cœur) et de son combustible spécial (U_3Si_2Al à 19.75% ou 27% d'enrichissement en ^{235}U), les schémas classiquement utilisés pour le calcul neutronique des réacteurs électrogènes français ne peuvent pas s'appliquer au RJH. Un nouveau schéma de calcul neutronique est donc dédié aux études de conception et de sûreté du RJH : HORUS3D/N (**H**orowitz **R**actor simulation **U**nified **S**ystem).

A.3 Le formulaire neutronique associé : HORUS3D/N

Le formulaire de calcul du RJH, HORUS3D, est utilisé pour les études de conception et de sûreté du réacteur. HORUS3D comporte :

- une partie Neutronique (**N**) et Photonique (**P**)
- une partie Thermohydraulique (**Th**) : étude thermohydraulique du cœur avec le code FLICA4.
- une partie Système (**Sys**) : étude thermohydraulique système c'est-à-dire les circuits dans leur ensemble comprenant le cœur, les échangeurs et la tuyauterie avec le code CATHARE2.
- une partie Cycle (**Cy**) : étude de la puissance résiduelle et de l'activité du combustible après déchargement avec les codes DARWIN et PEPIN.

Les formulaires de calcul de neutronique du CEA suivent un processus de Vérification, de Validation et de Qualification (VVQ, qui correspond dans un domaine industriel plus large au V&V-UQ : « Verification and Validation – Uncertainty Quantification » [1] [2]). Ces étapes se succèdent :

- **La Vérification** : Cette étape consiste à contrôler la programmation des codes et la vérification d'erreurs.

- **La Validation** consiste à comparer les résultats de calcul du formulaire déterministe aux résultats d'un calcul dit de référence. Les codes neutroniques de type Monte-Carlo utilisent des bibliothèques de sections efficaces ponctuelles et permettent une description en géométrie réelle des cœurs ; ils sont les références pour les calculs sans évolution du combustible. Cette étape de validation permet l'optimisation du formulaire et quantifie les approximations réalisées par le schéma (maillage énergétique, stratégie d'autoprotection, simplifications géométriques, homogénéisation, méthode de résolution ...). Le rapport de validation du formulaire regroupe l'ensemble des écarts obtenus avec les calculs de référence (donc les biais dus au schéma applicables au formulaire) et les incertitudes recommandés (par calcul, par retour d'expérience des différents formulaires existants, par avis d'experts ...).
- **La Qualification** est la confrontation des résultats de calcul à l'expérience. Cette étape met en exergue les biais du schéma venant des données nucléaires et technologiques, pour l'ensemble des grandeurs neutroniques d'intérêt. Les programmes expérimentaux dédiés permettent la constitution d'une base de données expérimentale pour tous ces paramètres. Ils sont donc indispensables dans le cas de réacteurs innovants.

Les marges sur les paramètres de conception et d'exploitation dépendent, entre autres, des incertitudes. Celles-ci doivent être estimées au plus juste et maîtrisées. Pour cela, la transposition d'incertitudes au cœur étudiée, à partir d'expériences dédiées, se fait sur la base de schémas validés puis qualifiés. De plus, l'expression de besoins détermine les biais et incertitudes cibles et donc le processus de validation et qualification avec les expériences associées. Ce processus itératif est résumé sur la Figure 5.

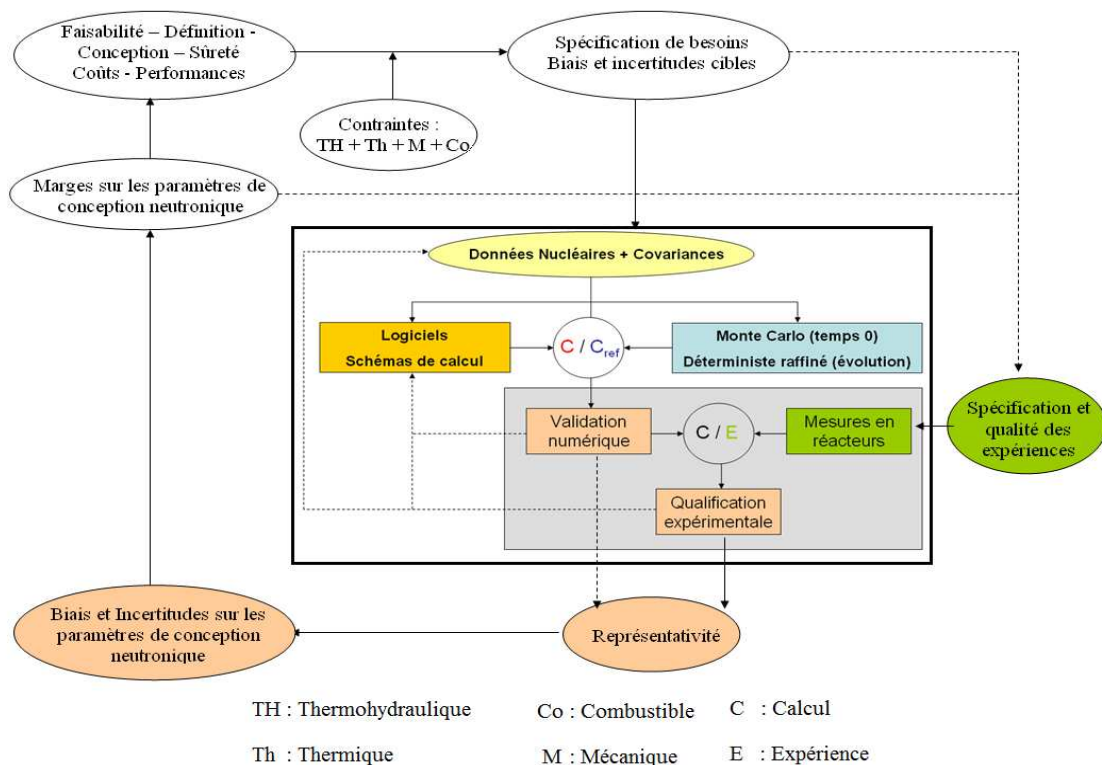


Figure 5 : Synoptique du processus de Validation/Qualification/Détermination des incertitudes.

Le Laboratoire de Projets Nucléaires (LPN) du Service de Physique des Réacteurs et du Cycle (SPRC), au sein du Département d'Etudes des Réacteurs, a en charge le développement, la validation et la qualification des parties Neutronique, Photonique et Cycle du formulaire [3].

La partie neutronique du formulaire, HORUS3D/N, repose sur les codes de simulation neutronique du CEA : APOLLO2 [4] et CRONOS2 [5] (cf. partie II, §A.2). Il permet de déterminer les paramètres neutroniques du cœur quelles que soient les configurations et le chargement expérimental, et servira à l’instruction du rapport de sûreté du RJH. La version actuelle de formulaire (HORUS3D/N V4.0) utilisée pour ce travail repose sur la bibliothèque de données nucléaires CEA2005 V4.1 (basée sur l’évaluation internationale JEFF-3.1.1 [6]). La validation du formulaire est assurée par comparaison avec le code stochastique TRIPOLI4. Le formulaire comprend donc un rapport de validation en plus des codes, des jeux de données et des bibliothèques de données nucléaires. A l’issue du programme expérimental AMMON, un dossier de qualification complet fera partie du formulaire.

L’étape de validation d’HORUS3D/N V4.0, menée en parallèle des travaux de thèse par les équipes du CEA, a conduit à la détermination des biais et incertitudes de schéma applicables aux paramètres neutroniques d’intérêt. Concernant la réactivité du cœur RJH sans barre de contrôle et avec un réflecteur nu, les biais et incertitudes sont de :

- 135 ± 15 pcm à 3D pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 27% en ^{235}U

- 188 ± 15 pcm à 3D pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 19.75% en ^{235}U

Le travail de thèse présenté dans la suite de ce document porte sur l’étape de qualification du formulaire de calcul HORUS3D/N, et plus spécifiquement sur la détermination des biais et incertitudes sur la réactivité du RJH dus aux incertitudes sur les données nucléaires. Ce travail s’appuiera sur des programmes expérimentaux dédiés.

Le programme VALMONT participe à la qualification élémentaire des données nucléaires du combustible du RJH par l’oscillation d’échantillons en UMoAl dans le réacteur MINERVE.

Le programme expérimental AMMON, permettant de reproduire un réseau de 7 assemblages RJH au centre du cœur, va conduire à une qualification globale du formulaire.

Les incertitudes ciblées après l’interprétation du programme AMMON et la transposition de ces incertitudes sur les paramètres du RJH sont regroupées dans le tableau 2.

Concernant la réactivité, l’incertitude garantie (utilisée pour démarrer les études de conception) est de ± 2000 pcm (2σ).

Après une étape de validation et une interprétation préalable du programme VALMONT [7] avec l’ancienne version de formulaire HORUS3D/N V3.1, basée sur l’évaluation JEF2.2, le biais et l’incertitude best-estimate (retenus pour le rapport provisoire de sûreté du RJH) sur la réactivité sont respectivement de -200 pcm et ± 1200 pcm (2σ). La reprise de l’interprétation du programme VALMONT, sur la base de la nouvelle version de formulaire HORUS3D/N V4.0 et de sa bibliothèque de données nucléaires CEA2005 V4.1 (basée sur JEFF3.1.1), sera présentée en partie IV. Elle permettra de ré-évaluer l’incertitude best-estimate sur la réactivité du RJH.

In fine, et dans le cadre de la défense du rapport de sûreté définitif du RJH, l’incertitude cible maximale visée après l’interprétation du programme AMMON est de ± 500 pcm (2σ). Ceci fera l’objet de la partie V de ce document.

	Biais et Incertitudes de validation – qualification (2σ)		
	Garanties	Best Estimate (HORUS3D/N V3.1)	Valeurs maximum ciblées après AMMON ⁶
Réactivité	± 2000 pcm	-200 pcm ± 1200 pcm	± 500 pcm
Pic de Puissance	$\pm 10\%$	$\pm 7\%$	$\pm 5\%$
Flux :			
Rapide perturbé en cœur	$\pm 20\%$	$+ 12\% \pm 4\%$	$\pm 10\%$
Thermique perturbé en cœur	$\pm 20\%$	$+ 8\% \pm 4\%$	$\pm 10\%$
Non perturbé	$\pm 20\%$	$\pm 7\%$	$\pm 10\%$
Poids des absorbants	$\pm 10\%$	$\pm 8\%$	$\pm 5\%$
Poids des dispositifs	$\pm 10\%$	$\pm 10\%$	$\pm 10\%$

Tableau 2 : Incertitudes de validation - qualification garanties, Best Estimate et cibles pour les principaux paramètres neutroniques du RJH.

Les deux chapitres suivants présentent de façon détaillée les programmes expérimentaux VALMONT et AMMON, les techniques de mesure utilisées et les principaux résultats obtenus. Leur interprétation sera présentée en partie IV et V.

B LE PROGRAMME VALMONT

Le programme VALMONT (Validation du combustible Aluminium MOlybdène pour la NeuTronique) s'est déroulé dans le réacteur MINERVE entre 2003 et 2004, il comprenait des mesures d'oscillations d'échantillons contenant tout ou partie du combustible UMoAl, pour une qualification élémentaire du calcul neutronique de ce nouveau combustible et pour une transposition vers le RJH afin de maîtriser l'incertitude best-estimate sur la réactivité en début de vie. L'étude d'interprétation a été réalisée début 2006 et une interprétation mise à jour avec de nouveaux paramètres et de nouvelles méthodologies est l'objet de la publication [8] et de la partie IV de ce travail.

Le programme est constitué :

- de mesures d'effets en réactivité d'échantillons par la technique d'oscillation
- de mesures de taux de conversion modifié, réalisées par spectrométrie gamma sur un crayon combustible annulaire UMoAl enrichi à 19,75 % en ²³⁵U (dit *crayon Valmont*) et des crayons UO₂, ainsi que sur certains échantillons.

Après une brève description du réacteur MINERVE, on donne les résultats des mesures d'oscillation et de spectrométrie gamma, en détaillant le protocole de mesure et de traitement des données expérimentales.

B.1 Le réacteur MINERVE

MINERVE [9] est un réacteur piscine de puissance maximale de 80 W (refroidissement par convection naturelle) dédié à l'étude neutronique de matériaux et à la qualification des données nucléaires de base et à certaines grandeurs neutroniques intégrales (longueur de cycle, Doppler...).

Le réacteur est constitué de deux parties (cf. Figure 91 en annexe A) :

⁶ Les essais de démarrage du RJH et le suivi des irradiations permettront ensuite de renforcer et d'étendre la qualification du formulaire.

- Une zone nourricière composée d'éléments combustibles à plaques en alliage uranium-aluminium hautement enrichis (90 %_m et 93 %_m en ²³⁵U).
- Une zone expérimentale, placée au centre, qui peut reproduire des spectres neutroniques différents selon les massifs installés. Au centre, une cavité permet d'accueillir une canne d'oscillation (voir Figure 92 en annexe A).

Les massifs sont des réseaux sous-critiques de crayons combustibles placés dans une *cheminée* (cuve) cylindrique étanche dans la zone expérimentale.

Le massif *MELODIE IV* est utilisé dans le cadre du programme VALMONT, dans sa configuration R1-UO2, soit 800 crayons au total (cf. Figure 92):

- 776 crayons UO₂ enrichis à 3% massique en ²³⁵U avec un pas de 1.26 cm.
- 24 crayons en aluminium (disposés en périphérie).
- Une canne d'oscillation dans la cellule centrale (en inox ou en zircaloy).

Les mesures de l'effet en réactivité des échantillons sont réalisées par la technique d'oscillation [10] [11] à l'aide d'une canne, d'un oscillateur et d'un pilote automatique.

B.2 Les mesures par la technique d'oscillation d'échantillons

B.2.1 La technique d'oscillation

La technique d'oscillation permet de mesurer des effets en réactivité introduits dans le cœur par une perturbation. Cette perturbation est induite par l'échantillon que l'on souhaite mesurer. Celui-ci est placé dans l'emplacement « train haut » de la canne d'oscillation et un échantillon qui servira de référence durant toute la campagne de mesure est placé au centre du « train bas ». Des rondins d'aluminium séparent les deux échantillons le long de la canne de telle manière que lorsque l'un d'eux se trouve au plan médian, le second est en dehors du cœur.

Un oscillateur (cf. Figure 6) applique un mouvement vertical périodique pseudo-carré à la canne ce qui fait passer successivement l'échantillon de mesure et l'échantillon de référence de la position au plan médian à la position hors du cœur.

Dans le cadre du programme Valmont, la durée des cycles d'oscillation était de 60s. Chaque mesure d'un échantillon consistait en 20 cycles. Le pas de temps pour l'acquisition du signal était de 0.5s, fixant donc à 120 le nombre de points de mesure par cycle. De plus, pour chaque échantillon, cinq séries de cycles d'oscillations ont été réalisées à différents jours pour estimer et diminuer les erreurs de reproductibilité. Un exemple de signal d'acquisition est donné par la suite sur la Figure 7.

Par ailleurs, l'ensemble des mesures a été réalisé à une puissance de 30W.

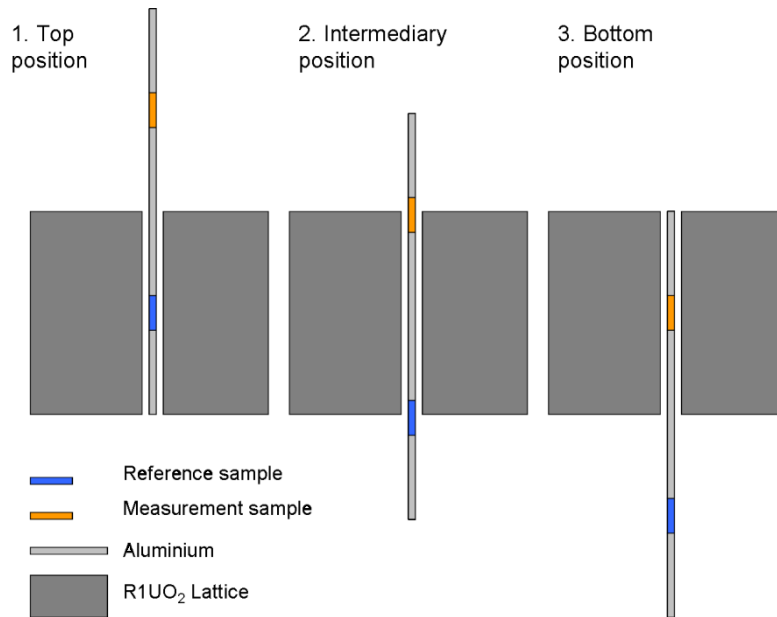


Figure 6 : Schéma de principe du réacteur Minerve. La canne fait osciller l'échantillon au centre du massif.

Une chambre d'ionisation à dépôt de bore (chambre pilote) placée dans la zone nourricière (pour ne pas perturber la zone expérimentale) détecte les variations de flux global et asservit une barre de pilotage automatique dont le rôle est de garder le cœur critique en compensant les variations de réactivité introduites par les oscillations des échantillons (voir en annexe A, la Figure 91). Cette barre est composée d'un rotor et d'un stator recouverts de secteurs de cadmium. Le recouvrement plus ou moins important des secteurs de cadmium provoque une variation de la réactivité. Grâce à la géométrie particulière des secteurs de cadmium, l'angle de rotation du rotor est proportionnel à l'effet en réactivité entre les deux échantillons. Ce coefficient de proportionnalité peut être déterminé par des échantillons de calibration (voir au §A.4 en partie IV).

Les cannes d'oscillations (inox et zircaloy), de 2m de longueur environ, possèdent un diamètre intérieur de 1.1cm et un diamètre extérieur de 1.2cm.

B.2.2 Les échantillons Valmont

Le programme étudie six échantillons dans le but de séparer les effets physiques de l'ajout de nucléides (^{238}U , ^{235}U , Mo^{nat}) et de leur densité sur le combustible UMoAl final.

Deux échantillons sont sur matrice alumine et les quatre autres sont des échantillons combustibles sur matrice aluminium.

Les échantillons sont de géométrie cylindrique, de diamètre extérieur 8mm. Seuls les échantillons UMoAl enrichis à 19.75% en ^{235}U ont une géométrie annulaire (le trou central est de diamètre 5mm), de façon à limiter leur effet en réactivité et respecter les contraintes de sûreté et de mesure du réacteur MINERVE.

Le détail des six échantillons étudiés est donné ci-dessous :

Apur : échantillon d'alumine pure (Al_2O_3), c'est l'échantillon de référence pour déterminer les effets en réactivité des cinq autres échantillons.

AMo : échantillon d'alumine dopé en Molybdène naturel à 81%_m, cet échantillon provient du programme CREDIT BURNUP [9], permet de déterminer si l'absorption par le molybdène est bien calculée

UappAl : échantillon en uranium appauvri ($E=0.45\%$) à 2.2gU/cm^3 sur une matrice aluminium avec du dispersant UAl_x , Par rapport à Apur, cet échantillon rajoute l'effet de l' ^{238}U .

U20Al : échantillon de même densité en uranium que UappAl (2.2 gU/cm³) mais l'enrichissement est de 19.75% en ²³⁵U.

UMoAl2.2 : échantillon dopé en Mo, de même densité (2.2 gU/cm³) et enrichissement en ²³⁵U (19.75%) que l'échantillon U20Al.

UMoAl8 : échantillon combustible de référence du RJH⁷, uranium enrichi à 19.75% avec une densité de 8.04 gU/cm³. La comparaison avec l'échantillon UMoAl2.2 permettra la détermination de l'effet de la densité de l'uranium.

B.2.3 Les échantillons de calibration

Ces échantillons à teneur croissante en ²³⁵U ou ¹⁰B servent à déterminer la droite de calibration, autrement dit, ils servent à faire le lien entre les unités de mesure (appelées « *unités pilotes* ») et l'effet en réactivité calculé.

On utilisera deux jeux d'échantillons provenant des programmes expérimentaux OSMOSE [12] et CREDIT BURNUP (CBU) de respectivement 8 et 6 échantillons.

	Dénomination	Enrichissement ²³⁵ U [g/100 gU]	Incertitude	Teneur ¹⁰ B [ppm]	Incertitude
OSMOSE	F0025	0.25	0.10%	0	
	F0050	0.49	0.11%	0	
	N0071	0.71	0.10%	0	
	S0100	1	0.11%	0	
	S0200	2.01	0.11%	0	
	S0300	3.01	0.11%	0	
	S0400	4	0.11%	0	
	S0495	4.93	0.11%	0	
Crédit Burn-Up	ETAL07	0.25	0.56%	0	
	ETAL08	0.25	0.56%	71	39.40%
	ETAL09	0.25	0.56%	150	18.67%
	ETAL10	0.25	0.36%	419	4.93%
	ETAL32	0.53	0.36%	0	
	ETAL33	0.53	0.36%	333	3.90%

Tableau 3 : Enrichissement en ²³⁵U et teneur en ¹⁰B des échantillons de calibration (OSMOSE et Crédit Burnup). L'échantillon 08 (ETAL08) est placé dans le train bas de la canne.

Une fois la droite de calibration déterminée, la réactivité des échantillons VALMONT pourra être établie (se reporter en partie IV, au §C.2).

B.2.4 Résultats expérimentaux des mesures d'oscillations

Le signal type d'une mesure d'oscillation est donné en Figure 7. Après analyse des mesures VALMONT réalisées en 2004, et compte tenu de travaux menés depuis dans le cadre d'autres programmes expérimentaux, il a été décidé de reprendre in extenso le dépouillement des mesures avec une méthodologie optimisée de traitement du signal.

En effet, la plage de points à considérer pour le dépouillement est maintenant adaptée au signal (si celui-ci présente des instabilités dues au gain électronique et à la cinétique neutronique comme

⁷ A l'époque du programme Valmont, le combustible UMoAl était pressenti comme combustible de référence dès le démarrage du RJH. A ce jour, le combustible de repli U₃Si₂ est retenu dans l'attente de la mise au point thermomécanique de l'UMoAl.

présenté sur la Figure 7) alors qu'elle était figée auparavant. Anciennement, les points de 1 à 30 et de 101 à 120 servaient au signal haut et les points de 41 à 90 au signal bas, actuellement ce sont les points de 1 à 30 et de 111 à 120 qui sont utilisés pour le signal haut et les points de 51 à 90 pour le signal bas. L'impact de ce nouveau dépouillement sera quantifié au §B.2.4.2 de cette partie.

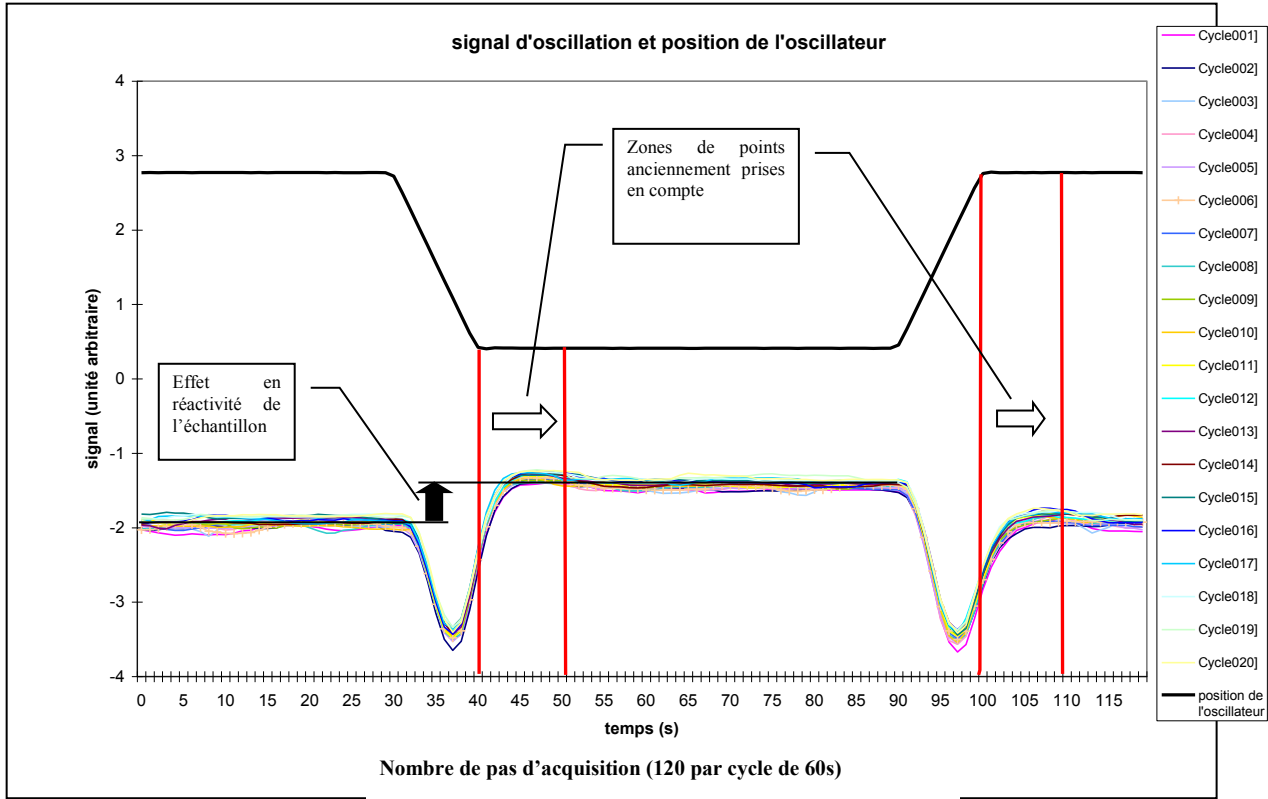


Figure 7 : Position de l'oscillateur (créneau en noir) et signaux de mesure des 20 cycles pour l'échantillon boré ETAL09. On remarque que le signal n'est pas constant dans des plages de points anciennement utilisées.

B.2.4.1 Détermination des incertitudes expérimentales

Pour toute mesure il est impératif d'évaluer les incertitudes entachant les résultats afin de déterminer leur fiabilité.

Les incertitudes de répétabilité et de reproductibilité des mesures sont les deux termes indépendants des incertitudes expérimentales.

- L'incertitude de répétabilité $\hat{\sigma}_e$ prend en compte les fluctuations neutroniques et électroniques du signal lors d'une mesure.
- L'incertitude de reproductibilité $\hat{\sigma}_c$ est l'incertitude sur la position de la canne et de son chargement dans le réseau, et sur la position de l'échantillon dans la canne.

Avec : $S_{i,j}$ le signal de l'échantillon ϵ lors du cycle j de la mesure i ,

\bar{S}_i^ϵ la moyenne du signal sur l'ensemble des p cycles d'une mesure i ,

\bar{S}^ϵ la moyenne du signal sur l'ensemble des n mesures

Alors, pour un échantillon ϵ [13]:

$$\hat{\sigma}_c^2 = \frac{\sum_{\varepsilon} \sum_i (\bar{S}_i^{\varepsilon} - \bar{S}^{\varepsilon})^2}{\sum_{\varepsilon} (n_{\varepsilon} - 1)} \quad (1)$$

$$\hat{\sigma}_e^2 = \frac{\sum_{\varepsilon} \sum_i \left(\frac{1}{p-1} \sum_j (S_{ij}^{\varepsilon} - \bar{S}_i^{\varepsilon})^2 \right)}{\sum_{\varepsilon} (n_{\varepsilon} - 1)} \quad (2)$$

$$\text{Et } \sigma_s = \sqrt{\frac{\hat{\sigma}_e^2}{n_{\varepsilon} \cdot p} + \frac{\hat{\sigma}_c^2}{n_{\varepsilon}}} \quad (3)$$

On détermine ensuite si σ_s est statistiquement significatif en le comparant à l'estimation correcte de l'écart type de la moyenne $s(\bar{S}^{\varepsilon})$ d'un échantillon par un test du χ^2 unilatéral.

$$s(\bar{S}^{\varepsilon}) = \frac{s}{\sqrt{n_{\varepsilon}}} \quad \text{avec } s = \sqrt{\frac{\sum_i (\bar{S}_i^{\varepsilon} - \bar{S}^{\varepsilon})^2}{n_{\varepsilon} - 1}} \quad (4)$$

Le test du χ^2 confronte l'estimation de l'écart type de la moyenne, évalué avec la dispersion des mesures, à l'estimation de l'écart-type total de référence σ_s . Pour cela on suppose que S (variable aléatoire associée aux réalisations S_{ij}) suit une loi normale et on peut ainsi poser les deux hypothèses :

H_0 $s(\bar{S}^{\varepsilon}) = \sigma_s$ la dispersion des mesures est cohérente avec l'écart-type de référence.

H_1 $s(\bar{S}^{\varepsilon}) > \sigma_s$ la dispersion des mesures est supérieure à l'écart-type de référence.

On choisit un risque $\alpha = 5\%$ pour l'hypothèse H_0 et on compare $\frac{\nu \times s(\bar{S}^{\varepsilon})}{\sigma_s}$ à la valeur donnée dans la

table de χ^2 pour $\chi_{1-\alpha}^2$. ν étant le nombre de degrés de liberté (soit le nombre de mesure indépendantes : $n-1$). Si le test est accepté (H_0 est retenue) l'écart-type des mesures d'un échantillon est pris égal à σ_s , sinon (H_1 retenue) la dispersion des résultats est trop importante et l'écart-type des mesures d'un échantillon est de $s(\bar{S}^{\varepsilon})$. On notera dans la suite $\tilde{\sigma}$ la valeur retenue.

Comme le nombre de mesures n'est pas infini, l'écart-type doit être élargi à un intervalle de confiance qui va être déterminé par la loi de Student [14]. Dans le cas de l'acceptation de H_0 , le nombre de mesures à considérer est le total des mesures de tous les échantillons soit 82 (ie. 81 degrés de liberté), par contre, dans l'autre cas, il ne sera que du nombre de mesures de l'échantillon en question (i.e. il y aura seulement 4, 3 ou 2 degrés de liberté) ce qui justifie pleinement l'élargissement de l'écart-type.

Notons $\mathbb{E}(S)$ l'espérance mathématique de la variable aléatoire S (qui est supposée suivre une loi normale), la loi de probabilité de la variable aléatoire $\frac{S^{\varepsilon} - \mathbb{E}(S^{\varepsilon})}{\tilde{\sigma}}$ est la loi de Student à $\nu = n - 1$ degrés de liberté⁸ et l'intervalle de confiance de \bar{S}^{ε} au niveau de confiance de α est de :

$$\left[\bar{S}^{\varepsilon} - \tilde{\sigma} \times t_{1-\frac{\alpha}{2}}; \bar{S}^{\varepsilon} + \tilde{\sigma} \times t_{1-\frac{\alpha}{2}} \right]$$

Pour 1 σ , 68.2% des valeurs sont dans l'intervalle, il faut prendre $\alpha=31.8\%$, et la valeur de $t_{0.841}$ est de :

$$t_{0.841} = 1.006 \text{ pour } \nu = 81$$

⁸ Il y a $\alpha/2$ % des valeurs de chaque côté de la gaussienne, c'est pour cela que l'on utilise $t_{1-\alpha/2}$

$$t_{0,841} = 1.321 \text{ pour } \nu = 2$$

Lors du nouveau dépouillement des valeurs expérimentales, le test de χ^2 a été accepté pour tous les échantillons (OSMOSE, CBU et VALMONT) sauf pour ETAL09 de la série CBU (150 ppm de bore) ce qui est une nette amélioration par rapport à l'ancien dépouillement (UMoAl22, UMoAl8, ETAL07 et ETAL09 ne passaient pas le test du χ^2).

Les valeurs de σ_{exp} sont présentées dans le Tableau 4 et le Tableau 5.

B.2.4.2 Résultats des mesures d'oscillation

Le Tableau 4 et le Tableau 5 présentent les résultats expérimentaux (en kup)⁹ des échantillons de calibration et des échantillons VALMONT avec leurs incertitudes associées. Les anciennes valeurs de mesure (datant de 2004) ainsi que les nouvelles sont présentées, on remarquera surtout que les incertitudes des échantillons VALMONT sont fortement réduites.

Echantillon de calibration	Ancien dépouillement		Nouveau dépouillement		Rapport pondéré Ancien/Nouveau (A/N)	Ecart à la moyenne A/N	Ecart-type du rapport A/N
	Mesures (kup)	Incertitudes (kup)	Mesures (kup)	Incertitudes (kup)			
F0025	11.528	2.153	15.334	2.064	0.601	-13.83%	26.12%
F0050	42.000	2.153	47.797	1.599	0.703	0.72%	5.82%
N0071	73.467	2.153	84.486	1.599	0.696	-0.33%	3.31%
S0100	104.953	2.153	122.366	2.064	0.686	-1.69%	2.98%
S0200	219.321	2.153	251.715	1.599	0.697	-0.13%	1.11%
S0300	313.875	4.734	363.131	2.064	0.691	-0.93%	1.00%
S0400	403.243	2.153	461.243	1.599	0.699	0.21%	0.61%
S0495	475.926	2.153	545.606	1.599	0.698	-0.02%	0.51%
ETAL07	22.299	3.757	27.836	2.064	0.641	-8.18%	13.74%
ETAL09	-124.638	4.417	-143.581	5.684	0.694	-0.50%	6.94%
ETAL10	-428.772	2.153	-487.702	1.787	0.703	0.77%	0.64%
ETAL32	34.973	2.153	39.751	1.599	0.704	0.84%	6.99%
ETAL33	-316.500	2.153	-362.679	2.064	0.698	0.03%	0.99%

Tableau 4 : Résultats expérimentaux des oscillations des échantillons de calibration avec l'incertitude de mesure.

Echantillon Valmont	Ancien dépouillement		Nouveau dépouillement		Rapport Ancien/Nouveau (A/N)	Ecart à la moyenne A/N	Ecart-type du rapport A/N
	Mesures (kup)	Incertitudes (kup)	Mesures (kup)	Incertitudes (kup)			
A pur	318.144	2.153	357.700	1.599	0.712	1.95%	0.71%
UappAl	197.103	2.153	227.351	2.064	0.694	-0.63%	1.60%
U20Al	598.913	2.153	687.210	1.787	0.697	-0.11%	0.46%
UMoAl22	502.718	3.894	580.594	1.787	0.693	-0.75%	0.54%
UMoAl8	834.213	6.739	950.796	1.787	0.702	0.57%	0.33%
AMo	0.219	1.965	0.419	1.459	0.419	-40.03%	902.93%

Tableau 5 : Résultats expérimentaux des oscillations des échantillons Valmont avec l'incertitude de mesure.

La correction appliquée aux résultats de mesure¹⁰ est de l'ordre de grandeur de la moyenne¹¹ des rapports Ancien dépouillement / Nouveau dépouillement (A/N). Ces rapports sont pondérés par le nombre de points de mesure pris en compte dans le dépouillement.

⁹ Les résultats expérimentaux sont exprimés en unité arbitraire appelée kup (*kilo unité pilote*), c'est un signal proportionnel à l'angle de rotation de la barre pilote et donc de l'effet en réactivité de l'échantillon étudié.

¹⁰ La courbe d'étalonnage différentiel de la barre de pilotage a également été recalculée selon les recommandations du mode opératoire et de l'état de l'art des méthodes de mesure. Le détail de cette étape complexe du dépouillement des mesures d'oscillation est donné en référence [5].

¹¹ La moyenne des rapports A/N vaut 0.7 en ne tenant pas compte des échantillons F0025, ETAL07 et AMo.

Une tendance est clairement observée sur les échantillons dont l'écart à la moyenne des A/N^{12} est supérieur à son écart type¹³. Quatre échantillons se retrouvent dans ce cas (ETAL10, Apur, UMoAl22 et UMoAl8) : leurs valeurs sont donc corrigées par le nouveau dépouillement et cela a un impact d'autant plus important que l'échantillon Apur est la référence pour les échantillons Valmont. L'apport de ce nouveau dépouillement pour l'interprétation du programme VALMONT sera abordé en partie IV.

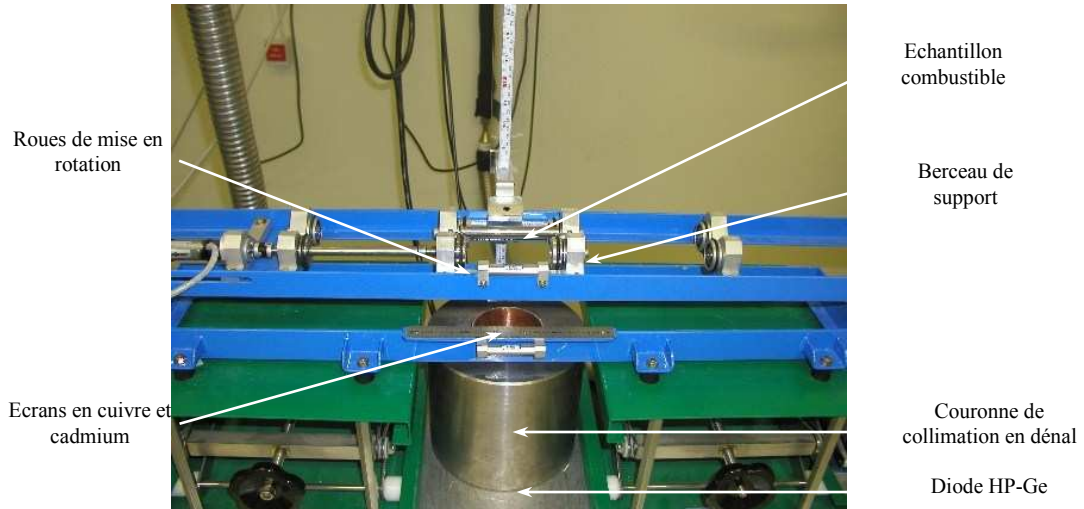
B.3 Les Mesures de Taux de conversion modifiés

Le taux de conversion modifié (TCM ou C8/F) est défini comme le rapport du taux de capture de l' ^{238}U par le taux de fission total dans le combustible. Il fournit des informations sur le spectre neutronique du cœur dans lequel s'effectue la mesure, et permet par là-même de s'assurer que le schéma de calcul utilisé pour interpréter les mesures d'oscillation permet de bien reproduire le spectre neutronique à l'emplacement des échantillons.

$$TCM = \frac{\tau_{capture}^{238}\text{U}}{\tau_{fission}^{235}\text{U}} = \frac{C8}{F} \quad (5)$$

Au Service de Physique Expérimentale (SPEx), un banc de spectrométrie gamma (Figure 8) est utilisé pour les mesures de C8/F :

- La mesure du taux de capture de l' ^{238}U est réalisée à partir du taux de comptage de la raie γ du ^{239}Np à 277.6 keV.
- La mesure du taux de fission total est réalisée à partir du taux de comptage de la raie du ^{143}Ce à 293.27 keV.



Dans le programme Valmont, des mesures de taux de conversion ont été effectuées sur les crayons Valmont et UO_2 dans les réseaux expérimentaux dits *Valmont* et *homogène* (les positions des crayons

¹² Ecart à la moyenne = $\frac{(A/N) - \mathbb{E}(A/N)}{\mathbb{E}(A/N)}$

¹³ Soit M les mesures pondérées par le nombre de points et I les incertitudes, A et N correspondant à Nouveau et Ancien, alors l'écart type de l'écart à la moyenne est $\sigma_{\text{écart}} = \sqrt{\left(\frac{I_N}{M_A}\right)^2 + \left(\frac{I_N}{M_N}\right)^2}$, seules les nouvelles valeurs des incertitudes de mesures sont prises en compte étant donné que les anciennes valeurs étaient surestimées.

sont données par la Figure 93, annexe A). Ces réseaux sont en fait un aménagement du réseau MELODIE IV/R1-UO2 et permettent d'accueillir un crayon combustible au centre du réseau, en lieu et place d'un échantillon d'oscillation.

Des mesures sur les échantillons UappAl, U20Al, UMoAl22 et UMoAl8 ont également été réalisées quelques mois après le programme Valmont, nous les incluons dans ce travail.

B.3.1 Résultats expérimentaux des taux de conversion modifiés

Le Tableau 6 présente les taux de conversion modifiés des crayons dans les réseaux Valmont et Homogène. Le dépouillement des mesures nécessite l'utilisation d'une bibliothèque de données nucléaires (rendements de fission, constantes de décroissance et intensité des raies γ). La bibliothèque ENDF/B-VI.8 a été retenue dans l'ancienne interprétation [15]. Pour plus de cohérence, nous retiendrons également cette bibliothèque pour les taux de conversion modifiés mesurés sur les échantillons présentés dans le Tableau 7.

Une reprise des dépouillements des taux avec JEFF-3.1.1 est aussi présentée dans le Tableau 6. On remarque clairement que les incertitudes sont plus faibles lors du dépouillement avec ENDF/B-VI.8 et que les résultats sont cohérents à mieux que 1% selon qu'ils sont obtenus avec ENDF/B-VI.8 ou avec JEFF-3.1.1. La Figure 97 (en annexe D.1) présente un exemple de spectre γ mesuré ainsi que l'identification des raies γ d'intérêt.

Remarque :

Les données nucléaires utilisées pour le dépouillement des mesures de taux de conversion modifiés sont les intensités d'émission γ des raies étudiées, les constantes de décroissance radioactives et les rendements de fission des produits de fission mesurés. Elles sont donc quasi indépendantes des données nucléaires employées pour le calcul (sections efficaces).

Dépouillé avec	ENDF/B-VI.8		JEFF-3.1.1	
Réseau Valmont	C8/F	$\sigma(E)/E$	C8/F	$\sigma(E)/E$
Crayon Valmont	0.106	2.27%	0.105	3.49%
Crayon UO2 face	0.523	2.26%	0.520	3.50%
Crayon UO2 asympt.	0.506	2.26%	0.503	3.51%

Réseau Homogène	C8/F	$\sigma(E)/E$	C8/F	$\sigma(E)/E$
Crayon UO2 centre	0.498	2.26%	0.495	3.49%
Crayon UO2 face	0.502	2.26%	0.497	3.50%
Crayon UO2 asympt.	0.502	2.26%	0.498	3.50%

Tableau 6 : Taux de conversion modifiés du crayon Valmont et de crayons UO2 des réseaux Valmont et homogène.

	C8/F	$\sigma(E)/E$
UappAl	3.485	2.00%
U20Al	0.108	1.86%
UMoAl22	0.116	1.98%
UMoAl8	0.104	2.02%

Tableau 7 : Taux de conversion (C8/F) modifiés des échantillons Valmont (dépouillé avec la bibliothèque ENDF/B-VI.8).

Remarque :

La canne utilisée lors des mesures des taux de conversion modifiés des échantillons était en inox contrairement à celle utilisée pour les oscillations qui se trouvait être en zircaloy.

B.4 Synthèse

L'interprétation des mesure d'oscillations du programme VALMONT sera présentée en partie IV et servira à la qualification élémentaire du schéma concernant le calcul neutronique du combustible et à la maîtrise des incertitudes dues aux données nucléaires de l'uranium pour le calcul de la réactivité du RJH.

L'apport de la reprise du dépouillement des expériences sera démontré, en même temps que celui de la nouvelle méthodologie d'interprétation par calcul.

C LE PROGRAMME AMMON

Le contexte qui a abouti au programme AMMON et ses objectifs sont présentés dans cette partie. On décrit ensuite les différentes configurations expérimentales qui constituent le programme. Plus de précisions sont apportées sur la configuration de référence, objet de la partie V de ce document. Enfin, les techniques de mesure permettant d'accéder aux grandeurs physiques étudiées dans ce travail de thèse sont exposées.

C.1 Contexte et objectifs du programme

La conception du réacteur Jules Horowitz nécessite l'utilisation d'un formulaire de calcul validé et qualifié. Les spécificités de ce réacteur autant au niveau du cœur que des assemblages restreignent les données expérimentales représentatives de cet objet neutronique unique.

Le formulaire HORUS3D/N étant utilisé pour les études de conception et de sûreté du réacteur, la précision et la robustesse des calculs doivent être éprouvées. De plus, la maîtrise des incertitudes s'ajoute à ces exigences en vue de la préparation du rapport provisoire de sûreté (RPS).

La validation du formulaire est la justification des choix réalisés lors de la modélisation du réacteur, les approximations pour la résolution des équations de la neutronique et la mise en forme des données nucléaires. Cette première étape est réalisée par comparaison des résultats de calcul avec ceux d'un code probabiliste (qui ne fait que très peu d'approximations) et fait l'objet d'un rapport de validation. La comparaison avec l'expérience représente le processus de qualification qui est indispensable pour l'argumentaire auprès des autorités de sûreté et de l'acceptation du RPS. Dans cette optique, les expériences à réaliser doivent être proches des conditions (d'un point de vue neutronique) du réacteur.

L'expression du besoin de qualification a abouti à la conception du programme AMMON.

Le principal objectif du programme est la constitution d'une base de données expérimentales représentative du RJH pour la qualification globale de la partie neutronique et photonique du formulaire HORUS3D. L'interprétation du programme doit démontrer la précision du formulaire et déterminer des biais et incertitudes venant des données nucléaires. Ces biais et incertitudes seront maîtrisés par transposition en remplacement des estimations jusqu'ici proposés à partir du retour d'expérience de différents formulaires (formulaire des REP, formulaire des réacteurs de propulsion) et d'étude de propagation [16] [17].

Les objectifs du programme expérimental AMMON sont la maîtrise des grandeurs importantes au vu de la sûreté, de la conception et de l'exploitation :

- La réactivité des assemblages de type RJH qui permettra de maîtriser la réactivité en début de vie (DDV) du RJH et les effets en réactivité (bloc béryllium, trou d'eau ...).
- La distribution de puissance (facteur de point chaud, puissance assemblage, plaque et piste¹⁴, ...).

¹⁴ Une piste est une bande de 1 cm de largeur sur toute la hauteur de la plaque et sert pour le dimensionnement thermohydraulique.

- Efficacité des absorbants (barre lamellée en hafnium)
- Déterminer les coefficients de température et de vide dont l'estimation des incertitudes a été réalisée (dans l'attente du programme AMMON) sur des expériences dont les caractéristiques neutroniques diffèrent de celles du RJH
- Retour sur les données nucléaires neutroniques (aluminium, hafnium, béryllium) et photoniques : le calcul de l'échauffement nucléaire est entaché d'une incertitude importante du fait de la méconnaissance des données photoniques de base.

Afin d'atteindre ces objectifs, plusieurs configurations expérimentales composent le programme AMMON. Chaque configuration est justifiée par rapport aux besoins cités précédemment. La partie suivante les décrit.

C.2 Description des configurations

Le programme AMMON aménagé dans la maquette critique EOLE est composé d'une zone expérimentale constituée d'un casier en aluminium percé de 7 alvéoles pouvant recevoir des assemblages de type RJH et d'une zone dite nourricière composée d'un réseau hexagonal de crayons combustibles UO_2 de type EPICURE (identiques à ceux d'un REP excepté la hauteur active qui n'est que de 80 cm), de barres de sécurité et d'une barre de pilotage (Figure 9). Les deux zones ont chacune un circuit d'eau et une thermostatisation qui leur est propre et sont indépendantes hydrauliquement et thermiquement.



Figure 9 : Vue du massif AMMON en configuration de référence.

Les assemblages de type RJH insérés dans le casier contiennent de l' $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ enrichi à 27% en ^{235}U . On distingue :

- 5 assemblages standards
- 1 assemblage « moniteur » (la plaque 6 de chaque secteur est démontable)
- 1 assemblage « démontable » (car entièrement démontable afin de pouvoir mesurer la distribution de puissance et insérer de l'instrumentation)

Ces assemblages contiennent en leur centre un tube guide et un suiveur en aluminium (lequel est constitué d'un tube et d'une tige centrale pleine) comme précisé sur la Figure 10. Le perçage central des tiges centrales permet d'accueillir une surgaine étanche et d'y introduire de l'instrumentation (chambre à fission, dosimétrie).

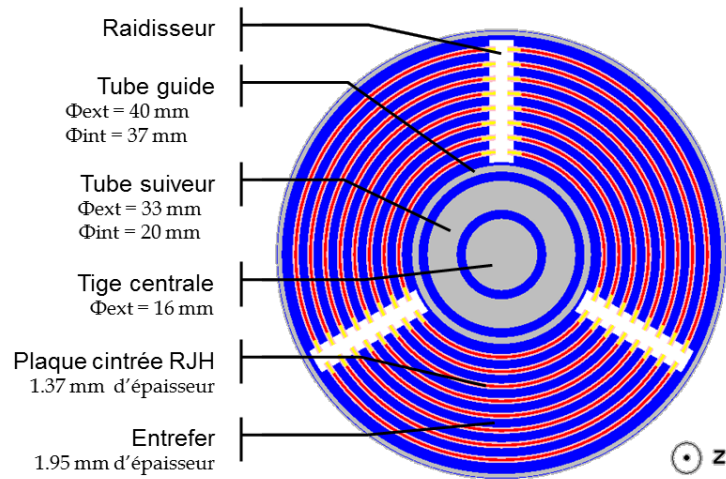


Figure 10 : Dimensions et caractéristiques d'un assemblage RJH en coupe radiale.

Des mesures réalisées sur ces assemblages après fabrication montrent que les épaisseurs des entrefers varient de la valeur médiane spécifiée¹⁵ (1.95 mm). Les épaisseurs d'entrefers peuvent être considérées comme constantes pour les 5 assemblages standards et l'assemblage moniteur à 1.896 mm. De même, les entrefers de l'assemblage démontable sont pris à 1.93 mm.

Le casier en aluminium présente les spécificités suivantes :

- l'alvéole centrale du casier est un peu plus large car elle contient, en plus d'un éventuel assemblage, un conteneur permettant la vidange de cette alvéole.
- six alvéoles supplémentaires sont présents sur le pourtour du casier et contiennent des mandrins en aluminium (qui peuvent également recevoir de l'instrumentation).

La zone expérimentale étant sous-critique, l'apport de neutrons nécessaires à la divergence est assuré par une zone nourricière. Elle est constituée d'un réseau hexagonal (avec un pas de 14mm) de crayons UO_2 , de 20 barres de sécurité en carbure de bore enrichi et d'une barre de pilotage en carbure de bore naturel (B_4C). Les crayons ont une gaine en zircaloy et une surgaine en inox en périphérie de la zone expérimentale ou en aluminium (AG3) plus loin. Une plaque de polystyrène de 4 mm d'épaisseur se trouve entre les deux zones et assure une isolation thermique (Figure 11).

¹⁵ L'analyse de ces mesures est effectuée en partie V §B.1.3.

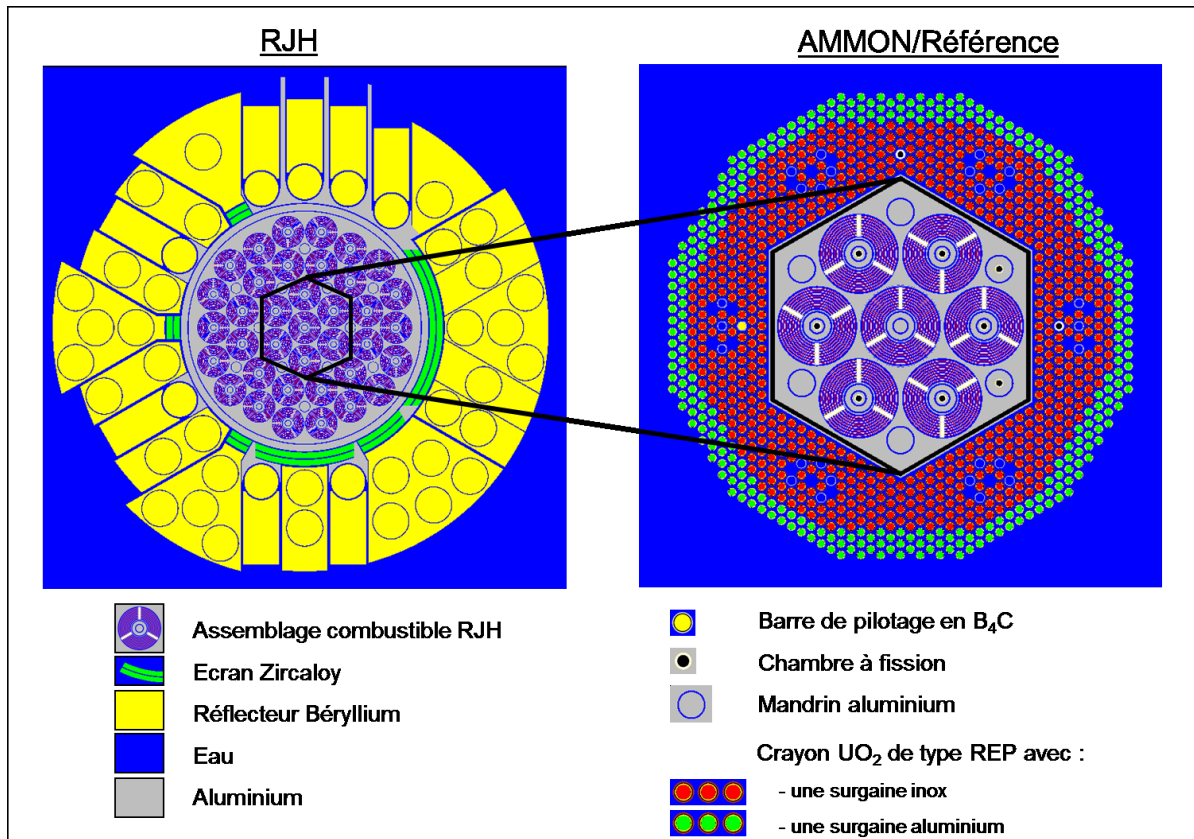


Figure 11 : Coupes radiales des cœurs RJH et AMMON/Référence.

L'écart en réactivité entre les différentes configurations est tel (plusieurs milliers de pcm dans certains cas) que le bore soluble (dans la limite des contraintes de sûreté) ne suffit pas pour combler ces écarts et c'est par l'ajustement du nombre de crayons dans la zone nourricière que le contour critique est établi.

La divergence est réalisée par la montée de l'eau dans le cœur puis le retrait de la barre de pilotage. Plusieurs configurations de cœur sont prévues afin d'adapter le cœur à différentes situations permettant de satisfaire les besoins en données de qualification :

- La configuration de référence : AMMON/Référence. Elle comprend les 7 assemblages RJH en zone expérimentale. Le contour critique est composé de 623 crayons avec surgaines en inox et sans bore dans l'eau. Cette configuration est représentative du réseau RJH non perturbé. C'est la base sur laquelle les autres configurations sont déclinées.
- La configuration Alvéole en eau : AMMON/Alvéole. Seuls 6 assemblages RJH sont chargés dans la zone expérimentale, l'alvéole centrale est remplie d'eau. Cette configuration sert aux mesures de sûreté du programme et également à la qualification du formulaire HORUS dans les situations de chargement du cœur où certaines alvéoles ne contiennent pas d'assemblage.
- La configuration Hafnium : AMMON/Hf. Une barre de contrôle de type RJH est entièrement insérée dans l'assemblage central avec pour objectif la qualification des données nucléaires du hafnium, le poids en réactivité des barres de contrôle et l'impact sur la distribution de puissance.
- La configuration demi-hafnium : AMMON/1/2Hf. Une demie-barre hafnium est insérée pour la qualification du profil axial de puissance lors d'une insertion à partielle d'une barre de contrôle.

- La configuration Béryllium : AMMON/Be. Un bloc de béryllium est placé dans une alvéole du casier à la place d'un assemblage. La configuration apportera des connaissances quant au calcul du béryllium élément constituant le réflecteur du RJH.
- La configuration Mandrin éjecté : AMMON/Man. La tige centrale du suiveur et le tube suiveur sont enlevés au centre de l'assemblage en position centrale du casier. Cette configuration servira à la qualification des outils de calcul dans cette situation accidentelle.
- La configuration Référence Température : basée sur la configuration de référence, elle permettra la variation indépendante de la température de la zone expérimentale et de la zone nourricière afin de qualifier le coefficient de température du modérateur dans un spectre RJH.

C'est sur la configuration de référence, réalisée de fin 2010 à décembre 2011 qu'ont porté l'ensemble des travaux de thèse.

C.3 Techniques de mesures

Les enjeux de la campagne expérimentale sont de réaliser les mesures les plus fines possibles et entachées de peu d'incertitude afin de fournir les meilleurs éléments de qualification (par exemple, l'interprétation des distributions axiales de puissance des plaques RJH servira à justifier le dimensionnement des plaquettes en aluminium boré pour éviter une crise d'ébullition en sortie de canal). C'est pourquoi plusieurs techniques expérimentales éprouvées ont été utilisées : dosimétrie, spectrométrie gamma et chambres à fission. Nous présentons ci-après les différentes applications possibles de ces techniques, en se bornant aux mesures qui seront interprétées (en partie V) dans le cadre de ce travail : mesure de distribution de taux de fission par spectrométrie gamma et/ou chambres à fission, et mesures d'effets de réactivité par chambres à fission.

C.3.1 Mesures par chambres à fission

Les chambres à fission sont des détecteurs de particules chargées. Elles sont constituées d'une gaz rare (généralement de l'argon), piégé sous pression entre deux électrodes (sous tension) dont une est couverte d'un dépôt fissile. Lorsqu'une fission d'un noyau du dépôt a lieu, les électrons créés par interaction des fragments de fission (fortement chargés) avec le gaz sont collectés par les électrodes donnant un signal électrique qui est envoyé sur une chaîne de mesure.

L'utilisation de chambres à fission permet de réaliser de nombreuses mesures, de façon non exhaustive :

- mesure d'indices de spectre (selon les chambres utilisées : $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$, $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ ou $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$)
- mesure de distribution de taux de fission (carte axiale, carte radiale)
- mesure des paramètres cinétiques (fraction effective de neutrons retardés β et temps de génération des neutrons prompts Λ)
- mesure de la réactivité résiduelle du massif par mesure du temps de doublement
- mesure du poids des barres (de sécurité et de pilotage) par la technique du rod-drop
- mesure d'effets en réactivité (de perturbation locale ou globale) par mesures sous-critiques

Les chambres à fission utilisées lors du déroulement du programme AMMON ont des dépôts fissiles en ^{237}Np , ^{235}U , ^{238}U ou ^{239}Pu . Chaque dépôt est spécifique à une partie du spectre neutronique comme on peut le constater sur la Figure 12. Les chambres ^{237}Np sont utilisées pour caractériser le spectre épithermique à rapide, les chambres ^{235}U et ^{239}Pu pour le spectre thermique et les chambres ^{238}U pour le spectre rapide.

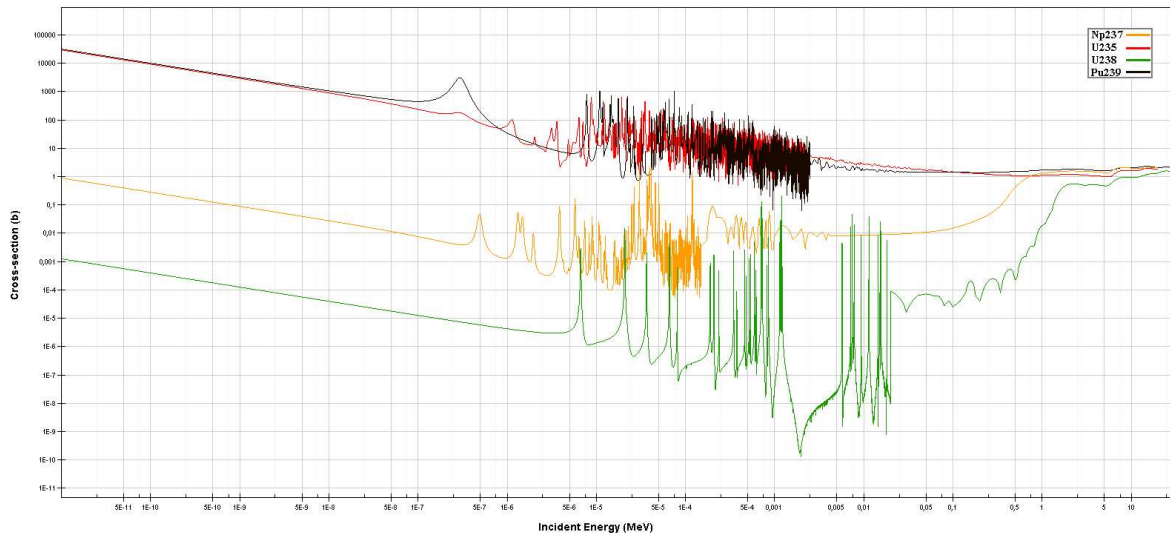


Figure 12 : Sections efficaces de fission (JEFF-3.1.1) du ^{237}Np , de ^{235}U , de ^{238}U et du ^{239}Pu .

Les chambres sont également caractérisées par leurs tailles et la masse de leur dépôt. Les chambres à fission servant à la mesure des indices de spectres et au monitoring du cœur sont des chambres à fission miniatures de diamètre 4mm (^{237}Np , ^{235}U , ^{238}U et ^{239}Pu de 19 à 377 μg). Elles sont placées dans les tiges centrales des assemblages RJH, dans les mandrins inter-assemblages et dans des surgaines à la place de crayons de la zone nourricière. Grâce à un dispositif de positionnement automatique, une chambre à fission peut coulisser axialement dans un tube étanche (en aluminium pour éviter les captures neutroniques) et ainsi réaliser une mesure axiale du flux (avec une incertitude de mesure de l'ordre de 0.3%).

C.3.1.1 Détermination de l'excès de réactivité d'un cœur par mesure du temps de doublement

L'excès de réactivité d'un cœur correspond à l'écart de réactivité entre la configuration sur-critique toutes barres hautes du cœur, et la configuration critique.

La criticité du cœur dans le cas du programme AMMON est définie par plusieurs paramètres :

- Le chargement (nombre de crayons, assemblages mais aussi tubes guides, trous d'eau),
- La température du modérateur,
- La concentration en bore dans la zone nourricière,
- La réactivité résiduelle du cœur lors de la divergence,
- La cote critique de la barre de pilotage (cote à laquelle le cœur est critique).

La population de neutron étant proportionnelle à la puissance, on peut déterminer le temps de doublement T_d par $P(t) = P_0 \exp(\lambda t)$ avec une constante $\lambda = \frac{\ln 2}{T_d}$. Cette valeur de temps de doublement, inséré dans l'équation de Nordheim [18], donne la valeur de l'excès de réactivité du cœur :

$$\rho = l\omega + \beta - \sum_i \beta_i \frac{\lambda_i}{\omega + \lambda_i} \quad (6)$$

Avec :

- ω la pulsation du système,
- l le temps de génération des neutrons à l'état critique,
- β_i la fraction partielle de neutrons retardés du groupe i ,
- β la fraction effective de neutrons retardés $\beta = \sum_i \beta_i$,
- λ_i la constante de décroissance du groupe i .

Le suivi de la population neutronique (voir Figure 13) par des chambres à fission ^{235}U de diamètre 4mm, disposées en cœur, permet de calculer le temps de doublement avec une incertitude de 0.1 s (1 σ).

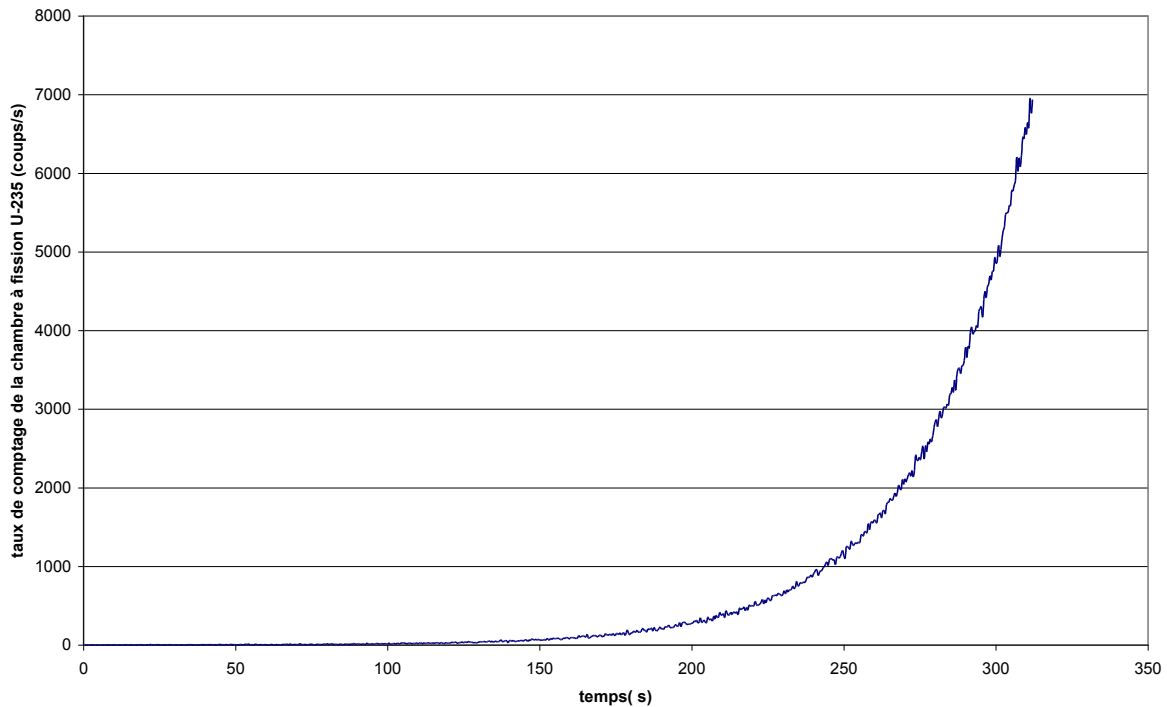


Figure 13 : Suivi de la population neutronique du cœur AMMON-Référence par une chambre à fission miniature ^{235}U – cas d’une divergence toutes barres hautes

C.3.2 Mesures par spectrométrie γ

La spectrométrie γ est une technique post-irradiatoire qui consiste à mesurer l’activité γ d’un élément combustible irradié. Ces mesures fournissent des informations sur les taux de réactions du cœur (taux de fission et de capture radiative). La spectrométrie peut être :

- de pic particulier en isolant du spectre photonique l’activité γ d’un unique isotope dont l’émission et la constante de décroissance sont bien connus. Ce type de mesure est utilisé pour la normalisation (cas de combustibles différents) et pour la caractérisation de taux de réactions spécifiques (mesure de taux de conversion modifié). Les raies couramment utilisées sont celles du ^{135}Xe à 249.8 keV, du ^{140}La à 1596.2 keV, du ^{92}Sr à 1383.9 keV, de l’ ^{135}I à 1260.4 keV mais aussi celles du ^{239}Np à 277.6 keV et du ^{143}Ce à 293.3 keV pour la mesure du taux de conversion modifié.
- intégrale en mesurant le spectre photonique total du combustible irradié. Cette technique sert à la mesure de distributions radiales (par comparaison de plusieurs lots combustibles) ou axiales (par comparaison des mesures à différentes cotes) de taux de fission. Deux hypothèses sont alors faites :
 - Le taux de comptage mesuré sur une portion de combustible est proportionnel au taux de fission sur cette même zone.
 - La décroissance de l’activité γ totale est la même pour deux lots combustibles identiques et identiquement irradiés. Ainsi, la mesure d’un crayon (ou d’une plaque) combustible par spectrométrie γ intégrale est corrigée par la mesure de la décroissance

temporelle de l'activité γ réalisée sur un autre crayon (ou une plaque) dit de décroissance.

Concernant les mesures de γ -scanning lors du programme AMMON (synthèse dans le Tableau 8):

- Les distributions axiales et radiales de taux de fission des crayons UO_2 de la zone nourricière ont été mesurées par spectrométrie intégrale. Des mesures de pic particulier (^{92}Sr) ont également été réalisées pour le recalage des mesures des distributions radiales avec les plaques de la zone expérimentales.
- Les mesures par γ -scanning des plaques et assemblages RJH se font par pic particulier. Seules deux distributions axiales de taux de fission de plaques ont également été mesurées par spectrométrie intégrale.
- Pour la mesure du taux de fission d'un assemblage entier, un système mécanique met l'assemblage en rotation afin que la diode du détecteur puisse compter de la même manière les plaques des différents secteurs.

	Mesure	Technique de spectrométrie γ
Zone nourricière	Distribution axiale de taux de fission des crayons UO_2	Spectrométrie intégrale
	Distribution radiale de taux de fission des crayons UO_2	Spectrométrie intégrale pour les cartes radiales Spectrométrie de pic particulier (^{92}Sr) pour le recalage avec la zone expérimentale
Zone expérimentale	Distribution axiale de taux de fission des plaques	Spectrométrie de pic particulier (^{135}Xe) pour l'analyse des effets fins (remontée de flux en bas de plaque et écrasement du flux en haut du fait de la présence des inserts borés) Spectrométrie intégrale
	Distribution radiale de taux de fission des plaques par secteur	Spectrométrie de pic particulier (^{92}Sr , ^{135}Xe et ^{135}I pour l'assemblage démontable en position centrale (001) et seulement ^{135}Xe pour l'assemblage en périphérie (position 101)).
	Distribution de taux de fission par assemblage	Spectrométrie de pic particulier (^{92}Sr)

Tableau 8 : Synthèse des techniques de spectrométrie γ utilisées pour le programme AMMON.

L'incertitude associée dépend du nombre de coups (et donc du temps de comptage), de la correction de temps de mort de la chaîne électronique et des incertitudes sur les constantes de décroissance radioactives utilisées.

Les incertitudes expérimentales associées aux mesures taux de fission des crayons sont inférieures à 0.5% pour la spectrométrie intégrale et de l'ordre de 1% à 1.5% (1σ) pour la spectrométrie de pic particulier. Chaque crayon est compté trois fois par le banc de spectrométrie et la dispersion des mesures pour un même crayon est en moyenne de 0.3 % à 0.4 %.

Les incertitudes expérimentales de pic particulier sur les plaques ont des incertitudes inférieures à 1% mais l'écart-type, pour une même plaque, entre les différentes mesures est de l'ordre de 1%(1σ).

Les incertitudes à 2σ des différentes techniques de mesures sont regroupées dans le Tableau 9.

C.3.3 Incertitudes de mesures de la configuration de référence

Le Tableau 9 regroupe les incertitudes de mesure cibles (à 2σ) et les incertitudes obtenues (à 2σ) lors des mesures de distributions de taux de fission et de laplaciens réalisées sur la configuration de référence du programme AMMON

Grandeurs	Type	Incertitude cible (2 σ)	Incertitude obtenue (2 σ)
Distribution de taux de fission total	Taux de fission axial	2%	0.2% à 2% par chambre à fission 2% à 3% par spectrométrie
Distribution de taux de fission total	Taux de fission radial	2%	0.6% à 1.5% par chambre à fission 1.2% à 2% par spectrométrie
Laplacien axial	Fission totale	1.5%	1% par spectrométrie
Laplacien axial	Fission ^{235}U	1.5%	1% à 1.5% par chambre à fission

Tableau 9 : Incertitudes cibles et réalisées lors du programme AMMON en configuration de référence.

C.4 Conclusion concernant le programme AMMON

Par conception, ce programme expérimental composé de différentes configurations va apporter des éléments de qualification au formulaire HORUS3D/N autant au niveau des paramètres de sûreté que des paramètres de fonctionnement du RJH. Afin que ces éléments soient le plus pertinent possible, les mesures et leurs incertitudes doivent être maîtrisées. Diverses techniques expérimentales éprouvées ont été utilisées lors de la campagne expérimentale de la configuration de référence et les mesures obtenues satisfont les objectifs de précision.

D SYNTHÈSE

La qualification du formulaire de calcul HORUS3D/N est nécessaire pour l'optimisation et la maîtrise des biais et incertitudes en vue d'obtenir un formulaire fiable et robuste pour les études de conception, d'exploitation mais aussi afin d'instruire le rapport de sûreté de l'installation. Ne pouvant s'appuyer sur une base de données expérimentale représentative du RJH du fait de ses nombreuses spécificités, des programmes expérimentaux dédiés à l'apport d'éléments de qualification ont eu lieu au CEA/Cadarache dans les réacteurs EOLE et MINERVE.

Le programme expérimental VALMONT comprend des oscillations d'échantillons UMoAl, combustible de référence du RJH mais toujours proche par son enrichissement en ^{235}U (19,75% en ^{235}U). Les mesures réalisées vont permettre la qualification des données nucléaires du combustible de repli du RJH ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$).

Le programme expérimental AMMON remplit un objectif de qualification globale du formulaire. Les différentes configurations du programme vont fournir des éléments de qualification couvrant divers états de fonctionnement du réacteur. Les techniques de mesure utilisées sur la configuration de référence sont nombreuses et complémentaires. Les incertitudes associées aux mesures ont atteint leur objectif de précision.

La maîtrise des biais et incertitudes associées aux grandeurs neutroniques comme la réactivité du cœur RJH passent par la propagation des incertitudes dues aux données nucléaires et la qualification du formulaire par les résultats des expériences. Ainsi, l'interprétation des oscillations du programme VALMONT et de la configuration de référence du programme AMMON seront utilisées afin de déterminer, maîtriser et réduire les biais et incertitudes associées aux données nucléaires sur la réactivité du RJH en début de vie.

Dans cette optique de propagation et de détermination d'incertitudes, des études de sensibilité, des méthodes de propagation et de transposition ont été utilisées. La partie suivante s'attache à présenter la théorie physique et les codes de calculs nécessaires à la compréhension des interprétations ainsi que les méthodes de propagation et de transposition des incertitudes.

PARTIE II :
MÉTHODES DE PROPAGATION ET DE MAÎTRISE DES
INCERTITUDES

La détermination des incertitudes associées aux grandeurs calculées par un formulaire neutronique contient deux principaux aspects : la détermination d'incertitudes (nucléaires, technologiques) pertinentes concernant les paramètres utilisés dans la simulation et la propagation de ces incertitudes aux paramètres d'intérêts du formulaire.

De nombreuses difficultés peuvent être rencontrées pour la détermination des incertitudes sur les paramètres de base (sections efficaces, paramètres de résonances ou dimensions géométriques ...). La première est de savoir quels sont les paramètres à prendre en compte et quelles sont les approximations à réaliser. Ensuite, lorsqu'aucune incertitude n'est fournie par les évaluateurs dans les bibliothèques de données nucléaires ou par le fabricant dans le cadre des incertitudes technologiques, il est nécessaire d'en avoir une estimation réaliste. Enfin, les incertitudes doivent être critiquées, jaugées et appréciées afin de savoir si elles sont pertinentes ou non.

La propagation des incertitudes à travers les codes de simulation exige donc la connaissance et la compréhension des modèles employés et la théorie physique qui les gouverne.

Après un bref rappel d'éléments de théorie de physique nucléaire et sur les codes de calcul neutronique, on détaillera ensuite les méthodes de propagation et de transposition d'incertitudes.

A ÉLÉMENTS THÉORIQUES ET SIMULATIONS

Cette première section met en place les éléments théoriques de la physique nucléaire qui vont servir à la compréhension des modèles et des simulations réalisées plus loin. Les codes de simulation neutronique utilisés et leurs applications seront ensuite présentés. Ils serviront à propager les incertitudes des données nucléaires et des données technologiques à l'aide de méthodes expliquées par la suite.

A.1 Éléments de physique nucléaire

La neutronique décrit les réactions induites par les neutrons dans le réacteur et établit le lien avec les grandeurs neutroniques d'intérêt, macroscopiques telle que la réactivité ou microscopiques telle que la distribution de puissance.

L'interaction du neutron avec le noyau des atomes est pour sa part explicitée par la physique nucléaire et par les modèles de section efficace.

Cette partie présente les différentes réactions entre un neutron et un noyau et les modèles utilisés pour le calcul des sections efficaces. Pour de plus amples détails, le lecteur peut se reporter aux références [19] [20] [21] et en annexe B.1.

A.1.1 Les interactions neutron-noyau

Lorsqu'un neutron d'énergie E arrive au voisinage du noyau d'un atome A , différents cas peuvent avoir lieu :

- Le neutron n'entre pas dans le noyau, il y a diffusion élastique potentielle :

La diffusion élastique potentielle est la réaction la plus simple (choc élastique entre deux billes), l'onde du neutron est diffusée d'un angle θ par la barrière de potentiel du noyau et le neutron a une énergie cinétique diminuée.

- Le neutron entre dans le noyau, il y a formation d'un noyau composé excité. Son énergie d'excitation est la somme de l'énergie cinétique du neutron incident dans le centre de masse et de l'énergie de liaison du dernier neutron (de l'ordre de 7 MeV pour un noyau lourd) :



Le noyau composé a ensuite plusieurs possibilités pour se désexciter. On distingue alors les diffusions (diffusion élastique résonante, diffusion inélastique) et les absorptions (capture radiative, fission, émission de particules) :

La capture radiative : le noyau composé rejoint son état fondamental par émission de photons γ (Figure 14).

- La diffusion élastique résonante : un neutron est émis laissant le noyau dans son état fondamental. La diffusion est élastique car il y a conservation de l'énergie cinétique. Cette réaction est à différentier de la diffusion élastique potentielle.
- La diffusion inélastique : il y a émission d'un neutron qui laisse le noyau dans un état excité (la désexcitation se fera ensuite par transition γ). C'est une réaction à seuil car il est nécessaire que le neutron incident possède une énergie cinétique supérieure à l'énergie séparant le premier niveau d'excitation de l'état fondamental du noyau initial.
- La fission : le noyau se sépare en deux produits de fission et libère 2 ou 3 neutrons et des photons.
- L'émission de particules chargées (alpha, proton, deutéron ...) ou de plusieurs neutrons.

Réaction		Type
Formation d'un noyau composé	Diffusion élastique potentielle	Diffusion
	Diffusion élastique résonante (n,n)	
	Diffusion inélastique (n,n')	
	Capture radiative (n, γ)	Absorption
	Fission (n,f)	
	Emission de plusieurs neutrons (n,2n) (n,3n) ...	
	Autres captures (n,p) (n, α) (n,d)	

Tableau 10 : Récapitulatif des différentes réactions neutron – noyau

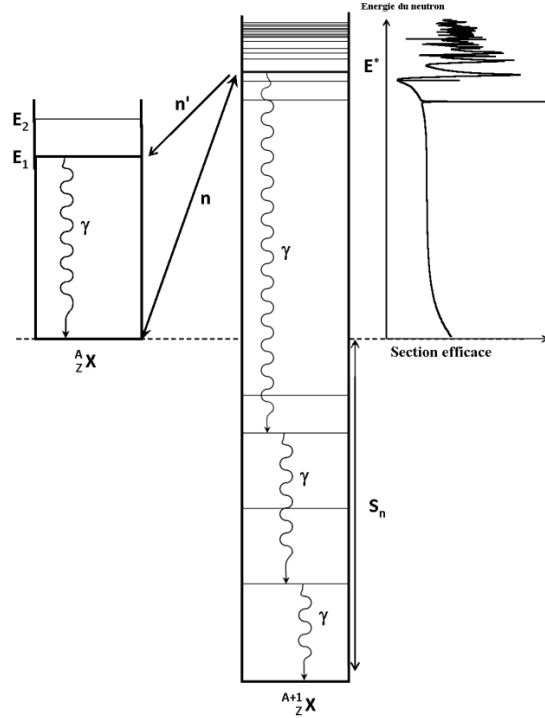


Figure 14 : Schéma des niveaux d'un noyau excité et désexcitation par capture radiative (γ), diffusion élastique (n) ou diffusion inélastique (n').

A.1.2 Sections efficaces

Les sections efficaces représentent l'ensemble des probabilités d'interactions neutron-noyau. Elles peuvent regrouper plusieurs réactions (section efficace totale, section efficace inélastique totale) et sont évaluées en barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Les deux étapes d'une réaction passant par la formation d'un noyau composé sont appelées voie d'entrée (pour la formation du noyau composé) et voie de sortie (pour la désexcitation du noyau composé). Une voie est caractérisée¹⁶ par :

- α : les deux particules de la voie. Par exemple un neutron et un noyau de ${}^{27}\text{Al}$ pour la voie d'entrée et un gamma et un noyau de ${}^{28}\text{Al}$ pour la sortie. Chaque particule est définie par sa masse M , sa charge Z , son spin i et sa parité π .
- l : le moment angulaire orbital
- J^π : le moment angulaire total et la parité de la voie
- s : le spin de la voie

Les moments angulaires et les spins satisfont les relations (les caractéristiques du neutron sont indicées n et celles du Noyau N):

$$\vec{s} = \vec{i}_N + \vec{i}_n \quad \text{i.e.} \quad |i_N - i_n| \leq s \leq i_N + i_n \quad (8)$$

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad \text{i.e.} \quad |l - s| \leq J \leq l + s \quad (9)$$

Dans la suite, on notera respectivement c et c' , la voie d'entrée $c(\alpha, l, J^\pi, s)$ et la voie de sortie $c'(\alpha', l', J'^\pi, s')$. On définit pour chaque voie un rayon a_c (channel radius) qui sépare une région dite interne (lieu de la réaction comme présenté sur la Figure 15) et une région externe. Aucune force nucléaire n'opère dans la région externe (seulement une force coulombienne pour les particules

¹⁶ Dans le RRR (Figure 16)

chargées) contrairement à la zone interne où la réaction est alors possible. Une estimation de a_c est donnée par le rapport du nombre de masse du noyau (A_N) et de la masse du neutron (m_n) (formalisme adopté dans les fichiers *ENDF*) :

$$a_c = 1.23 \left(\frac{A_N}{m_n} \right)^{1/3} + 0.8 \text{ (en fm)} \quad (10)$$

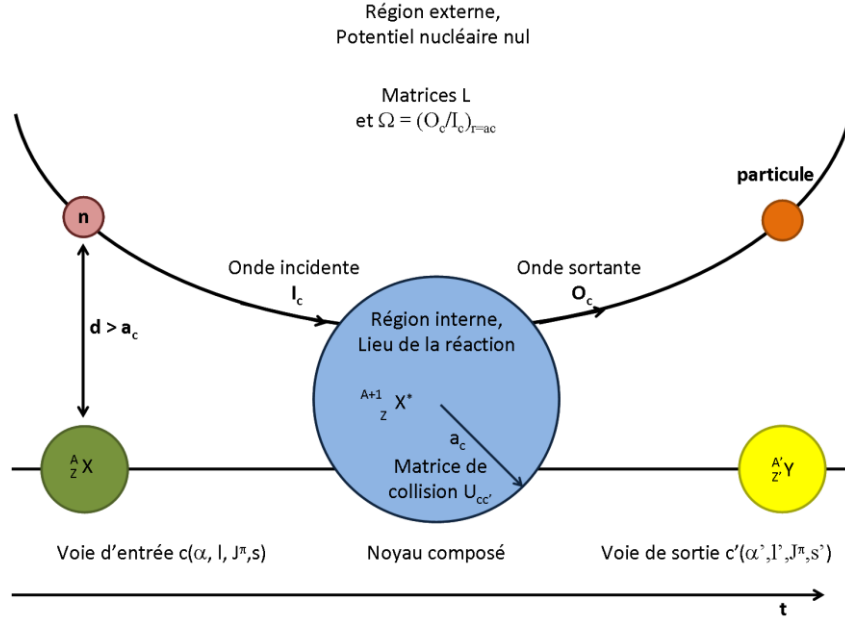


Figure 15 : Schéma de principe d'une réaction avec formation du noyau composé.

Les sections efficaces différentielles en angle dans le système du centre de masse s'écrivent par une somme de polynômes de Legendre :

$$d\sigma_{\alpha\alpha'} = \tilde{\lambda}^2 \sum_{L=0}^{\infty} B_L P_L(\cos \theta_{\alpha'}) d\Omega \quad (11)$$

Avec :

- P_L les polynômes de Legendre d'ordre L
- $\theta_{\alpha'}$ l'angle de déviation de la particule sortante par rapport à la particule entrante
- $\tilde{\lambda}$ la longueur d'onde réduite
- B_L des coefficients faisant intervenir les fonctions de collisions et les coefficients de Clebsch-Gordan¹⁷.

En simplifiant ce cas à un neutron incident (et si on considère une réaction passant d'un couple α à un couple α' de particules (voies c et c')) on arrive au formalisme de Blatt et Biedenharn pour la section efficace angulaire qui nous servira dans le cas des distributions angulaires.

Les modèles utilisés pour reproduire les sections efficaces dépendent du domaine énergétique dans lequel se trouve le neutron incident. Pour la physique des réacteurs, on se place dans l'intervalle 10^{-11} MeV ; 20 MeV et on distingue trois régions : le domaine des résonances résolues (RRR pour Resolved Resonance Range), le domaine des résonances non résolues (URR : Unresolved Resonance Range) et le continuum (Figure 16).

¹⁷ Plus de détails concernant les fonctions de collision et les coefficients de Clebsch-Gordan se trouvent en annexe B

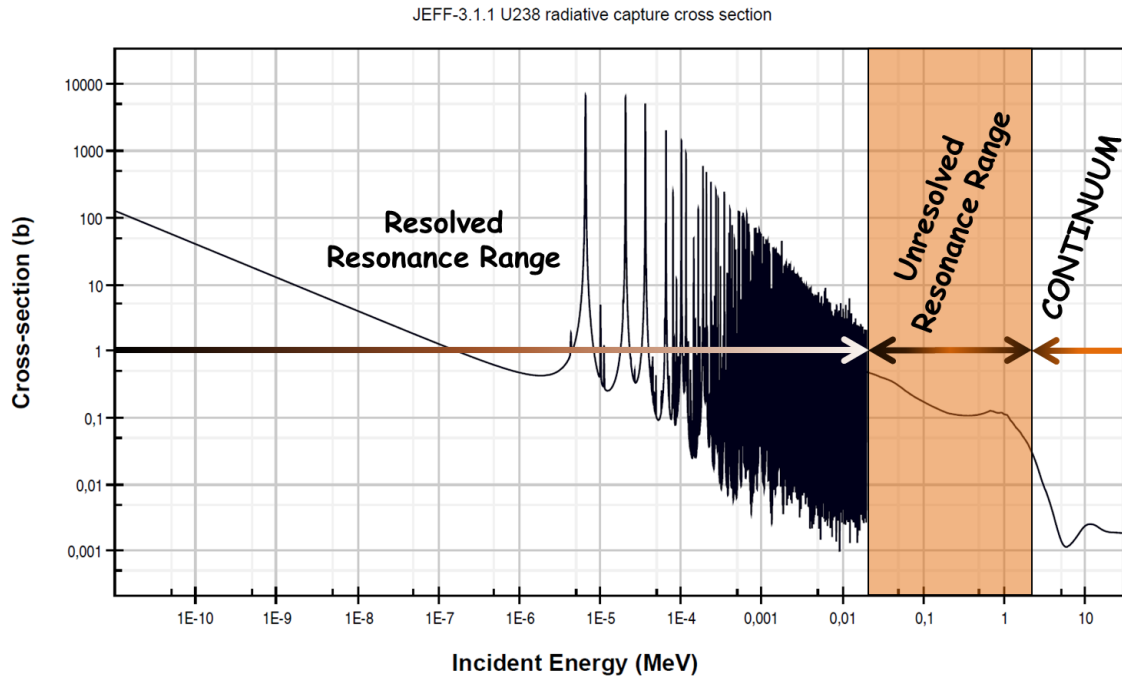


Figure 16 : Les trois domaines énergétiques : RRR, URR et continuum de la section efficace de capture de l' ^{238}U (JEFF-3.1.1).

Le formalisme de la matrice R et ses différentes approximations vont être utilisées pour le domaine des résonances résolues tandis que le modèle optique sera employé pour le domaine de plus haute énergie (continuum).

L'évaluation des données nucléaires est réalisée par le code CONRAD [22] (COde for Nuclear Reaction Analysis and Data Assimilation) développé par le groupe des données nucléaires du DER/SPRC/LEPh. Il regroupe des modèles théoriques (MLBW, Reich-Moore), un module de simulation expérimentale et des outils d'analyse (estimation de paramètres de modèle, techniques de marginalisation [23]...). CONRAD utilise, par un interfaçage optimisé, les codes ECIS et TALYS [24] pour l'évaluation des données nucléaires et possède plusieurs méthodes d'assimilation d'expériences intégrales (« low fidelity », « brute force » et « coupled »).

On décrit ci-après le formalisme de la matrice R puis le modèle optique.

A.1.3 Le formalisme de la matrice R

Le formalisme de la matrice R est une simplification apportée au modèle du noyau composé. Cette partie introduit le principe de la matrice R ainsi que les approximations de Breit et Wigner (simple et multi-niveaux) et de Reich-Moore. Plus de détails sont fournis dans les références [20] [21] et en annexe B.1.

Ce formalisme permet d'exprimer les interactions de la région interne en fonction des éléments de la matrice R. Pour un état λ , on introduit les paramètres de résonance:

- $\gamma_{\lambda c'}$ l'amplitude de probabilité pour la décroissance des états du noyau composé par la voie de sortie c' .
- $\gamma_{\lambda c}$ l'amplitude de probabilité pour la formation des états du noyau composé par la voie d'entrée c .
- E_{λ} , l'énergie du niveau

Ainsi, un élément de la matrice R explicite une résonance (état λ) et s'écrit :

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E} \quad (12)$$

Les approximations existantes du formalisme de la matrice R sont nombreuses, nous ne décrivons ici que succinctement deux d'entre elles qui portent sur des simplifications de la matrice des niveaux.

A.1.3.1 L'approximation simple niveau de Breit et Wigner (SLBW)

L'approximation simple niveau de Breit et Wigner consiste à ne considérer qu'un seul niveau. La section efficace microscopique associée s'écrit alors pour une réaction d'absorption :

$$i \in \{\gamma, f, \dots\}$$

$$\sigma_i = \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (13)$$

Avec :

- Γ_i les largeurs partielles de résonances. Pour chaque niveau et chaque réaction, une largeur partielle est définie : $\Gamma_n, \Gamma_{\gamma}, \Gamma_f, \dots$ et la largeur totale est $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{\gamma} + \Gamma_f + \dots$. Cela correspond à la largeur à mi-hauteur du pic de la résonance (mesurable expérimentalement).
- Avec $g_J = \frac{2J+1}{(2i_N+1)(2i_n+1)}$, facteur statistique de spin qui correspond au poids de chaque moment angulaire total.
- $\tilde{\lambda}$ la longueur d'onde réduite

A.1.3.2 L'approximation de Reich-Moore

Reich et Moore ont proposé un développement de la matrice R en négligeant les interférences entre voies photons. La matrice R ainsi réduite simplifie le calcul des interactions de la zone interne (les voies gamma supprimées sont visibles par les largeurs radiatives totales $\Gamma_{\lambda\gamma}$):

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E - i \frac{\Gamma_{\lambda\gamma}}{2}} \text{ pour } c, c' \neq \gamma \quad (14)$$

A.1.4 Le modèle optique

Dans le domaine énergétique du continuum, c'est le modèle optique qui est utilisé pour modéliser les sections efficaces. Avec l'énergie du neutron incident qui augmente, de nouvelles voies s'ouvrent. Il existe toujours la diffusion élastique potentielle et le mécanisme du noyau composé mais à cela va se rajouter un mécanisme de pré-équilibre et des réactions dites directes.

Les réactions directes deviennent possibles à partir des seuils inélastiques (de l'ordre du MeV) et il n'y a pas de formation du noyau composé : le neutron incident expulse une particule (neutron, proton, alpha...) présente à la surface du noyau en se faisant absorber.

Les réactions de pré-équilibres sont très complexes et nous n'entrerons pas dans les détails mais il faut savoir que ce mécanisme de réaction survient à des énergies encore supérieures aux réactions directes (environ une dizaine de MeV) et est à mi-chemin entre le mécanisme du noyau composé et celui des réactions directes. En effet, l'émission de particule se fait alors que le neutron incident est entré dans le

noyau (donc il y a formation d'un noyau composé) mais avant que l'énergie de celui-ci ne soit tout à fait dispersée uniformément dans le noyau (par chocs successifs sur les nucléons du noyau composé).

C'est la mécanique quantique (non relativiste) qui décrit le phénomène, on assimile alors le neutron incident à une onde subissant des réfractions sur une sphère (d'où l'analogie à une onde lumineuse se réfractant sur une sphère de verre opaque). De par la résolution de l'équation de Schrödinger dans le système du centre de masse, on calculera des coefficients de transmission qui permettront de déterminer des probabilités d'émission et donc des sections efficaces. L'équation de Schrödinger dans le système du centre de masse s'écrit :

$$H\Psi = E\Psi \quad (15)$$

Où l'opérateur Hamiltonien est :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V \quad (16)$$

Avec

- ψ la fonction d'onde
- \hbar la constante de Planck réduite
- E l'énergie cinétique du système {neutron + noyau}
- μ la masse réduite du système {neutron + noyau}
- V le potentiel nucléaire

Le potentiel nucléaire comprend plusieurs termes complexes (on notera R la partie réelle et I la partie Imaginaire) : un terme de volume (indice v), un terme de surface (s) et un couplage spin-orbite ($s-o$). Un terme de potentiel coulombien apparaît également dans le cas de particules chargées. Chacun de ces termes comprend un paramètre de profondeur (dépend de E) et un facteur de forme géométrique (correspondant à un potentiel de Wood-Saxon) qui dépend d'une diffusivité a et de la distance r au rayon géométrique R .

$$V_{Wood-Saxon} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (17)$$

De plus, les termes de couplage spin-orbite sont paramétrés par les coefficients de surface (diffusivité, profondeur du puits, rayon) et dépendent également du couplage spin-orbite :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}l \\ ou \\ \vec{l} \cdot \vec{s} = -\frac{1}{2}(l+1) \end{array} \right. \quad (18)$$

Ainsi, le potentiel peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} V = & \mathcal{R}_V(E, r, R_V, a_V) + i\mathcal{J}_V(E, r, R_V, a_V) + \mathcal{R}_S(E, r, R_S, a_S) \\ & + i\mathcal{J}_S(E, r, R_S, a_S) + \mathcal{R}_{S-O}(E, r, R_S, a_S) \\ & + i\mathcal{J}_{S-O}(E, r, R_S, a_S) \end{aligned} \quad (19)$$

Ce sont donc tous ces paramètres qui sont ajustés afin de reproduire au mieux les sections efficaces.

De plus, le noyau n'étant pas forcément complètement sphérique, un modèle de déformation du noyau peut être ajouté afin de calculer la composante inélastique des réactions directes. Le modèle en DWBA [24] [25] (Distorted Wave Born Approximation) a en particulier été utilisé pour l'aluminium (cf. partie III, §B.6). Il comprend plusieurs paramètres qui sont, dans le cas des noyaux de nombre de masse A impair (^{27}Al par exemple), approximés à ceux d'un noyau de masse A' pair (proche du noyau étudié, i.e. on prend $A' = A \pm 1$).

En résumé, le Tableau 11 synthétise les mécanismes de réaction (noyau composé, réaction de pré-équilibre ou directe) selon les sections.

Mécanisme de réaction / Section	Noyau composé	Pré-équilibre	Directe
σ_{totale}	X		
$\sigma_{élastique} \begin{cases} \sigma_{potentielle} \\ \sigma_{résonante} \end{cases}$			X (σ_{shape})
	X		
$\sigma_{inélastique} \begin{cases} \sigma_{continuum} \\ \sigma_{niveau_i} \end{cases}$	X	X	
	X		X (DWBA)
$\sigma_{n,\gamma}$	X	X	
$\sigma_{n,p}$	X	X	
$\sigma_{n,\alpha}$	X	X	

Tableau 11 : Synthèse des contributions des mécanismes de réaction nucléaires aux différentes sections efficaces.

A.2 Les codes de simulation neutronique

Les codes de simulation neutronique utilisés dans ce travail sont développés au CEA. Deux catégories de codes se distinguent : les codes déterministes qui résolvent numériquement l'équation du transport ou de la diffusion moyennant certaines approximations, et les codes probabilistes, basés sur une méthode de type Monte-Carlo afin de modéliser les interactions des neutrons avec la matière.

Une description succincte des codes utilisés est présentée ci-dessous.

A.2.1 Le code de Monte-Carlo polycinétique TRIPOLI4

Le code TRIPOLI4 est basé sur une méthode Monte-Carlo. Il permet une modélisation en géométrie exacte (à trois dimensions) et sert de calcul de référence pour la validation des schémas au temps 0.

Une méthode Monte-Carlo est une démarche qui consiste à déterminer des valeurs numériques en utilisant des procédés aléatoires (par application du théorème central limite). Les codes Monte-Carlo ne résolvent pas directement d'équation mais simulent de manière probabiliste un grand nombre de particules et les interactions avec la matière.

L'utilisation des données nucléaires est faite avec peu d'approximations, elles viennent directement des évaluations. C'est pourquoi, les calculs par codes stochastiques servent de calculs étalons.

Les différentes caractéristiques des particules incidentes sont tirées aléatoirement : position, énergie, direction, parcours avant collision et nature de l'interaction (absorption, diffusion, fuite). Les probabilités associées aux réactions sont déterminées par les sections efficaces.

Pour N particules suivies, le résultat est une estimation de la vraie valeur par la moyenne μ et n'est entaché que d'une erreur statistique σ relative en $1/\sqrt{N}$. Le temps de calcul est souvent important car dû au nombre élevé de particules à suivre afin de réduire cette erreur statistique.

Les résultats fournis par des simulations Monte-Carlo doivent être présentés avec la valeur de l'incertitude statistique σ donnant la largeur de l'intervalle de confiance (intervalle dans lequel on est sûr à un certain pourcentage que la vraie valeur s'y trouve) :

$\mu \pm \sigma$ on est sûr à 68 % que la vraie valeur s'y trouve
 $\mu \pm 2\sigma$ on est sûr à 95 % que la vraie valeur s'y trouve et ainsi de suite

A.2.2 Les codes déterministes APOLLO2 et CRONOS2

APOLLO2 est un code modulaire de résolution de l'équation du transport multigroupe à 2 dimensions. Les méthodes déterministes sont basées sur la discrétisation des variables de l'espace des phases.

L'approche multigroupe est le découpage du spectre énergétique en un nombre fini de groupes dans lesquels les sections et le flux sont constants. Les valeurs énergétiques des limites des groupes définissent le maillage énergétique. L'équation du transport est alors un système d'équations monocinétiques (contenant autant d'équations qu'il y a de groupes). La résolution se fait en itérant entre le calcul de la source de fission et le flux multigroupe à partir des groupes les plus énergétiques. Des itérations thermiques sont utilisées à basse énergie pour faire converger le flux dans ce domaine énergétique où les groupes sont couplés (remontées thermiques).

La résolution peut être effectuée par la méthode des probabilités de collision [26] [27] ou des méthodes S_N à différences finies [28], nodales [29] ou des caractéristiques [30].

L'effet d'autoprotection (dépression du flux au niveau des résonances des sections efficaces) est pris en compte lors de la mise en groupe. Le module d'autoprotection calcule pour une géométrie donnée les sections multigroupes des isotopes résonnants (pour les groupes correspondant au domaine des résonances). Une équivalence avec un milieu homogène infini permet la détermination des taux de réaction (équivalence hétérogène/homogène appelée aussi homogénéisation) puis une équivalence multigroupe donne les sections efficaces qui conservent ces taux de réaction [31] (d'autres approximations sont également réalisées pour un calcul déterministe comme la discrétisation angulaire).

Les étapes de calcul s'enchaînent par l'exécution d'une suite de procédures. L'utilisateur peut adapter son schéma en modifiant les options appelées par les modules ou en créant ses propres procédures. Il peut ainsi modifier entre autres :

- Le maillage énergétique
- La stratégie d'autoprotection
- Les options de résolution du flux et le solveur à utiliser
- Les sorties à calculer
- ...

Cependant, la résolution de l'équation du transport n'est possible qu'avec des cœurs de petite taille ou des assemblages. L'équivalence transport-diffusion est la technique utilisée afin de réaliser des calculs cœur. Cela consiste à créer des bibliothèques à peu de groupes énergétiques par des calculs assemblages. Ces bibliothèques sont ensuite utilisées par un code cœur faisant l'approximation de la diffusion.

CRONOS2 [5] est le code cœur développé par le CEA, il résout l'équation de la diffusion à trois dimensions en utilisant les bibliothèques fournies par des calculs APOLLO2.

A.3 Conclusion

Les éléments de physique utiles à la compréhension des modèles utilisés dans les évaluations ont été présentés. Le principe, de type probabiliste ou déterministe, des codes de simulation qui seront employés et les approximations faites ont été énoncés. Les incertitudes des paramètres de modèle (largeur de résonance, diffusivité ...) sont propagées aux données nucléaires (sections, multiplicité neutronique ...) et regroupées dans des matrices de covariance multigroupe. La propagation des incertitudes présentes dans les matrices sur les paramètres neutroniques des cœurs se fait par l'intermédiaire des codes de simulation. Ces propagations d'incertitudes sont abordées ci-dessous.

B PROPAGATION DES INCERTITUDES

La propagation des incertitudes des paramètres d'entrée d'un modèle est l'étude de l'incertitude résultante sur un paramètre de sortie. Les vecteurs de sensibilité permettent la propagation des incertitudes. La propagation devient toutefois complexe compte tenu de la non-linéarité et du nombre des variables d'entrée du modèle. Après un bref rappel de définitions de statistique et la présentation de la technique de marginalisation rétroactive, les méthodes de détermination (directe et par la théorie des perturbations) des sensibilités seront exposées. Ensuite, une méthode de propagation statistique des incertitudes, basée sur les indices de Sobol, sera détaillée. L'ensemble de ces méthodes sera appliqué à la grandeur « réactivité » dans les parties suivantes.

B.1 Définitions

Les définitions des grandeurs statistiques et la méthode de calcul des incertitudes qui seront utilisées dans la suite sont présentées ci-dessous.

Pour une variable aléatoire X donnée, on définit l'espérance (moyenne) par la limite vers laquelle tend la moyenne arithmétique lorsque l'effectif N tend vers l'infini.

$$\mathbb{E}(X) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \quad (20)$$

Pour une distribution continue, l'espérance peut être calculée par la fonction de distribution de X :

$$\mathbb{E}(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad (21)$$

La variance est (si le moment d'ordre 2 ($\mathbb{E}(X)^2$) existe) la moyenne des carrés des écarts à la moyenne, autrement dit :

$$Var(X) = \mathbb{E}((X - \mathbb{E}(X))^2) \quad (22)$$

La variance mesure la dispersion autour de la moyenne, l'écart-type $\sigma(X)$ est défini comme la racine carrée de la variance. Pour deux variables aléatoires X et Y , la covariance mesure leurs variations simultanées, elle est définie par :

$$cov(X, Y) = \mathbb{E}((X - \mathbb{E}(X))(Y - \mathbb{E}(Y))) \quad (23)$$

Ainsi, pour deux variables indépendantes, la covariance est nulle. Un coefficient de corrélation mesurant la dépendance entre deux variables peut être défini à partir de la covariance :

$$r(X, Y) = \frac{cov(X, Y)}{\sigma(X)\sigma(Y)} \quad (24)$$

Ce coefficient est compris entre -1 et 1 et une valeur nulle signifie que les variables sont indépendantes.

L'incertitude associée à un résultat de mesure y est caractérisée par l'écart-type $\sigma(y)$. Dans le cas où le mesurande Y dépend de N grandeurs (X_1, X_2, \dots, X_N) reliées par une fonctionnelle $Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N)$, l'écart-type du résultat de mesure y s'écrit [32] :

$$\sigma(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} cov(x_i, x_j)} \quad (25)$$

Avec x_i et x_j qui sont les estimations de X_i et X_j

Ce qui peut aussi s'écrire :

$$\sigma(y) = \sqrt{\sum_i^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \sigma^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} cov(x_i, x_j)} \quad (26)$$

Donc, dans le cas de grandeurs indépendantes (covariance nulle), on a simplement :

$$\sigma(y) = \sqrt{\sum_i^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \sigma^2(x_i)} \quad (27)$$

L'équation (26) peut s'écrire également sous forme matricielle en posant :

Le vecteur de sensibilité S contenant les termes : $S_i = \frac{\partial f}{\partial x_i}$

La matrice de variance-covariance M contenant les termes $M_{i,j} = cov(x_i, x_j)$

$$\sigma(y) = \sqrt{S^T M S} \quad (28)$$

C'est l'équation (28) qui sera utilisée pour la détermination des incertitudes dues aux données nucléaires dans les parties suivantes¹⁸.

¹⁸ En valeur relative (%) cette équation peut également s'écrire $\delta(y) = \sqrt{\frac{\sigma^2(y)}{\bar{y}^2}} = \sqrt{S^T M S}$ Dans ce cas, S est défini par $S_i = \frac{x_i}{\bar{y}} \frac{\partial f}{\partial x_i}$ et M a pour terme générique $M_{i,j} = \frac{cov(x_i, x_j)}{x_i x_j}$

B.2 Principe de la Marginalisation analytique

La technique d'ajustement des paramètres présentée ici ne modifie pas l'évaluation des données, c'est une méthode qualifiée de rétroactive [33] [34]. Cela permet le calcul de variances et covariances des paramètres de modèle décrivant les sections efficaces de réaction sans la réestimation de l'évaluation des données nucléaires. La technique de marginalisation analytique est implémentée dans le code CONRAD [35] [36].

Trois types de paramètres peuvent être considérés :

- les observables qui proviennent de l'expérience.
- les latents qui sont des paramètres de modèle que l'on ne parvient pas à déterminer seuls (par exemple D , l'espacement moyen entre résonances, car on mesure Γ et le rapport Γ/D , on en déduit alors D).
- Les nuisances qui sont des paramètres associés aux paramètres expérimentaux (comme la température, le bruit de fond, la normalisation ...) et qui se répercutent sur les observables ajustées (par le biais d'une incertitude systématique). Les nuisances détériorent la précision des mesures expérimentales et n'apparaissent pas dans les paramètres finaux.

Le code CONRAD lie les observables et les latents (que l'on appelle paramètres de modèle) et calcule leurs corrélations. La marginalisation analytique considère que les paramètres de modèle peuvent assimiler les effets des paramètres de nuisance.

La matrice de covariance des paramètres peut être représentée comme une matrice bloc séparant les covariances intrinsèques des paramètres de modèle à ajuster (mod) et les covariances des paramètres de nuisance (nuis) :

$$M_{param} = \begin{pmatrix} M_{mod} & M_{nuis,mod} \\ M_{nuis,mod} & M_{nuis} \end{pmatrix} \quad (29)$$

Et les sensibilités de la simulation des expériences (réalisées par CONRAD) aux paramètres sont regroupées dans la matrice S

$$S = (S_{mod} \quad S_{nuis}) \quad (30)$$

La matrice de covariance pour la simulation est donc :

$$M_{sim} = SM_{param}S^T \quad (31)$$

La marginalisation permet de calculer une matrice M_{mod}^* comportant les covariances de M_{nuis} et reproduisant les covariances de M_{sim} . La méthode fait l'hypothèse que l'on utilise au moins autant de points expérimentaux que de paramètres de modèle, ce qui est effectivement souvent le cas (sinon il faut considérer moins de paramètres de modèle) et que les vecteurs de sensibilités forment une famille libre (ils sont linéairement indépendants). Ces deux hypothèses peuvent être réunies sous la condition d'inversibilité de la matrice $S_{mod}^T S_{mod}$.

La démonstration de la formule de la matrice marginalisée est la suivante :

On cherche M_{mod}^* telle que :

$$S_{mod} M_{mod}^* S_{mod}^T = M_{sim} = SM_{param}S^T \quad (32)$$

En multipliant à gauche par S_{mod}^T et à droite par S_{mod} puis en inversant $S_{mod}^T S_{mod}$, on arrive à :

$$M_{mod}^* = (S_{mod}^T S_{mod})^{-1} S_{mod}^T S_{mod} SM_{param}S^T S_{mod} (S_{mod}^T S_{mod})^{-1} \quad (33)$$

B.3 Calculs de sensibilité

Le calcul de l'effet en réactivité (cf. partie II, §A.1.1) entre un état perturbé et un état de référence donne la sensibilité à un paramètre en pcm/% de la perturbation introduite, si cette perturbation n'est pas trop importante (cela dépend des paramètres et si on considère la linéarité de la réponse) : c'est la manière la plus directe d'obtenir une sensibilité.

La théorie des perturbations au premier ordre est très utilisée pour le calcul de petites modifications d'un état d'un réacteur. Elle permet de déterminer l'effet de la perturbation en un seul calcul contrairement à la méthode directe qui en nécessite deux (un calcul de l'état de référence et un calcul de l'état perturbé). De plus, la comparaison de deux calculs peut s'avérer numériquement imprécise si la perturbation est faible. Les sensibilités, qui sont de petites perturbations de l'état de référence, entrent dans ce cadre et nous présentons ici le calcul d'un effet en réactivité :

L'équation de Boltzmann sans source peut s'écrire sous forme d'opérateurs :

$$H\psi = \left(\frac{1}{k}P - L\right)\psi = 0 \quad (34)$$

Avec :

- H l'opérateur de Boltzmann
- P l'opérateur de production
- L l'opérateur de transport
- k le coefficient de multiplication
- Ψ le flux neutronique

La différence entre deux états critiques (1) et (2) permet d'exprimer l'effet en réactivité :

$$\frac{1}{k_1}P_1\psi_1 - L_1\psi_1 - \frac{1}{k_2}P_2\psi_2 + L_2\psi_2 = 0 \quad (35)$$

En ajoutant et en retranchant le terme $\left(\frac{1}{k_1}(P_1 - P_2) - L_1\right)\psi_2$, on obtient :

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{k_1}(P_2 - P_1) - (L_2 - L_1)\right)\psi_2 + \left(\frac{1}{k_1}P_1 - L_1\right)(\psi_2 - \psi_1) \\ &+ \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_1}\right)P_2\psi_2 = 0 \end{aligned} \quad (36)$$

Ensuite, en multipliant à gauche par le flux adjoint¹⁹ de l'état 1, on arrive à :

$$\begin{aligned} &\left\langle \psi_1^* \left| \left(\frac{1}{k_1} \delta P - \delta L \right) \psi_2 \right. \right\rangle + \left\langle \psi_1^* \left| \left(\frac{1}{k_1} P_1 - L_1 \right) (\psi_2 - \psi_1) \right. \right\rangle \\ &+ \left\langle \psi_1^* \left| \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_1} \right) P_2 \psi_2 \right. \right\rangle = 0 \end{aligned} \quad (37)$$

Par définition de l'opérateur adjoint, le second terme peut aussi s'écrire ainsi :

$$\begin{aligned} &\left\langle \psi_1^* \left| \left(\frac{1}{k_1} P_1 - L_1 \right) (\psi_2 - \psi_1) \right. \right\rangle = \left\langle \left(\frac{1}{k_1} P_1^* - L_1^* \right) \psi_1^* \left| (\psi_2 - \psi_1) \right. \right\rangle \\ &= \langle H_1^* \psi_1^* | (\psi_2 - \psi_1) \rangle = 0 \end{aligned} \quad (38)$$

¹⁹ On rappelle l'équation adjointe : $H^*\psi^* = 0$

Enfin, on peut écrire l'effet en réactivité entre les deux états :

$$\Delta\rho = \frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} = \frac{\langle \psi_1^* | \left(\frac{1}{k_1} \delta P - \delta L \right) \psi_2 \rangle}{\langle \psi_1^* | P_2 \psi_2 \rangle} \quad (39)$$

Un module de calcul de sensibilité par théorie des perturbations standards est implémenté dans le code APOLLO2, il servira dans la suite de ces travaux de thèse à la détermination par calcul des vecteurs de sensibilité de la réactivité aux données nucléaires.

B.3.1 Sensibilités au spectre de fission

Le module utilisant la théorie des perturbations donne également accès aux sensibilités de la réactivité au spectre de fission mais sans renormalisation. En effet, afin de conserver le nombre moyen de neutrons émis par fission, il est indispensable que la densité de probabilité d'émission (l'aire sous la courbe, Figure 17) reste égale à l'unité.

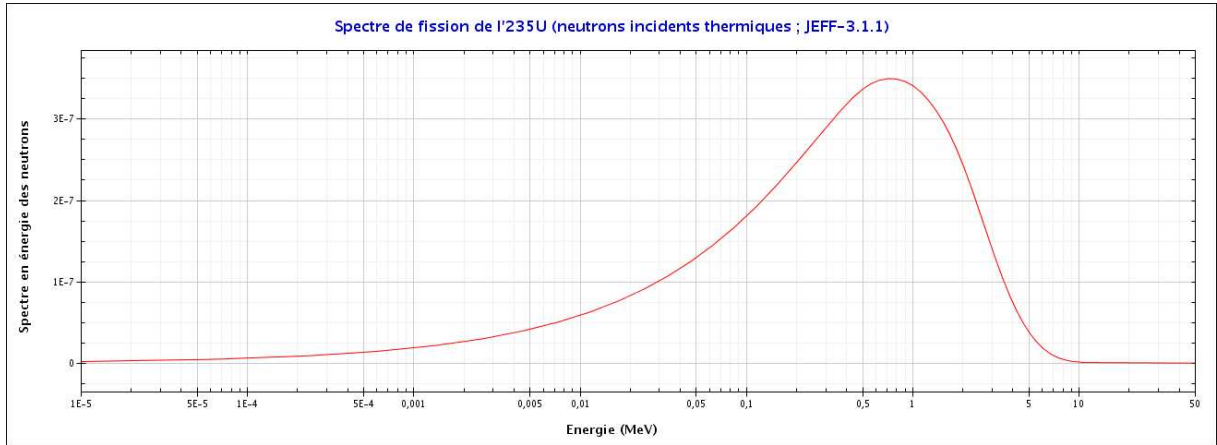


Figure 17 : Spectre de fission de l'²³⁵U par le modèle de Madland-Nix (JEFF-3.1.1)

De plus, c'est seulement la sensibilité d'un groupe d'énergie par rapport aux autres qui est recherchée indépendamment de la sensibilité de la multiplicité neutronique ν . Ceci n'est possible que par perturbation directe et renormalisation [37] [38], celle-ci s'effectue pour une perturbation du spectre dans le groupe g de $\Delta\chi^g$ par la modification du spectre dans tous les autres groupes k différents de g :

$$\chi^{k \neq g} \rightarrow \left(1 - \frac{\Delta\chi^g}{1 - \chi^g} \right) \chi^{k \neq g} \quad (40)$$

Ainsi, on garde la somme sur les N groupes constante et égale à 1 :

$$\sum_{k=1}^N \chi^k = 1 \quad (41)$$

Selon les vecteurs de sensibilités (normalisés ou non) utilisés, une normalisation de la matrice doit être effectuée. Elles contiennent généralement les covariances relatives :

$$M_{ij} = \frac{\sigma_{\chi_i \chi_j}}{\chi_i \chi_j} \quad (42)$$

Et la condition de normalisation de la matrice (en covariance absolues) est que la somme de chaque ligne et de chaque colonne est nulle :

$$\begin{aligned}\sum_i \sigma_{\chi_i \chi_j} &= 0 \quad \forall j \\ \sum_j \sigma_{\chi_i \chi_j} &= 0 \quad \forall i\end{aligned}\tag{43}$$

La renormalisation s'effectue par l'application d'un projecteur²⁰ P .

Soit les notations suivantes (par exemple dans le cas d'un découpage du spectre en 15 groupes d'énergie):

- I la matrice identité 15x15
- u , le vecteur unité $u = (1 \ 1 \ \dots \ 1)^T$
- χ , le spectre de fission multigroupe $\chi = (\chi_1 \ \chi_2 \ \dots \ \chi_{15})^T$

Le projecteur se construit par :

$$P = I - u\chi^T\tag{44}$$

On note V la matrice de covariance absolue et \tilde{V} la matrice normalisée:

$$\tilde{V} = P^T V P\tag{45}$$

Le vecteur de sensibilité contraint est la projection par P du vecteur non contraint :

$$\tilde{S} = P S\tag{46}$$

L'incertitude due au spectre de fission est déterminée au premier ordre par :

$$I_\chi^2 = S^T \tilde{V} S = S^T P^T V P S = (P S)^T V (P S) = \tilde{S}^T \tilde{V} \tilde{S}\tag{47}$$

Et par idempotence de P (i.e. l'application de P à une matrice déjà normalisée ne la change pas) :

$$I_\chi^2 = S^T \tilde{V} S = S^T P^T \tilde{V} P S = \tilde{S}^T \tilde{V} \tilde{S}\tag{48}$$

B.3.2 Sensibilités à la diffusion

L'effet de la section de diffusion ainsi que l'effet lié à l'anisotropie du choc angulaire doivent être estimés. La sensibilité aux sections de diffusion est alors réalisée de deux manières différentes selon la voie de calcul utilisée.

Les sensibilités peuvent être déterminées avec TRIPOLI4 et regroupent les perturbations directes des sections efficaces et une estimation de l'effet des distributions angulaires par modification des fichiers contenant les données nucléaires²¹ (utilisation de distributions angulaires provenant de différentes évaluations ou générées par CONRAD). Cette méthode de détermination des sensibilités à la diffusion sera utilisée dans le cas de l'aluminium afin de séparer la contribution de la diffusion inélastique de la diffusion élastique (ce qui n'est pas possible avec APOLLO2).

Les sensibilités peuvent également être estimées par la voie déterministe par perturbations directes de la section de diffusion et par théorie des perturbations sur cette même section. Toutefois, il a été montré [16] [39] que les calculs cellules à deux dimensions sous-estiment les sensibilités et que celles-

²⁰ Un projecteur est une application linéaire idempotente : $P^2 = P$

²¹ *FILE 4* des fichiers *ENDF* (cf.IIIB.1)

ci doivent être déterminées par des calculs cœurs tridimensionnels. Ainsi, les calculs de sensibilité à la diffusion seront, autant que possible, réalisés à 3 dimensions. Le formulaire HORUS3D/N rend possible ce type de calcul par le schéma CRONOS2 du RJH mais dans le cas de l'interprétation de la configuration de référence du programme AMMON, la sensibilité à la diffusion (élastique) de l'eau est calculée par théorie des perturbations à deux dimensions avec APOLLO2. Cela vient du fait qu'aucun schéma CRONOS2 n'existe pour AMMON et que les perturbations directes et propagations par TRIPOLI4 des sections de l'eau des fichiers *ENDF* (*FILE* 3) ne prennent pas en compte la thermalisation.

B.4 Méthode de propagation statistique

La méthode de propagation suivante est basée sur un grand nombre de simulations faisant varier les paramètres (méthode statistique). Alliée au principe de l'analyse de sensibilité globale et de la décomposition de la variance par les indices de Sobol, cette démarche permet d'identifier et quantifier les différentes sources d'incertitudes (pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux références [40] [41] [42] [43] [44] [45] [46] et [47]).

B.4.1 Décomposition de la variance par les indices de Sobol

Considérons un paramètre $Y=f(X_i)$ (résultat d'une simulation ou grandeur physique) dépendant de d variables aléatoires indépendantes X_i , la variance de Y peut être décomposée de la manière suivante :

$$Var(Y) = \sum_{i=1}^d V_i + \sum_{i=1}^d \sum_{j>i}^d V_{ij} + \dots + V_{1,2,\dots,d} \quad (49)$$

Avec²² :

$$V_i = Var(\mathbb{E}(Y/X_i)) \quad (50)$$

$$V_{ij} = Var(\mathbb{E}(Y/X_i, X_j)) - V_i - V_j \quad (51)$$

Et

$$V_{1,2,\dots,d} = Var(\mathbb{E}(Y/X_1, X_2, \dots, X_d)) - \sum_{k=1}^d V_k \quad (52)$$

V_i est la part de la variance provenant uniquement des termes de Y où seule la variable X_i intervient, alors que V_{ij} est la part de la variance due uniquement aux termes couplés X_i et X_j de Y et ainsi de suite. On comprend donc la nécessité de l'indépendance des variables aléatoires X_i afin de décomposer la variance de Y (il faut former une famille libre).

On introduit les indices de Sobol S_i et S_{ij} , ceux-ci étant les V_i et V_{ij} normalisés par la variance :

$$S_i = \frac{V_i}{Var(Y)} \quad ; \quad S_{ij} = \frac{V_{ij}}{Var(Y)} \quad (53)$$

On notera également avec un indice T les indices Totaux de Sobol, regroupant toute la variance relative qui est au moins due à la variable X_i . Pour $i=k$ on aura :

$$S_{Tk} = S_k + \sum_{j \neq k} S_{kj} + \dots + S_{1,\dots,d} \quad (54)$$

²² $\mathbb{E}(Y/X_i)$ étant l'espérance de Y sachant X_i .

La décomposition de la variance sert à identifier sa provenance (donc les sources d'incertitudes) sur un paramètre Y. Dans notre cas, la réactivité déterminée par les codes de neutronique sera ce paramètre.

B.4.2 Principe de détermination des indices de Sobol

La difficulté principale est la détermination des indices de Sobol. Les codes de simulation ne donnent pas les variances dues à certaines variables et/ou sachant une autre variable.

Pour la plupart des applications connues de cette méthode, les simulations nécessaires ne durent que quelques secondes à quelques minutes, ce qui autorise un grand nombre de simulation et donne in fine accès à une bonne précision.

Cependant, en neutronique, la résolution de l'équation du transport sur des cœurs complets (et complexes comme c'est le cas pour le RJH) ne donne pas de résultats rapidement même si certaines méthodes de résolution sont plus rapides que d'autres.

Une méthode Monte-Carlo peut être utilisée pour la détermination des indices de Sobol, mais lorsque le temps de calcul est trop important, les indices de Sobol sont évalués par la mise en place d'un méta-modèle basé sur un nombre raisonnable de simulations.

B.4.2.1 Détermination des indices de Sobol par une méthode Monte-Carlo

On effectue $2n$ tirages par variable aléatoire ($X_1, X_2 \dots X_d$) et on construit deux matrices M_1 et M_2 de dimension $(n \times d)$, contenant les résultats de ces tirages $m_{1,j}^{X_k}$ et $m_{2,j}^{X_k}$:

$$M_{1(n \times d)} = \begin{pmatrix} m_{1,1}^{X_1} & \dots & m_{1,1}^{X_d} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{1,n}^{X_1} & \dots & m_{1,n}^{X_d} \end{pmatrix} \quad M_{2(n \times d)} = \begin{pmatrix} m_{2,1}^{X_1} & \dots & m_{2,1}^{X_d} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{2,n}^{X_1} & \dots & m_{2,n}^{X_d} \end{pmatrix} \quad (55)$$

Puis en plaçant un vecteur de la première matrice dans la deuxième, on construit les d matrices :

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{2(n \times d)}^1 &= \begin{pmatrix} m_{1,1}^{X_1} & m_{2,1}^{X_2} & \dots & m_{2,1}^{X_d} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{1,n}^{X_1} & m_{2,n}^{X_2} & \dots & m_{2,n}^{X_d} \end{pmatrix} \\ &\dots \\ \tilde{M}_{2(n \times d)}^k &= \begin{pmatrix} m_{2,1}^{X_1} & \dots & m_{1,1}^{X_k} & \dots & m_{2,1}^{X_d} \\ \vdots & \dots & \vdots & \dots & \vdots \\ m_{2,n}^{X_1} & \dots & m_{1,n}^{X_k} & \dots & m_{2,n}^{X_d} \end{pmatrix} \\ &\dots \\ \tilde{M}_{2(n \times d)}^d &= \begin{pmatrix} m_{2,1}^{X_1} & \dots & m_{2,1}^{X_{d-1}} & m_{1,1}^{X_d} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ m_{2,n}^{X_1} & \dots & m_{2,n}^{X_{d-1}} & m_{1,n}^{X_d} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (56)$$

Puis les matrices contenant deux vecteurs de M_1 et ainsi de suite. On obtient à la fin $2^d - 1$ matrices de n jeux de paramètres à propager pour calculer les $Y(M_i)$. Il y a donc $(2^d - 1)n$ simulations à réaliser. Le nombre total de simulation dépend alors fortement du nombre de tirage n sur les variables aléatoires (et donc de la précision que l'on souhaite sur ces variables) et dépend encore plus fortement du nombre de paramètres d .

Après simulations des $(2^d - 1)n$ cas, les indices de Sobol du premier ordre se déduisent par :

$$\hat{S}_{i \in [1;d]} = \frac{E(Y(M_1)Y(\tilde{M}_2^i)) - E(Y(M_1))^2}{Var(Y(M_1))} \quad (57)$$

Et les indices d'interaction par :

$$\hat{S}_{\substack{i,j \in [1;d] \\ i \neq j}} = \frac{E(Y(M_1)Y(\tilde{M}_2^{i,j})) - E(Y(M_1))^2}{Var(Y(M_1))} - \hat{S}_i - \hat{S}_j \quad (58)$$

Avec les matrices $\tilde{M}_2^{i,j}$ contenant deux vecteurs de M_1 et ainsi de suite pour les termes suivants.

B.4.2.2 Détermination des indices de Sobol à partir d'un Méta-modèle

Le temps nécessaire pour le calcul des indices de Sobol par la méthode Monte-Carlo peut se révéler très important selon le nombre de paramètres considéré (varie en 2^d). L'utilisation d'un méta-modèle reproduisant le comportement du paramètre souhaité en fonction des variables aléatoires en entrée permet un gain de temps de calcul. Cependant, un certain nombre de simulations reste nécessaire pour l'établissement et la validation du méta-modèle.

Le comportement général de la sortie en fonction des variables d'entrée doit être tout d'abord pressenti (comportement linéaire, exponentiel, logarithmique ...) sur la base de lois physiques connues ou d'expertise. Nous ne nous attacherons ici qu'au comportement linéaire. Ensuite, les coefficients du méta-modèle doivent être fittés sur un certain nombre de simulations appelé *Base d'Apprentissage* (BA) et validés sur d'autres simulations appartenant à la *Base de Test* (BT). Le nombre de simulations dans les bases d'apprentissage et de test est un critère de qualité du méta-modèle (avec la répartition des tirages des variables aléatoires) mais cela nécessite tout de même moins de simulations que pour la méthode Monte-Carlo.

On cherche à déterminer les $V_i = Var(E(Y / X_i))$ et $V_{ij} = Var(E(Y / X_i, X_j)) - V_i - V_j$ pour cela on doit calculer $Var(Y)$, on pose le modèle suivant :

$$Var(Y) = Var(f(X)) = Var\left(\beta_0 + \sum_{i \in [1;d]} \beta_i X_i + \sum_{i \in [1;d]} \beta_{i,i} X_i^2 + \sum_{i \in [1;d]} \sum_{j \neq i} \beta_{i,j} X_i X_j + \dots\right) \quad (59)$$

Pour simplifier les calculs on travaillera avec les variables centrées réduites (pour des variables aléatoires suivant des lois gaussiennes) :

$$\tilde{X}_i = \frac{X_i - \mu_i}{\sigma_i} \text{ pour } i \in [1;d] \text{ et avec } \mu \text{ et } \sigma \text{ la moyenne et l'écart-type de la variable considérée.}$$

La variance de Y s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
Var(Y) = & \sum_{i \in [1:d]} \beta_i^2 Var(\tilde{X}_i) \\
& + \sum_{i \in [1:d]} \beta_{i,i}^2 Var(\tilde{X}_i^2) + \sum_{i \in [1:d]} \sum_{j \neq i} \beta_{i,j}^2 Var(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) \\
& + \sum_{i \in [1:d]} \beta_i \beta_{i,i} cov(\tilde{X}_i, \tilde{X}_i^2) \\
& + \sum_{i \in [1:d]} \sum_{j \neq i} \beta_i \beta_{i,j}^2 cov(\tilde{X}_i, \tilde{X}_i \tilde{X}_j) + \dots
\end{aligned} \tag{60}$$

L'expression précédente doit ensuite être adaptée à chaque cas rencontré, et peut s'avérer assez simple dans le cas d'un petit nombre de variables et de peu de termes couplés. Nous appliquerons cette méthode pour estimer l'incertitude sur la réactivité du cœur AMMON/Référence due aux incertitudes technologiques des assemblages RJH (voir en partie V au §B.1.3).

B.5 Conclusion

Cette partie a présenté, après quelques rappels de statistique, la méthode de marginalisation rétroactive et les méthodes de propagation de l'incertitude par la construction de vecteurs de sensibilité et par la mise en place d'une méthode statistique. La détermination des vecteurs de sensibilité peut se faire par perturbation directe d'un paramètre d'entrée (dimension géométrique, section efficace ...) ou par théorie des perturbations à partir du module implémenté dans APOLLO2. La décomposition de la variance par analyse globale permet de déterminer et quantifier les principales sources d'incertitude sur la sortie (réactivité) et la méthode des indices de Sobol est simple dans sa mise en œuvre mais nécessite un grand nombre de calculs (moindre si l'on met en place un méta-modèle).

La partie suivante s'attache à présenter les modes de transposition utilisés entre une expérience (VALMONT ou AMMON/REF dans le cas présent) et un réacteur (RJH) afin de transférer, pour un même schéma de calcul, les biais et incertitudes.

C MÉTHODES DE TRANSPOSITION ET DE MAÎTRISE DES INCERTITUDES

Dans le domaine de la simulation neutronique, la transposition est le transfert d'une information expérimentale à un paramètre de projet d'une application industrielle. Les informations sont dans notre cas des résultats de comparaisons calcul-expérience qui indiquent comment le formulaire de calcul se comporte par rapport à la réalité. Cela apporte des éléments de qualification et sert à quantifier et maîtriser les incertitudes sur des paramètres neutroniques pour un formulaire. Evidemment, plus l'Expérience et l'Application sont identiques d'un point de vue neutronique, plus la valeur expérimentale sera déterminante et le calcul de l'Application sera modifiée. Deux modes d'utilisation de la méthode de transposition ont été utilisés dans ce travail :

La Ré-estimation des Données Nucléaires (RDN) est une méthode qui permet d'utiliser les résultats d'expériences (écarts C/E) afin de ré-estimer les sections efficaces en jeu ainsi que leurs incertitudes et leurs corrélations (matrices de variances-covariances). C'est une méthode itérative : chaque itération demande un nouveau calcul des sensibilités des expériences avec les données nucléaires de l'itération en cours. Une fois la convergence atteinte, les incertitudes *a posteriori* du réacteur peuvent être estimées avec la matrice (*a posteriori*) de variances-covariances et les sensibilités (*a posteriori*) du réacteur.

Dans le cas d'une transposition ne mettant en œuvre qu'une seule expérience (comme c'est le cas pour la maquette AMMON pour l'application RJH), il est plus simple de se ramener à la méthode d'Orlov qui permet de réduire les incertitudes par le biais d'un *facteur de représentativité*. Ce facteur r quantifie la similitude entre une expérience et un réacteur pour un paramètre intégral (réactivité dans notre cas) via les vecteurs de sensibilité. Cette méthode est directe et ne demande pas de calcul hormis celui des sensibilités de l'expérience et du réacteur.

Dans la suite, le symbole * indique les paramètres *a posteriori*.

C.1 Réestimation des Données Nucléaires de Base (RDN)

Cette méthode est couramment utilisée dans le cadre de la réestimation des données nucléaires par des résultats d'interprétations d'expériences intégrales (oscillations dans MINERVE, indices de spectres dans EOLE,...), de mesures post-irradiation dans les REP et dans les réacteurs d'irradiation expérimentaux.

Le principe théorique de la méthode (le lien entre les distributions *a priori* et *a posteriori*) est tout d'abord introduit. Ensuite, la mise en œuvre pratique de la méthode est présentée.

C.1.1 Détermination de la matrice de covariances

Le but est de ré-estimer les données nucléaires en incluant les résultats de mesures intégrales et de déterminer la matrice de covariances associée. La régression non-linéaire est résolue par itérations en utilisant une méthode de Gauss-Newton [48] [49].

Le théorème de Bayes permet de connaître la probabilité d'obtenir des paramètres \vec{x}^* (*a posteriori*) en fonction des paramètres connus \vec{x} (*a priori*) et des données expérimentales \vec{y} (d'une grandeur physique \vec{z}) :

$$p(\vec{x}^* | \vec{y}, \vec{x}) = \frac{p(\vec{y} | \vec{x}^*, \vec{x}) p(\vec{x}^* | \vec{x})}{\int p(\vec{x}^* | \vec{x}) p(\vec{y} | \vec{x}^*, \vec{x}) d\vec{x}^*} \quad (61)$$

$p(\vec{x}^* | \vec{y}, \vec{x})$ est la densité de probabilité *a posteriori*

$p(\vec{x}^* | \vec{x})$ est la densité de probabilité *a priori*

$p(\vec{y} | \vec{x}^*, \vec{x})$ correspond à la fonction de vraisemblance, elle indique la vraisemblance des valeurs de \vec{y} sachant \vec{x} et avec \vec{x}^* inconnu.

La densité de probabilité *a priori* et la fonction de vraisemblance sont supposées être des gaussiennes [48] :

$$\begin{aligned} p(\vec{x}^* | \vec{x}) &\propto \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{x}^* - \vec{x})^t M_x^{-1}(\vec{x}^* - \vec{x})\right) \text{ et} \\ p(\vec{y} | \vec{x}^*, \vec{x}) &\propto \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{z} - \vec{y})^t M_y^{-1}(\vec{z} - \vec{y})\right) \end{aligned} \quad (62)$$

Avec M_x et M_y les matrices de variances-covariances.

L'intégrale présente au dénominateur de l'équation (61) est une normalisation, on peut donc réécrire le théorème de Bayes sous la forme :

i.e.

$$a \text{ posteriori} \propto a \text{ priori} \times \text{vraisemblance}$$

$$p(\bar{x}^* | \bar{y}, \bar{x}) \propto p(\bar{x}^* | \bar{x}) p(\bar{y} | \bar{x}^*, \bar{x}) \quad (63)$$

Et on en déduit la densité de probabilité *a posteriori* :

$$p(\bar{x}^* | \bar{y}, \bar{x}) \propto \exp \left(-\frac{1}{2} \left[(\bar{x}^* - \bar{x})' M_x^{-1} (\bar{x}^* - \bar{x}) + (\bar{z} - \bar{y})' M_y^{-1} (\bar{z} - \bar{y}) \right] \right) \quad (64)$$

On utilise le principe de maximisation de la vraisemblance afin de déterminer les paramètres inconnus. Maximiser cette fonction revient à minimiser la dérivée de son logarithme (appelée *fonction de coût* et notée S^{23}) par une méthode des moindres carrés généralisés (on suppose que l'*a priori* est proche de la solution).

$$S(\bar{x}^*) = (\bar{x}^* - \bar{x})' M_x^{-1} (\bar{x}^* - \bar{x}) + (\bar{z} - \bar{y})' M_y^{-1} (\bar{z} - \bar{y}) \quad (65)$$

On cherche \bar{x}^* tel que $\text{grad}(S(\bar{x}^*)) = 0$ afin de trouver un extremum de S . En supposant que l'*a priori* est proche de la solution, cet extremum est l'optimum de la fonction coût. Dans ce but, la méthode itérative de Gauss-Newton est utilisée.

Une fois la convergence atteinte (à la $n^{\text{ième}}$ itération, avec comme test de convergence la variation de S), on arrive à :

$$M_{x^*} = (M_x^{-1} + G_n' M_y^{-1} G_n)^{-1} \quad (66)$$

Avec G le vecteur de sensibilité :

$$G_{i,j} = \left. \frac{\partial \bar{z}_i}{\partial \bar{x}_j^*} \right|_{\bar{x}^*}$$

Enfin on estime l'incertitude du réacteur *a posteriori* due aux données nucléaires. On effectue ceci en utilisant les vecteurs de sensibilité S_R^* associés aux sections ré-estimées et la matrice de variances-covariances nouvellement corrigée par l'expérience :

$$I_R = \sqrt{S_R^t M_{x^*} S_R} \quad (67)$$

C.1.2 Implémentation dans le logiciel RDN

Le logiciel RDN est réalisé sous environnement Matlab et se présente par une interface simplifiée pour l'utilisateur (Figure 18) : il suffit de sélectionner les données d'entrée et de lancer le calcul, une fois ces données implémentées dans le logiciel. Le principe du calcul est celui expliqué en partie II au §C.1.1 mais les expressions sont modifiées afin d'utiliser des variations relatives (l'utilisateur choisit donc l'unité avec laquelle il souhaite travailler) : on entre directement les écarts calcul/expérience en % (et leurs corrélations) pour les expériences intégrales et il suffit de donner les incertitudes relatives (en %) et les corrélations entre les données nucléaires microscopiques.

Enfin, le fichier d'entrée contient également les vecteurs de sensibilités des expériences aux données nucléaires (c'est ce qui fait le lien entre les informations intégrales et les données nucléaires de base).

²³ De plus amples détails se trouvent en annexe B.2

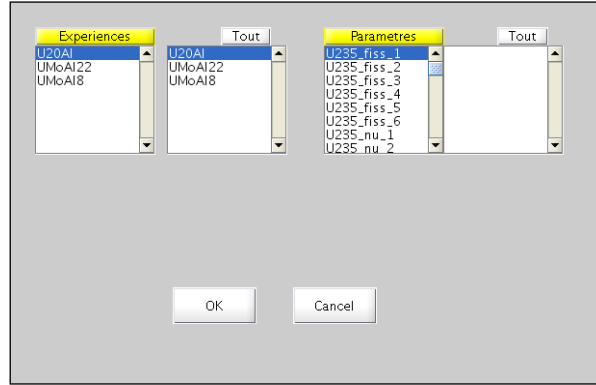


Figure 18 : Interface graphique du logiciel RDN sous Matlab.

En pratique, une seule itération est réalisée car itérer plus longuement signifierait recommencer un calcul en prenant en compte les modifications sur les sections.

C.2 La représentativité, méthode d'Orlov pour les paramètres intégraux

Cette méthode, utilisée en physique des réacteurs [50] [51], permet de déterminer une représentativité neutronique entre l'Expérience et le Réacteur pour un paramètre intégral. Dans le cas d'une bonne représentativité, la transposition de l'écart C/E et son incertitude associée est possible d'un réacteur à un autre. On comprend donc l'intérêt de cette méthode lorsque l'on possède une base de données d'expériences représentatives d'un type de réacteur.

Le problème qui nous intéresse est le suivant :

On dispose de données expérimentales et d'une estimation *a priori* des incertitudes dues aux données nucléaires sur un paramètre intégral du réacteur. On souhaite trouver une estimation *a posteriori* de ces incertitudes en partant du principe que l'expérience va apporter des informations. La méthode d'analyse des données intégrales est basée sur la ré-estimation des données nucléaires. Le lecteur peut se reporter aux références [52] et [53] pour plus de précision.

Soit :

- R et E, deux fonctionnelles correspondant respectivement aux paramètres du Réacteur et de l'Expérience.
- $\Sigma = \{\sigma_j\}_{(j=1...N)}$ le vecteur contenant les données nucléaires (sections efficaces selon les isotopes, les groupes et les réactions). Elles servent à simuler les mesures de l'expérience E et les paramètres du réacteur R.
- S_R et S_E les vecteurs de sensibilités aux données nucléaires.
- M la matrice de variances-covariances des données nucléaires.

Les incertitudes « Réacteur » et « Expérience » dues aux données nucléaires s'écrivent comme suit :

$$I_R = \sqrt{S_R^t M S_R} \text{ et } I_E = \sqrt{S_E^t M S_E} \quad (68)$$

M est symétrique définie positive, l'espace vectoriel F dans lequel on se place possède alors un produit scalaire : avec $(U, V) \in F^2$,

$$\langle U, V \rangle = U^t . M . V \quad (69)$$

Le coefficient de corrélation (ou *facteur de représentativité*) entre les deux fonctionnelles E et R (il représente le cosinus de l'angle entre les deux vecteurs S_R et S_E) est défini par :

$$r_{(R,E)} = \frac{S_R^t M S_E}{\sqrt{(S_R^t M S_R)(S_E^t M S_E)}} \quad (70)$$

Avec la propriété de bilinéarité du produit scalaire, il est immédiat que pour deux scalaires non nuls α et β :

$$r_{(R,E)}(\alpha S_R, \beta S_E) = r_{(R,E)}(S_R, S_E) \quad (71)$$

Ce qui indique que le coefficient de corrélation compare les profils des deux vecteurs et non leur norme. On comprend donc que $r_{(R,E)}$ est compris entre -1 et 1²⁴. Plus les vecteurs présentent des profils similaires, plus le coefficient de corrélation s'approche de 1 (les vecteurs sont positivement colinéaires) et plus l'expérience est neutroniquement représentative du réacteur (et inversement si les deux vecteurs sont orthogonaux).

Ici, on ne considèrera qu'une seule expérience (mesure de E) pour recalculer la fonctionnelle R.

Notons :

- $\delta E = \frac{E_{\text{Expérimental}} - E_{\text{Calcul}}}{E_{\text{Calcul}}}$ la différence relative entre les valeurs expérimentales et les calculs de E.
- δR^* la correction relative entre valeurs expérimentales et calculs de R
- a_E^R le coefficient de transfert entre R et E défini tel que $\delta R^* = a_E^R \delta E$

On appellera poids de l'expérience le rapport : $w = \frac{1}{1 + \sigma_E^2 / (S_E^t M S_E)}$. Il donne une indication sur

l'apport de l'expérience. En effet, cela compare l'incertitude expérimentale σ_E (qui n'est pas transposée) à l'incertitude due aux données nucléaires I_E et indique la source principale des incertitudes. Ainsi, plus une expérience est entachée d'incertitudes expérimentales, moins les incertitudes dues aux données nucléaires pourront être réduites.

On a :

$$a_E^R = \frac{r_{(R,E)}}{1 + \sigma_E^2 / (S_E^t M S_E)} \sqrt{\frac{S_R^t M S_R}{S_E^t M S_E}} = r_{(R,E)} \cdot w \cdot \frac{I_R}{I_E} \quad (72)$$

Avec σ_E l'incertitude expérimentale comprenant les incertitudes technologiques et de mesures.

$\delta R^* = a_E^R \delta E$ permet donc la détermination du biais de calcul *a posteriori* provenant des données nucléaires.

²⁴ Le coefficient de corrélation est mathématiquement compris entre -1 et 1 mais d'un point de vue physique il va être compris entre 0 (aucune représentativité) et 1 (représentativité neutronique parfaite).

L'expérience apporte des informations qui permettent de ré-estimer certaines données nucléaires et ainsi de réduire l'incertitude propagée pour le réacteur. Le facteur de réduction d'incertitudes fait le lien entre les incertitudes *a posteriori* I_R^* du réacteur et les incertitudes *a priori* I_R (équation (68)) :

$$\alpha = \frac{I_R^{*2}}{I_R^2} = 1 - \frac{r_{(R,E)}^2}{1 + \sigma_E^2 / (S_E^t MS_E)} = 1 - w \cdot r_{(R,E)}^2 \quad (73)$$

Plus la représentativité est élevée et le rapport σ_E^2 / I_E^2 proche de 0, plus le facteur de réduction d'incertitude α sera faible. La Figure 19 montre aussi que le minimum de α dépend du facteur de représentativité.

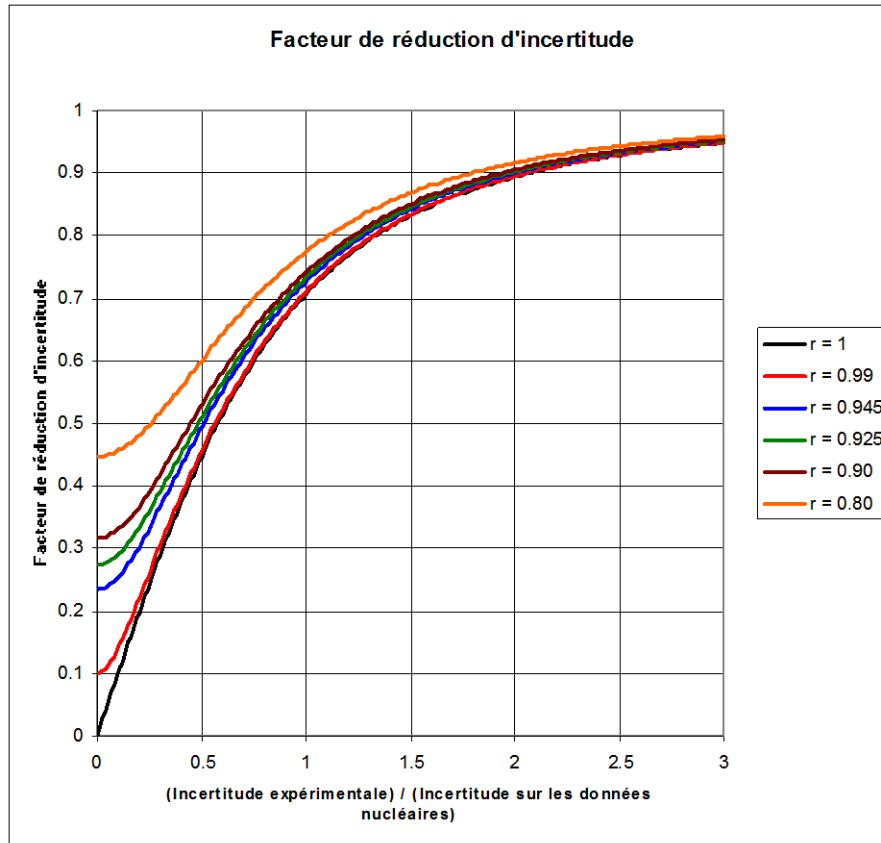


Figure 19 : Facteur de réduction d'incertitude $(I_R^*/I_R)^2$ en fonction du rapport de l'incertitude expérimentale sur l'estimation des incertitudes dues aux données nucléaires de base σ_E/I_E et selon différents facteurs de représentativité.

C.3 Conclusion

Les deux modes de transposition des paragraphes précédents ont des applications différentes et demandent la détermination de vecteurs de sensibilité aux données nucléaires. La méthode de la représentativité d'Orlov permet la transposition directe d'une valeur expérimentale, telle que la réactivité d'un cœur maquette, et l'incertitude associée (dus aux données nucléaires). Cette technique sera utilisée en partie V dans le cadre de l'interprétation de la configuration de référence du programme AMMON, une représentativité de l'expérience sera calculée et la transposition des incertitudes au RJH sera effectuée.

La méthode de ré-estimation permet quant à elle le retour des résultats de qualification (écarts calcul-expérience) sur les données nucléaires et l'intégration de ces résultats sur les incertitudes (dans une

matrice de variance-covariance). L'application de cette méthode est faite en partie IV afin d'intégrer au calcul des incertitudes du RJH les écarts calcul/expérience des oscillations VALMONT.

D SYNTHÈSE

Les formulaires de calcul neutronique employant des codes déterministes doivent être validés par rapport à un code de référence Monte-Carlo et qualifiés par rapport à l'expérience. Une fois cette étape de V&Q réalisée, le formulaire est fiable (les éventuels biais de calcul sont connus) et calcule correctement les grandeurs neutroniques d'un réacteur ou d'un type de réacteur donné.

Cependant, le biais et l'incertitude sur ces résultats doivent être connus et maîtrisés en lien avec les démonstrations de sûreté et les besoins de l'exploitant (réduction des marges, augmentation de la durée de cycle...). Les incertitudes ont plusieurs sources (données nucléaires, données technologiques). Ainsi, pour réaliser une propagation des incertitudes sur un paramètre neutronique, une analyse de sensibilité de ce paramètre est nécessaire de même qu'une bonne connaissance des incertitudes sur les données nucléaires et technologiques utilisées.

Cette partie a présenté des éléments de théorie dont les modèles de la physique nucléaire permettent de calculer les sections efficaces des réactions induites par un neutron. Les différents codes de simulation neutronique et leurs principes ont ensuite été décrits.

Les bases théoriques sont donc maintenant posées pour une propagation des incertitudes dues aux données nucléaires sur la réactivité d'un cœur à partir des matrices de variance-covariance et des codes de simulation.

Les méthodes de transposition vont même permettre de compléter cette propagation d'incertitudes en utilisant l'information de la qualification des schémas sur des expériences dédiées au RJH et à son combustible : les programmes AMMON et VALMONT. Les résultats de ces transpositions justifieront et réduiront l'incertitude sur la réactivité début de vie du RJH.

La partie suivante s'attache à la première étape de la maîtrise des incertitudes : la détermination des incertitudes *a priori* sur la réactivité dues aux données nucléaires sur le calcul du cœur RJH. Les incertitudes sont évaluées à partir des vecteurs de sensibilité et des matrices de variance-covariance qui seront présentées, critiquées et améliorées si nécessaire.

PARTIE III :
APPLICATION AU CALCUL D'INCERTITUDES SUR LA
RÉACTIVITÉ DU CŒUR RJH

La première étape du travail présenté est la détermination des incertitudes *a priori* dues aux données nucléaires sur la réactivité du cœur RJH. Cette estimation permet de quantifier et d'identifier les sources d'incertitudes sur la réactivité. Les sensibilités de la réactivité du RJH aux sections efficaces de réaction sont tout d'abord présentées pour les principaux isotopes : ^{235}U , ^{238}U , ^{27}Al , ^9Be , ^1H et ^{16}O . Puis, un travail concernant les évaluations de données nucléaires a permis de poser un regard critique sur les incertitudes des sections efficaces de ces isotopes et de sélectionner, critiquer et construire des matrices de variance-covariance utiles à notre étude.

A l'issue de cette sélection, une estimation de l'incertitude *a priori* du réacteur est calculée.

A SENSIBILITÉS DE LA RÉACTIVITÉ DU RJH AUX SECTIONS EFFICACES

Les incertitudes sur les sections efficaces disponibles dans les matrices de variance-covariance peuvent être propagées à l'aide des vecteurs de sensibilité, tels que définis au §B.3 de la partie II. Ceci suppose qu'une faible perturbation est utilisée et que la réponse est linéaire au premier ordre (ce qui est effectivement le cas avec les équations de la neutronique). Une étude de sensibilité est donc tout d'abord nécessaire, elle permet d'obtenir les réponses d'un système à des perturbations élémentaires (ici un cœur de réacteur nucléaire décrit par l'équation de Boltzmann ou par l'équation de la diffusion).

Les vecteurs de sensibilité sont bien plus que la variation de la réactivité induites par les données nucléaires car ils décrivent les caractéristiques du cœur étudié. C'est par comparaison des profils (et non des valeurs des sensibilités comme le montre l'équation (71)) avec ceux d'un autre cœur (relatif à un programme expérimental par exemple) que nous pourrions déterminer une représentativité neutronique (équation (70)).

A.1 Principaux isotopes et effets 3D

Les principaux isotopes du cœur du RJH sont bien sûr les isotopes constitutifs du combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$, du casier et du modérateur : l'uranium, l'aluminium et les isotopes de l'eau (^1H et ^{16}O). L'aluminium ne possède qu'un isotope naturel stable (^{27}Al) et les deux principaux isotopes de l'uranium sont ^{235}U et ^{238}U . Une étude de sensibilité sur le silicium a montré le peu d'intérêt à porter à cet isotope d'un point de vue neutronique. De plus, tout matériau contient des impuretés (par exemple ^{236}U dans le cas de l'uranium) mais qui ont un effet négligeable sur l'incertitude sur la réactivité compte tenu des quantités mises en jeu. Elles ne seront donc pas prises en compte pour l'étude de sensibilité mais il ne faudra néanmoins pas les négliger lors de la constitution du bilan matière.

Les plaquettes positionnées au-dessus de la zone combustible dans les plaques des assemblages (voir Figure 4) sont les seuls éléments borés du cœur (le modérateur n'est pas boré) et étant un absorbant noir, la sensibilité de la réactivité aux sections efficaces du bore est donc faible.

Pour le réflecteur ce sont le béryllium (réflecteur radial), l'aluminium et l'eau (réflecteur axial) qui sont considérés pour l'étude de sensibilité.

La présence d'hétérogénéités (bore, réflecteur béryllium plus haut que le cœur) et de fuites axiales élevées ne permettent pas la détermination des sensibilités à deux dimensions (sauf si une validation préalable est effectuée). Le formulaire HORUS3D/N pour lequel on cherche à déterminer les incertitudes effectue les calculs du cœur du RJH à trois dimensions avec le code CRONOS2.

Le code APOLLO2 ne distingue pas la diffusion élastique de la diffusion inélastique, donc la sensibilité de la réactivité du cœur à la diffusion déterminée par CRONOS2 par l'intermédiaire des milieux perturbés venant d'un calcul APOLLO2 ne permet pas de séparer la diffusion inélastique de la diffusion élastique. Ainsi, les sensibilités multigroupes de diffusion de l'aluminium sont déterminées à

partir du schéma de calcul TRIPOLI4. Une perturbation directe des fichiers de données nucléaires est réalisée dans ce cas sur les réactions de diffusion élastique et de diffusion inélastique totale en veillant à perturber également les niveaux discrets et le continuum de la section de diffusion inélastique.

A.2 Effet de la mise en groupe

La résolution de l'équation de la diffusion pour le RJH s'effectue dans HORUS3D/N sur un maillage énergétique à 6 groupes avec le code CRONOS2. Cependant, la détermination des sensibilités à 15 et 6 groupes (voir figure 17) a mis en avant la meilleure description des profils de sensibilité et donc une meilleure estimation des incertitudes à 15 groupes énergétiques. De plus, l'évaluation des incertitudes telles que présente dans les matrices de variance-covariance est réalisée à 15 groupes pour les réacteurs à eau (33 groupes pour la filière rapide). Ainsi, la détermination des incertitudes à 15 groupes, définis par le groupe européen JEFF pour traiter à la fois les domaines thermique et rapide, sera retenue dans la suite des études.

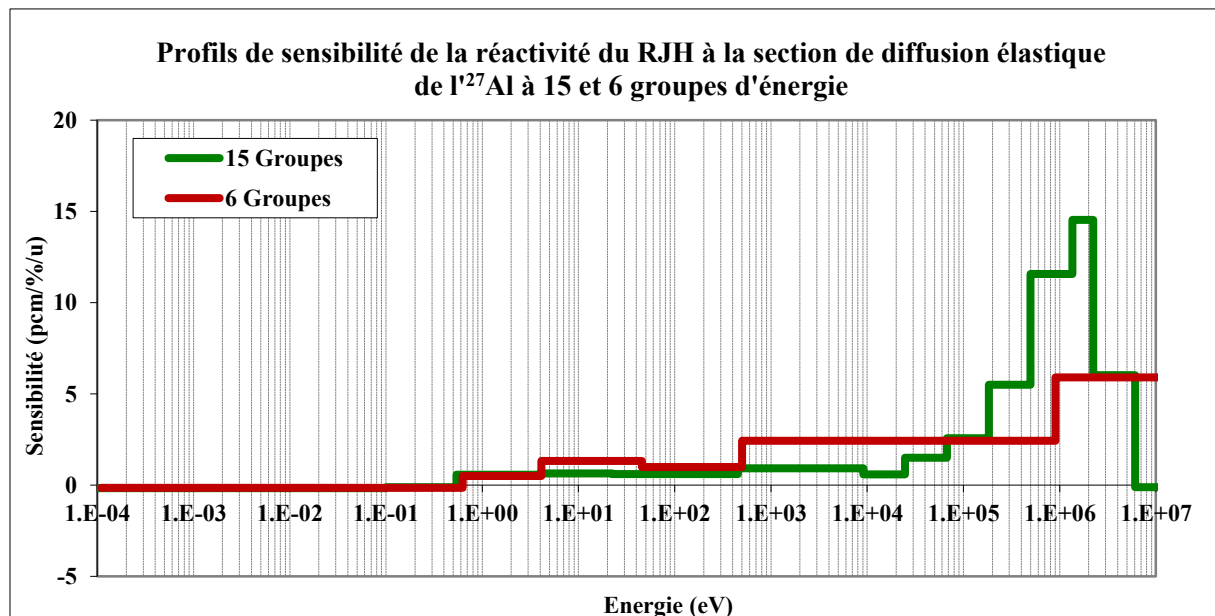


Figure 20 : Profils de sensibilité de la réactivité du RJH à la section de diffusion élastique de l'²⁷Al à 6 et 15 groupes d'énergie.

A.3 Détermination des sensibilités de la réactivité du RJH aux sections efficaces

Une propagation directe d'une perturbation des sections efficaces a été réalisée avec le formulaire HORUS3D/N V4.0 afin de déterminer les vecteurs de sensibilités de la réactivité aux réactions d'intérêt. Le module de perturbation directe des sections d'APOLLO2 perturbe la section étudiée du niveau souhaité sur les groupes énergétiques demandés. Puis les bibliothèques perturbées de sections homogénéisées et condensées (saphybs) sont utilisées pour le calcul 3D avec CRONOS2. Les vecteurs de sensibilités à 15 groupes énergétiques ont ainsi été déterminés pour les isotopes et réactions cités précédemment.

Le schéma de calcul TRIPOLI4 du RJH a servi pour la détermination des sensibilités de l'aluminium et pour la validation du calcul de sensibilité (fission et capture de l'²³⁵U).

Le calcul de la sensibilité de la réactivité du cœur a été déterminé à un seul groupe d'énergie avec TRIPOLI4 afin de comparer avec les résultats que fournit HORUS3D/N V4.0.

schéma de calcul	TRIPOLI4 3D ($\pm 1\sigma$)	APOLLO2 / CRONOS2 (HORUS3D/N V4.0)
Méthode de perturbation	Perturbation directe (<i>FILE 3</i>) du fichier <i>ENDF</i>	Perturbation directe de la section efficace (module CHABINT)
Sensibilité de la réactivité à la section de fission de ^{235}U	194 ± 5 pcm/%	197 pcm/%
Sensibilité de la réactivité à la section de Capture de ^{235}U	-122 ± 5 pcm/%	-126 pcm/%

Tableau 12 : Effets en réactivité des perturbations des sections de fission et de capture de ^{235}U avec TRIPOLI4 et HORUS3D/N V4.0.

Le Tableau 12 montre que les sensibilités calculées de manière directe pour la réaction de fission et pour la réaction de capture de ^{235}U sont très pertinentes par rapport aux sensibilités déterminées par TRIPOLI4 en tenant compte des incertitudes de convergence à 1σ .

Les sensibilités de la diffusion ont également été déterminées par HORUS3D/N. Les profils ont été obtenus à fuites imposées et à fuites nulles afin de connaître l'effet de la diffusion de chaque noyau sur le coefficient de diffusion. Toutefois, la comparaison ne relève aucune différence marquante.

Le profil de sensibilité à la capture de ^{27}Al correspond bien à celui obtenu par perturbations directes avec TRIPOLI4. Les profils de sensibilité à la diffusion présente néanmoins un certain écart. En prenant comme profil de la diffusion totale la somme des diffusions élastique et inélastique et en comparant au profil de la diffusion totale déterminé par HORUS3D/N V4.0, on obtient la Figure 21. L'écart entre les deux profils est très marqué à hautes énergies, indiquant qu'HORUS3D/N V4.0 surestime l'effet de la diffusion.

La Figure 22 et la Figure 23 présentent les profils de sensibilité de la réactivité du RJH aux sections de ^{235}U et de ^{238}U . La réactivité est très sensible aux sections thermiques de ^{235}U et à la capture de ^{238}U . Le coefficient de multiplication effectif est quasiment proportionnel au ν de ^{235}U , ce qui résulte en une sensibilité très importante comme observé sur la Figure 22.

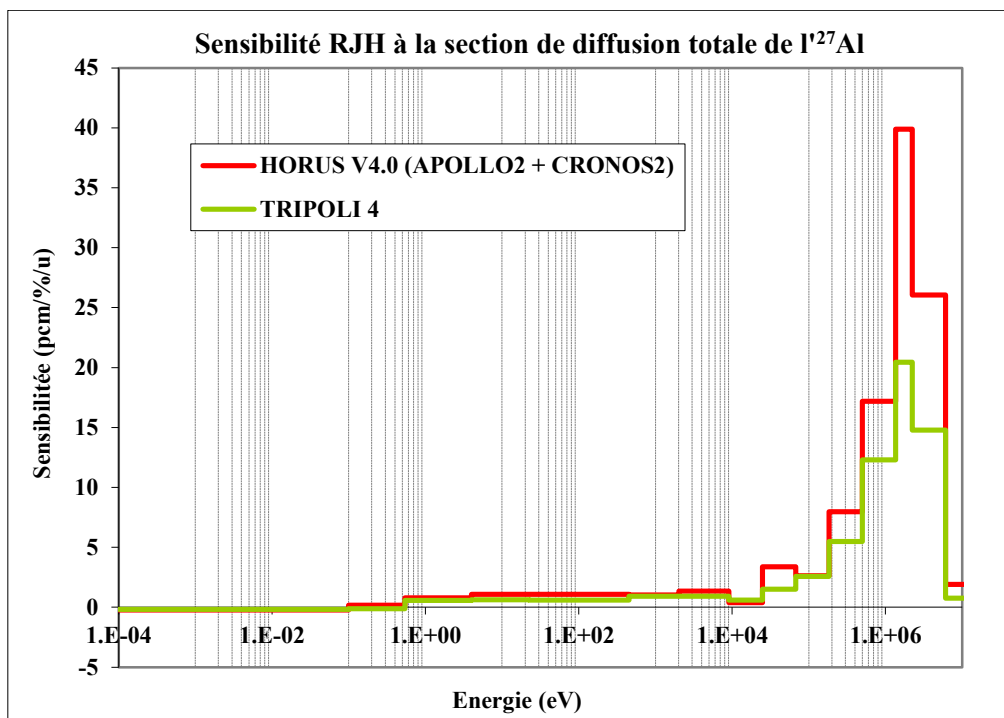


Figure 21 : Profils de sensibilité de la réactivité du RJH à la section de diffusion de ^{27}Al par TRIPOLI4 et HORUS3D/N V4.0.

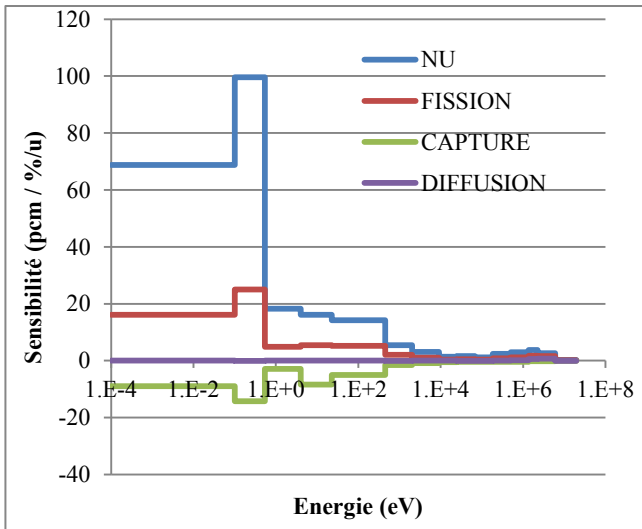


Figure 22 : Vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections efficaces et au ν de ^{235}U .

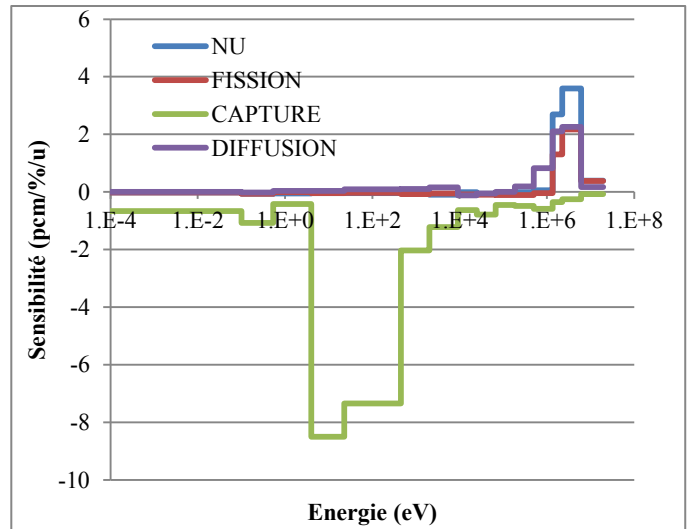


Figure 23 : Vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections efficaces et au ν de ^{238}U .

A.4 Conclusion

Les sensibilités de la réactivité du réacteur RJH aux données nucléaires ont été déterminées par l'utilisation de codes neutroniques :

- le code de référence TRIPOLI4 qui permet de valider les calculs de sensibilité et qui détermine les sensibilités aux sections de diffusion de l'aluminium.
- le code APOLLO2 qui permet de modifier les sections efficaces neutroniques afin de propager la perturbation dans un calcul cœur avec le code CRONOS2.

La détermination des incertitudes est réalisée avec le maillage à 15 groupes, qui a été défini par le groupe européen JEFF pour traiter à la fois les domaines thermique et rapide.

La partie suivante présente les principales données nucléaires de base (sections efficaces, distributions angulaires et incertitudes associées) des isotopes d'intérêt pour le RJH, qui seront utilisées pour la détermination des incertitudes dans le dernier chapitre de cette partie.

B LES DONNÉES NUCLÉAIRES DE BASE

Les données nucléaires de base représentent la principale source d'erreur dans les codes Monte-Carlo (cf. partie II, §A.2.1). La maîtrise des sections efficaces et autres données nucléaires ainsi que leurs incertitudes associées est donc primordiale pour des résultats de simulation fiables.

Le besoin de disponibilité et de partage des données nucléaires ainsi que l'utilisation systématique par les codes de calculs ont nécessité une mise en forme standardisée, sous le format *ENDF* [54](Evaluated Nuclear Data File). C'est dans ce format là que sont regroupées les évaluations internationales et c'est à partir de ces fichiers que les codes de calculs Monte-Carlo récupèrent les données nécessaires à la simulation.

Cette partie présente de façon non exhaustive la mise en forme des données dans un fichier *ENDF*, puis les données concernant les principaux isotopes du RJH. Les incertitudes et les corrélations sur les sections sont critiquées et lorsque les données ne sont pas satisfaisantes, une amélioration des matrices de variance-covariance est proposée (par comparaison aux autres évaluations internationales et aux

données expérimentales pour le béryllium ou par une méthode rigoureuse de marginalisation rétroactive dans le cas de l'aluminium). De plus, la prise en compte d'expériences intégrales ciblées (dans le cas de ^{235}U) permet une meilleure fiabilité de la matrice de covariance associée à l'évaluation JEFF-3.1.1 pour des applications sur certains types de réacteurs comme le cas du RJH.

Les parties suivantes présentent les données nucléaires (sections, distributions angulaires et covariances) des principaux isotopes du RJH qui seront utilisées dans la suite et qui proviennent des évaluations en format *ENDF*. L'uranium 235 et 238 sont les principaux composants absorbants du combustible RJH neuf et revêtent ainsi une importance de premier ordre (les sensibilités de la réactivité à la fission de ^{235}U et à la capture de ^{238}U sont très fortes (Figure 22 et Figure 23)).

Le béryllium forme le réflecteur, l'eau sert de modérateur et de caloporteur. Leurs isotopes ont donc un rôle important au niveau de la diffusion des neutrons.

Enfin, l'aluminium est présent à la fois dans le combustible et les gaines et constitue le casier, les suiveurs de barres de contrôle et les mandrins inter-assemblages et c'est donc la capture comme la diffusion auxquelles nous porterons une attention particulière notamment par une ré-estimation des incertitudes associées à ces sections.

B.1 Le format *ENDF*

Les données nucléaires, regroupées en évaluations internationales, sont disponibles en ligne²⁵. Le format usuel, *ENDF-6*, se présente, pour un isotope donné repéré par un numéro *MAT*, sous la forme d'un fichier texte organisé en différentes parties appelées *FILE* et repérées par un numéro *MF* (*MF*=2, *MF*=3, *MF*=4, ...). Chaque partie regroupe les données relatives à une ou plusieurs grandeurs (paramètres de résonance, sections efficaces, covariances ...) et sont hiérarchisées par un nombre *MT* qui correspond à une réaction. Le Tableau 13 présente les principaux *MF* d'intérêt.

MF	Description
1	Informations générales
2	Paramètres de résonance
3	Sections efficaces de réaction
4	Distributions angulaires
5	Distributions énergétiques
6	Distributions couplées angle-énergie
7	Données des lois de diffusion des neutrons thermiques
...	...
31	Covariances de la multiplicité
32	Covariances pour les paramètres de résonance
33	Covariances pour les sections efficaces
34	Covariances pour les distributions angulaires
35	Covariances pour les distributions énergétiques
...	...

Tableau 13 : Exemples de MF pour le format *ENDF-6*.

Des précisions sur la mise en forme des *FILE* 1 à 4 et des « flags » utilisés sont données en annexe C.1 et permettent de déchiffrer l'essentiel d'un fichier *ENDF*.

B.2 L'Uranium

Les deux principaux isotopes de l'uranium utilisés dans les réacteurs à eau sont ^{235}U et ^{238}U (^{234}U et ^{236}U ne sont présents qu'en faible quantité et même s'il ne faut pas les négliger dans le bilan

²⁵ <http://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/>
<http://t2.lanl.gov/data/endl/>

matière, l'incertitude liée à leurs données nucléaires est généralement négligée). La fission est la principale réaction de l' ^{235}U et ce sont pour l' ^{238}U , la capture radiative (qui va former le ^{239}Pu) et la diffusion qui sont prépondérantes (Figure 24).

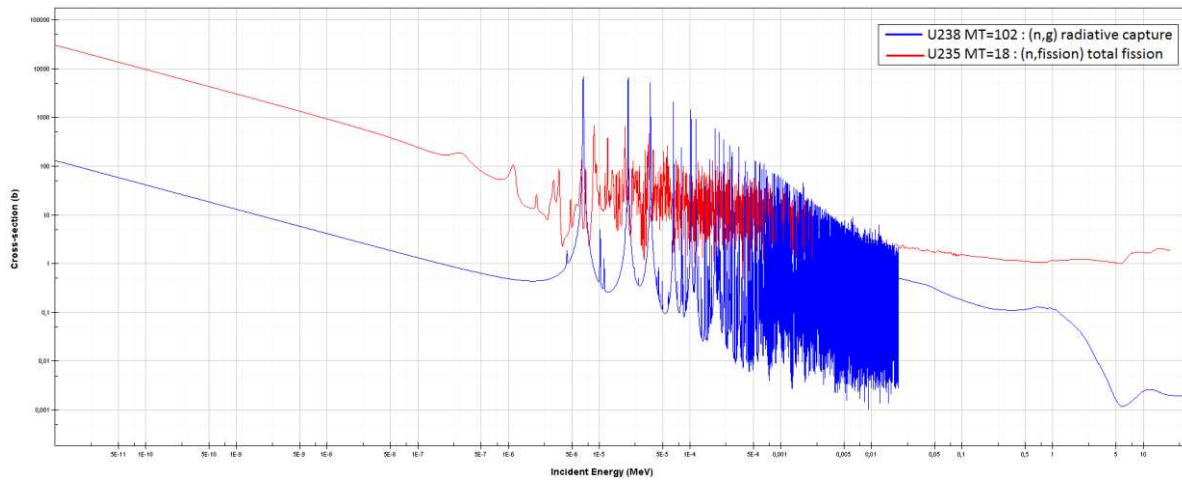


Figure 24 : Section de fission de l' ^{235}U (rouge) et section de capture radiative de l' ^{238}U (bleu) de JEFF-3.1.1.

B.2.1 Données de covariances de l'Uranium 235

B.2.1.1 Covariances des sections

Le calcul d'incertitudes et de coefficients de représentativité nécessite des matrices de covariances les plus réalistes possible. L' ^{235}U est l'une des principales sources d'incertitude sur la réactivité, il est donc d'autant plus important de la maîtriser.

Aucune matrice de covariance de l' ^{235}U n'était associée à l'évaluation JEFF-3.1.1, par ailleurs retenue pour le formulaire HORUS3D/N V4.0. Un travail a donc été nécessaire pour produire une matrice de covariance de l' ^{235}U [55] [56]. Il s'appuie sur la validation et la ré-évaluation de certaines données de l' ^{235}U lors du passage à JEFF-3.0, et consiste à intégrer des données microscopiques et intégrales à une matrice de l' ^{235}U *a priori* par ré-estimation des données nucléaires (utilisation du code RDN). La matrice *a priori* est formée des corrélations de ENDF/B-V et d'incertitudes provenant d'avis d'expert. Le code RDN permet d'obtenir les incertitudes sur les sections de l' ^{235}U *a posteriori* d'expériences intégrales. Les expériences utilisées dans ce cas-là touchent uniquement le domaine des réacteurs à eau légère. Ainsi la matrice résultante est bien adaptée au cas du RJH. Les résultats des expériences intégrales inclus dans le processus proviennent [57]:

- d'expériences post-irradiation sur des assemblages de REP en UOX (Bugey, Fessenheim, Gravelines) et MOX (Saint-Laurent), notamment le rapport isotopique N_{U236}/N_{U238} très sensible à la capture radiative de l' ^{235}U .
- de mesures de criticité d' ^{235}U en solution (HEU-SOL-THERM), benchmarks venant du handbook ICSBEP.
- de mesures de k_{eff} et de laplaciens des programmes des maquettes critiques à eau légère, à combustible UO_2 enrichi en ^{235}U (Figure 25).

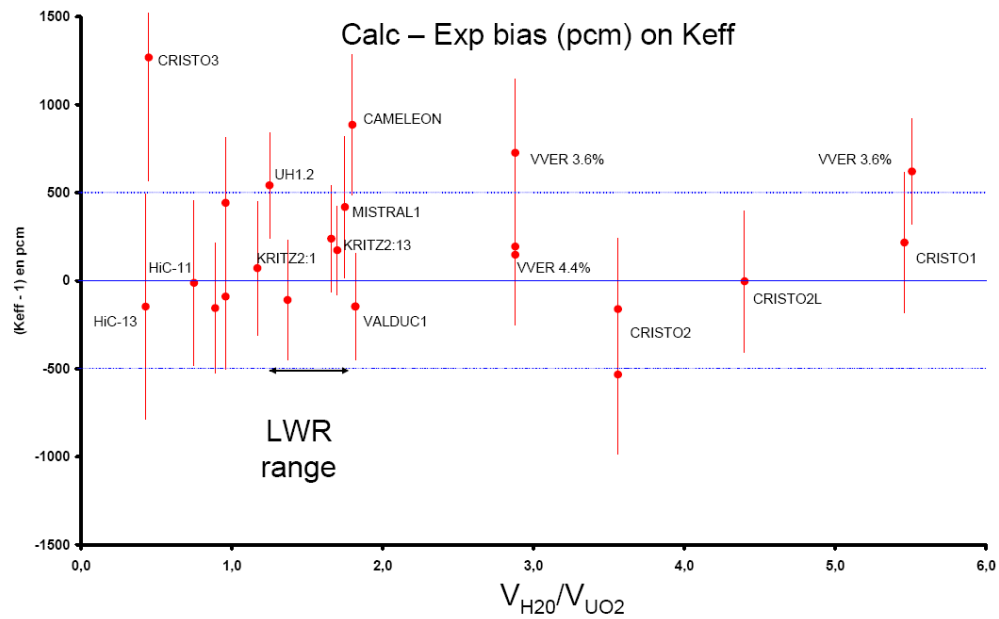


Figure 25 : Ecart Calculs-Expérience sur le k_{eff} des expériences intégrales en fonction du rapport de modération

Le Tableau 14 présente les incertitudes *a priori* et *a posteriori* sur les sections de capture et de fission et sur le ν (multiplicité neutronique) de ^{235}U dans le domaine thermique. La réduction des incertitudes est surtout visible pour la capture et le ν .

Domaine énergétique (eV)	Capture		Fission		ν	
	a priori	a posteriori	a priori	a posteriori	a priori	a posteriori
[4;23]	10%	3.6%	3.0%	2.3%	0.8%	0.7%
[0.5;4]	10%	3.7%	3.0%	2.4%	0.8%	0.7%
[0.1;0.5]	2.0%	1.6%	1.0%	0.8%	0.8%	0.5%
$E < 0.1$	1.0%	0.8%	0.4%	0.3%	0.4%	0.2%

Tableau 14 : Incertitudes *a priori* et *a posteriori* sur les sections de capture, de fission et le ν de ^{235}U dans le domaine thermique.

Finalement, les matrices obtenues sont présentées sur la Figure 26.

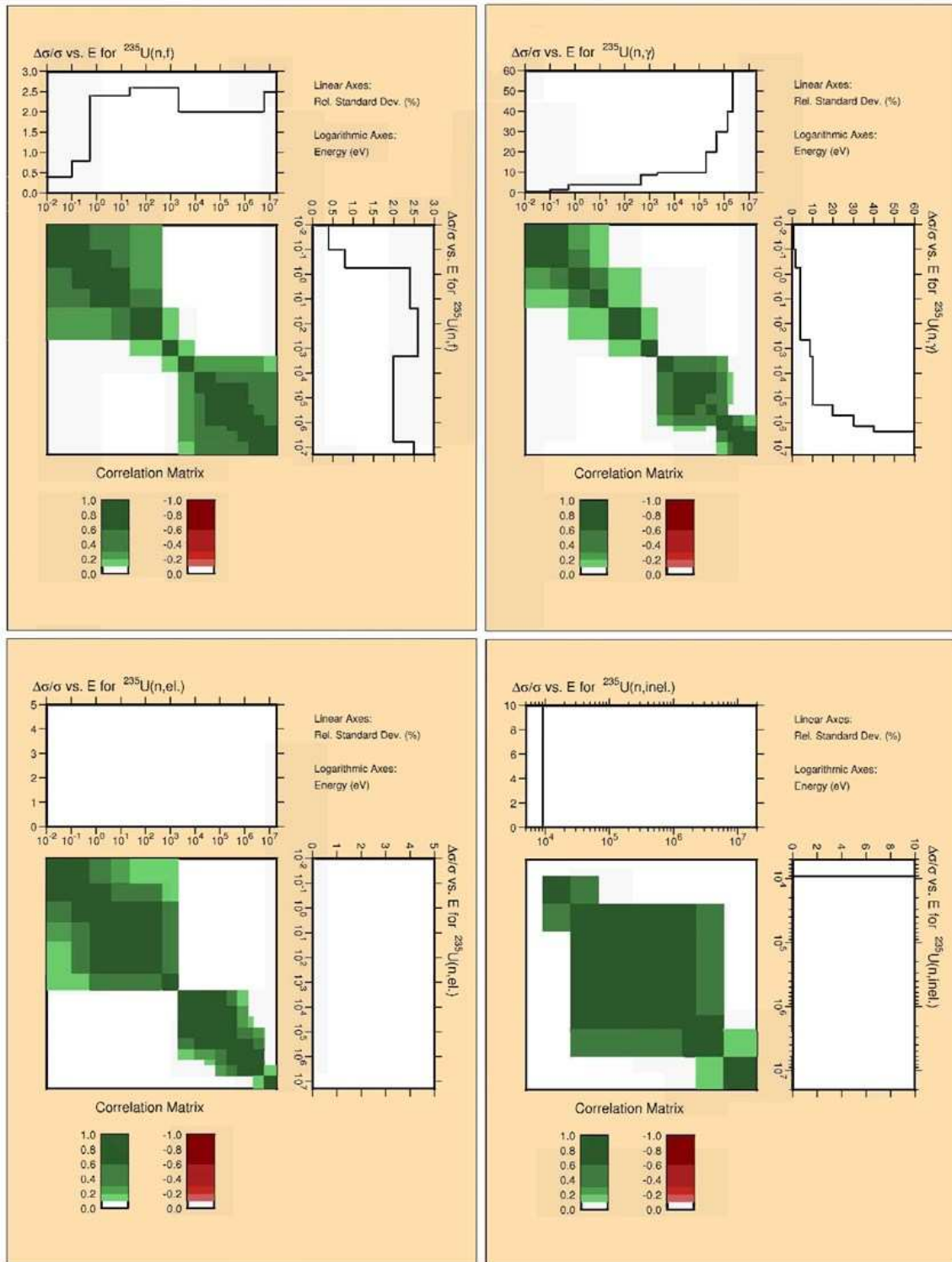


Figure 26 : Matrices de corrélations et incertitudes de l' ^{235}U à associer à l'évaluation JEFF-3.1.1 pour les réactions de fission, capture radiative, diffusion élastique et diffusion inélastique.

B.2.1.2 Covariances du spectre de fission prompt

Le spectre de fission prompt de l' ^{235}U tabulé dans JEFF-3.1.1 a été déterminé par un modèle Madland-Nix simplifié [54]. La matrice de variance-covariance utilisée provient d'un travail d'estimation des covariances à partir d'incertitudes se trouvant dans la littérature [58] et du modèle de Madland-Nix simplifié [59]. La matrice résultante a été utilisée avec JEF2.2 pour l'évaluation des incertitudes du RJH [60]. La propagation des incertitudes associées aux paramètres de modèle a conduit, par

comparaison avec des données expérimentales, à justifier le choix du modèle de Madland-Nix par rapport au modèle de Maxwell. Les trois paramètres et leurs incertitudes sont :

- T_m la température maximale de la distribution en température des fragments de fission. L'incertitude associée est de 10% par ajustement du paramètre de densité de niveau (modèle du gaz de Fermi).
- $\langle E_F^{tot} \rangle$ l'énergie moyenne totale des fragments de fission. Son incertitude est estimée à 2%.
- A_l/A_h le rapport de masse du fragment de fission léger sur le fragment de fission lourd. L'incertitude est estimée à 5%.

Les incertitudes obtenues sur le spectre à 15 groupes sont présentées dans le Tableau 15.

E sup (MeV)	Groupe	Incrtitudes
1,964E+07	1	30.30%
6,065E+06	2	6.10%
2,231E+06	3	2.70%
1,353E+06	4	5.70%
4,979E+05	5	6.90%
1,832E+05	6	7.10%
6,738E+04	7	7.10%
2,479E+04	8	7.10%
9,119E+03	9	7.10%
2,035E+03	10	7.10%
4,540E+02	11	7.10%
2,260E+01	12	7.10%
4,000E+00	13	7.10%
5,400E-01	14	7.10%
1,000E-01	15	7.10%

Tableau 15 : Incertitudes multigroupes sur le spectre de fission prompt de l' ^{235}U .

B.2.2 Données de covariances de l'Uranium 238

La marginalisation analytique a été employée rétroactivement avec l'outil CONRAD pour générer un jeu de matrices de covariance (Figure 27) pour l' ^{238}U (pour plus de précision sur la méthode, cf. partie III, §B.2). Ce travail, effectué au DER/SPRC/LEPh et basé sur l'évaluation JEFF-3.1.1, intègre une expérience de transmission [61] pour l'estimation des incertitudes sur la section totale. La technique de marginalisation a été utilisée afin de propager les incertitudes expérimentales de normalisation (du niveau de la section efficace) et de bruit de fond. De plus amples détails sur les matrices de l' ^{238}U sont disponibles dans [62].

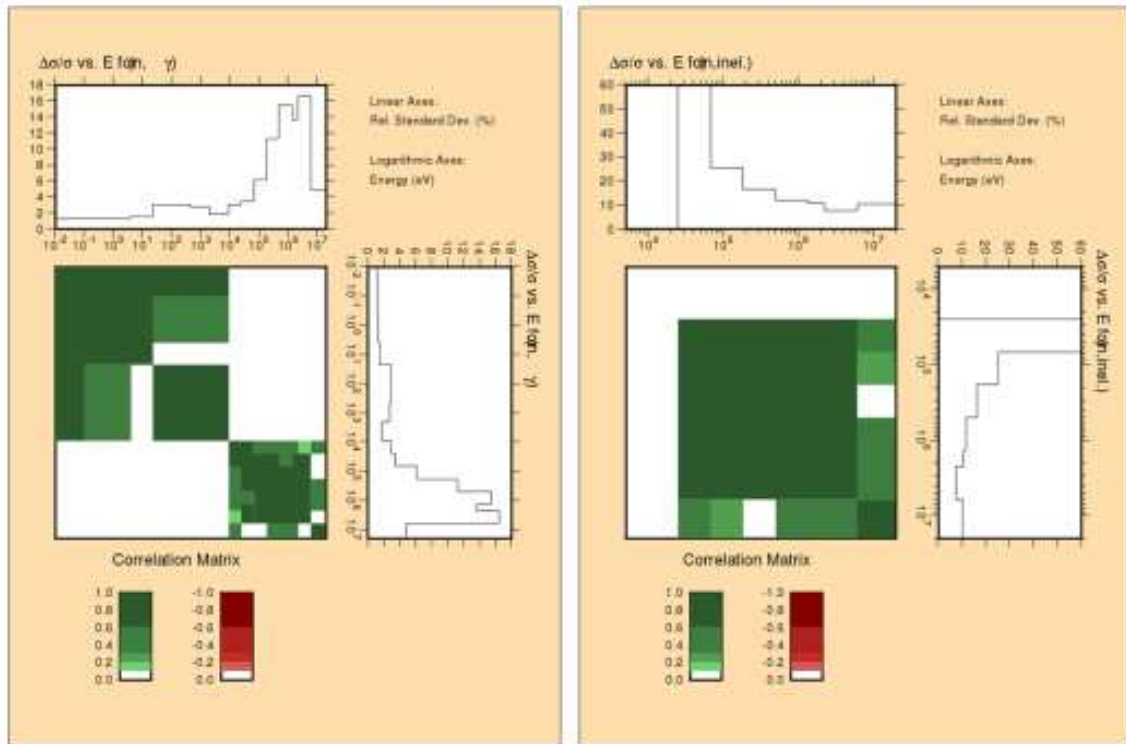


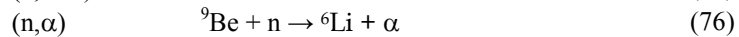
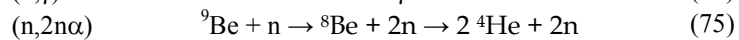
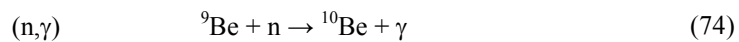
Figure 27 : Matrices de corrélations et incertitudes pour la capture et la diffusion inélastique de ^{238}U .

B.3 Le Béryllium

Le seul isotope naturel est le béryllium 9. C'est le métal le plus léger de la famille des alcalino-terreux. Le réflecteur radial du RJH est constitué de blocs de béryllium (près de 1200 kg de béryllium).

B.3.1 Les Sections efficaces

La diffusion élastique est la réaction la plus probable entre un neutron et un noyau de béryllium pour tout le domaine énergétique qui nous intéresse (0 – 20 MeV, cf. Figure 28). Les principales réactions d'absorption sont la capture radiative, la $(n, 2n\alpha)$ (seuil du premier niveau à 2.61 MeV) et la (n, α) (seuil à 670 keV).



L'évaluation du ${}^9\text{Be}$ de JEFF-3.1.1 vient du domaine de la fusion (fichier EFF3) et contient les sections efficaces (*FILE 3*) totale, de diffusion élastique, de capture radiative, (n, p) , (n, d) , (n, t) , (n, α) et $(n, 2n\alpha)$.

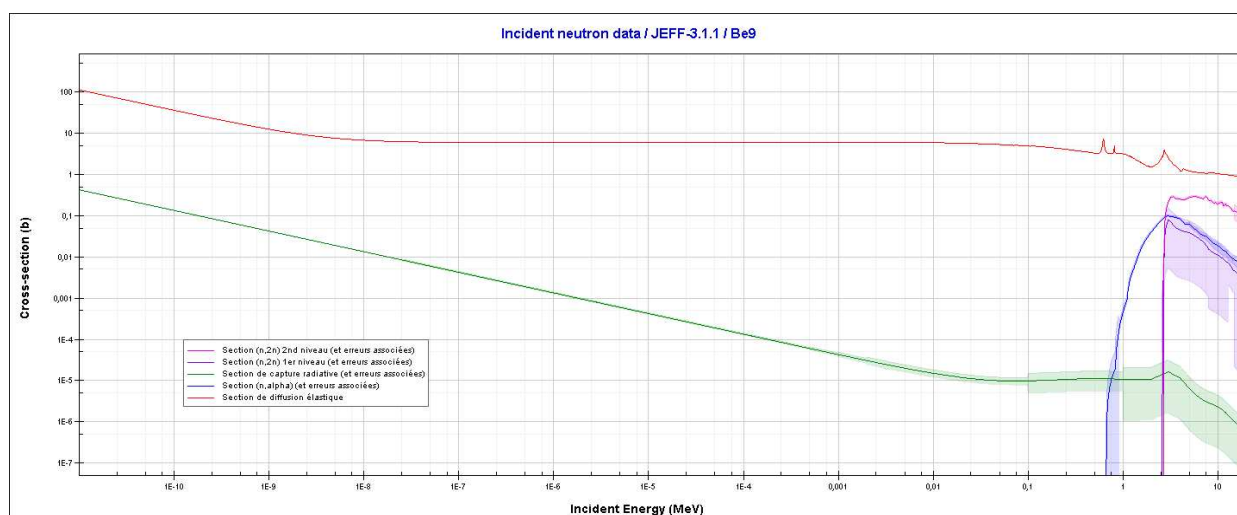


Figure 28 : Sections efficaces du béryllium 9 par JEFF-3.1.1.

La section totale est une combinaison de l'évaluation américaine ENDF/B-VI entre 10^{-5} eV et 10 keV, de mesures entre 24 keV et 4.5 MeV et de résultats de simulation entre 4.5 MeV et 20 MeV.

La section efficace de capture a été renormalisée en 2003 suivant les recommandations d'une nouvelle évaluation de la capture thermique [63]. La Figure 29 montre que si les différentes évaluations existantes s'accordent sur la valeur de la section thermique de capture (en $1/v$), cette section n'est par contre pas très bien maîtrisée à haute énergie (car c'est justement là qu'elle devient négligeable devant les autres réactions d'absorption).

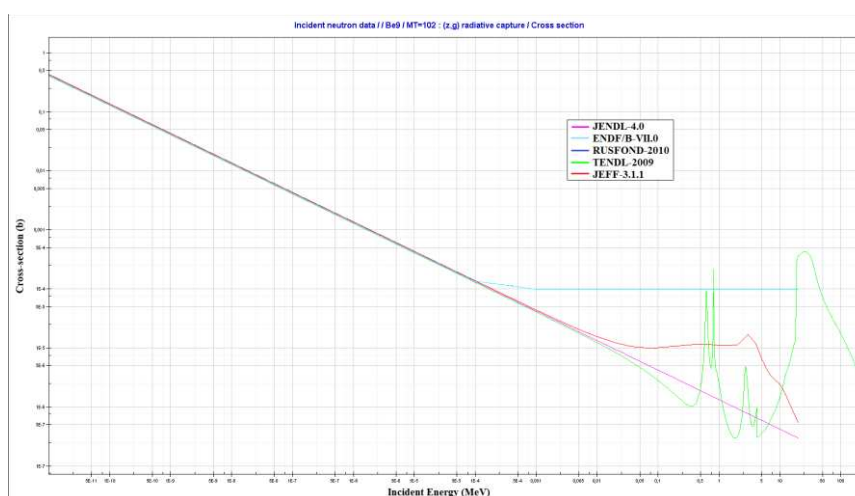


Figure 29 : Comparaisons des sections de capture radiative du ^9Be issues de différentes évaluations.

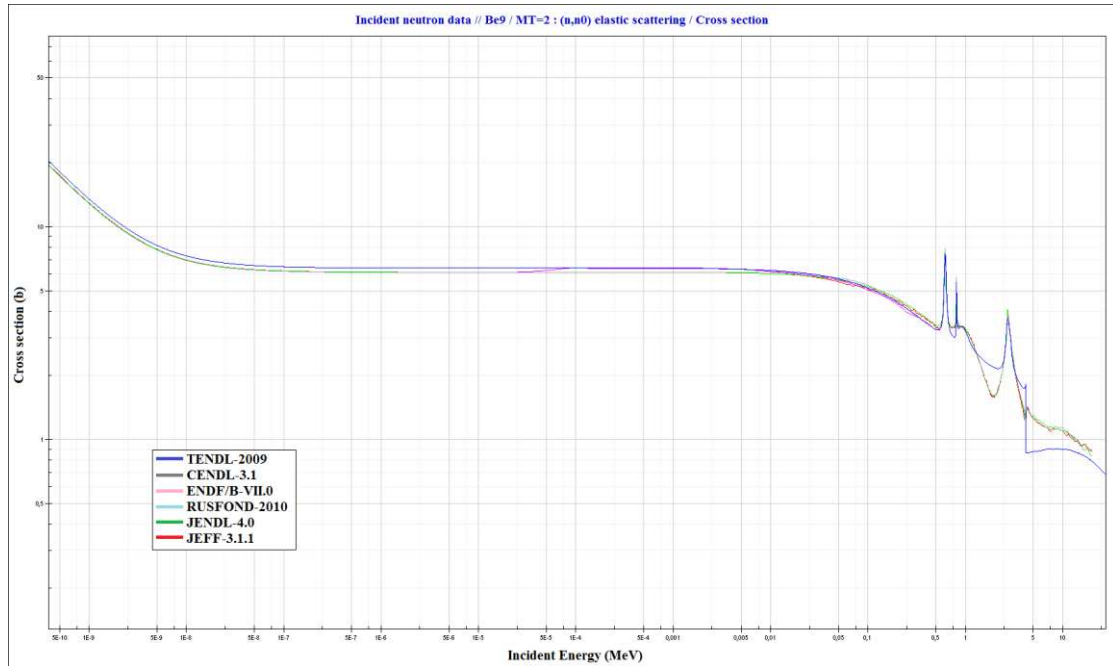


Figure 30 : Comparaison des sections de diffusion élastique du Béryllium 9 provenant de différentes évaluations.

Toutes les évaluations du ^9Be représentées Figure 30 hormis celle de TENDL-2009 (i.e. JEFF3.1.1, ENDF/B-VII, RUSFOND-2010, CENDL-3.1 et JENDL-4.0) possèdent quasiment la même section de diffusion élastique (on observe cependant une légère *bosse* en épithermique pour ENDF/B-VII). D'après cette figure, on observe très nettement l'écart entre TENDL2009 et les autres évaluations (on note aussi le raccord entre le domaine des résonances résolues et le continuum).

B.3.2 Les Distributions angulaires

La *FILE 4* de JEFF-3.1.1 (identique à celle de ENDF/B-VII) rassemble les distributions angulaires de la diffusion élastique du béryllium sous la forme de densités de probabilités (LTT=2) dans le référentiel du centre de masse (LCT=2). La diffusion est isotrope jusqu'à 230 keV pour devenir légèrement anisotrope jusqu'à quelques MeV et enfin très anisotrope ($\mu=1$, renvoi vers l'avant) comme le montre la Figure 31.

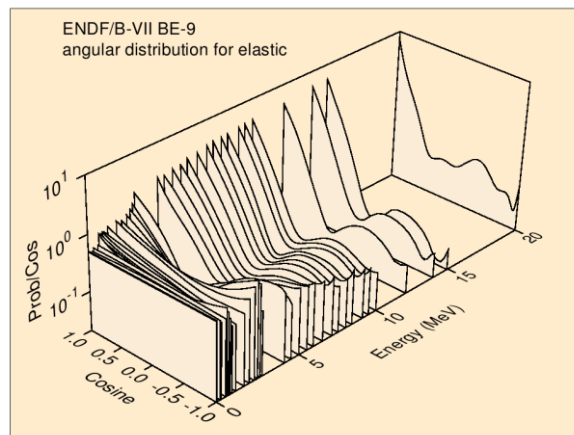


Figure 31 : Distribution angulaire du béryllium 9 de JEFF-3.1.1/ENDF/B-VII pour plusieurs valeurs de E .

Les niveaux des réactions $(n,2n)$ et (n,α) ont leurs distributions couplées en angle et en énergie, et sont disponibles en *FILE 6*.

B.3.3 Les Données de covariances

Les données de covariances du ^9Be de JEFF-3.1.1 sont indisponibles. Les covariances de ENDF/B-VII seront alors employées comme point de départ (Figure 32). Cependant, les incertitudes associées à la section de diffusion élastique restent faibles et semblent très optimistes (cf. Figure 32 et colonne 6 du Tableau 16). Les incertitudes de la diffusion élastique, seule en compétition avec la capture radiative dans les groupes thermiques (avant le seuil de la (n,α) à 670 keV), peuvent être déduites en partie de celles de la réaction totale et donc être assez faibles mais une incertitude de 0.5% paraît trop optimiste. De plus, des anti-corrélations devraient être présentes entre la capture et la diffusion pour les groupes 10 à 15.

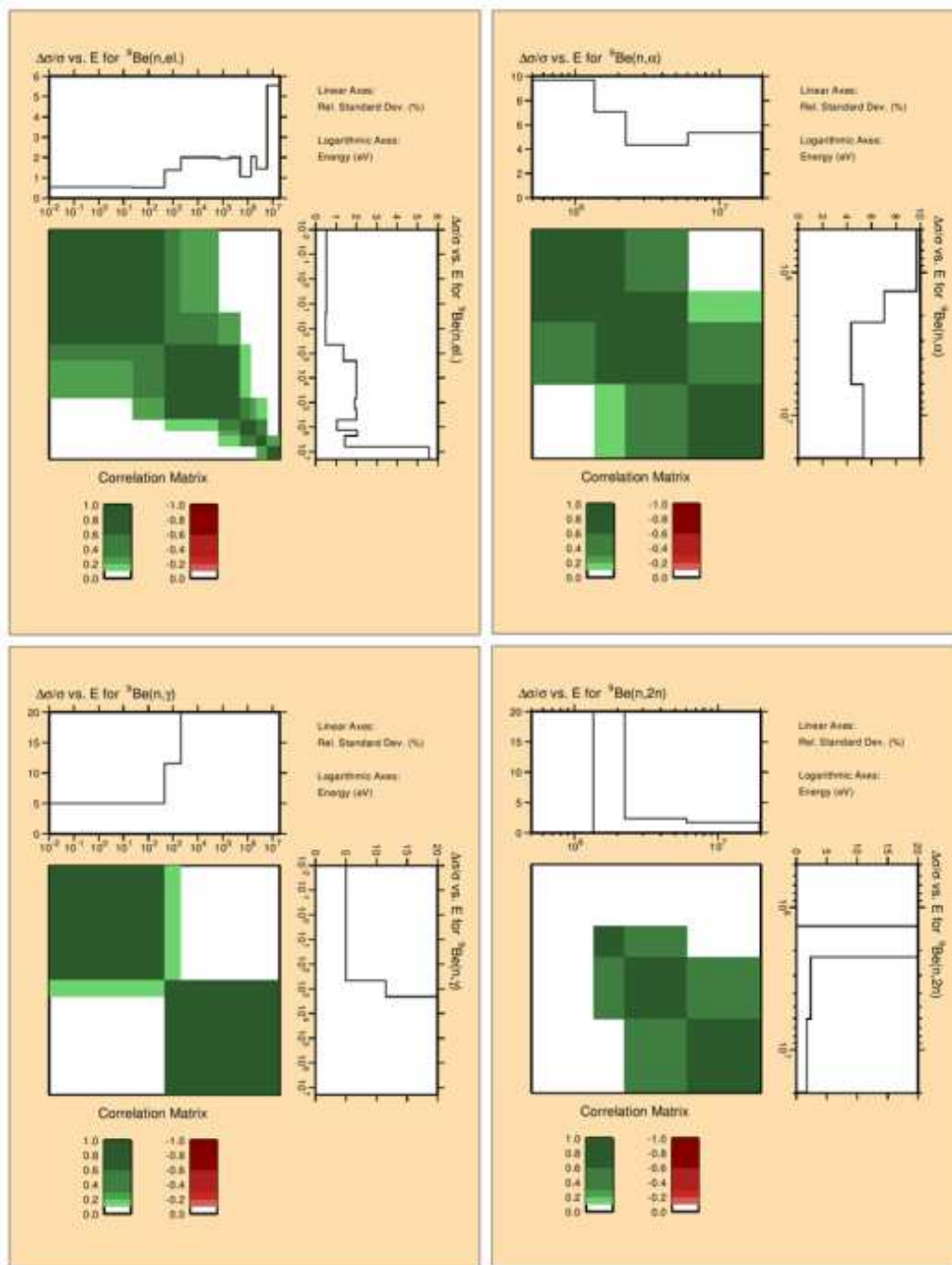


Figure 32 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes du ^9Be de l'évaluation ENDF/B-VII.

Une comparaison des évaluations entre elles et avec les données des mesures expérimentales disponibles dans la banque de données EXFOR [64] a été réalisée afin de juger du niveau des incertitudes. L'écart moyen des évaluations ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII, CENDL-3.1, JENDL-4.0, RUSFOND-2010 et TENDL-2009 à JEFF-3.1.1 est présenté en Figure 33 avec la condensation correspondante à 15 groupes. On remarque que la mise en groupe ne permet pas de représenter correctement les écarts à haute énergie. Les données expérimentales vont permettre de mieux évaluer les incertitudes dans ce domaine énergétique. En effet, la base de données EXFOR ne fournit que des mesures de la section de diffusion élastique au-dessus de 1 keV.

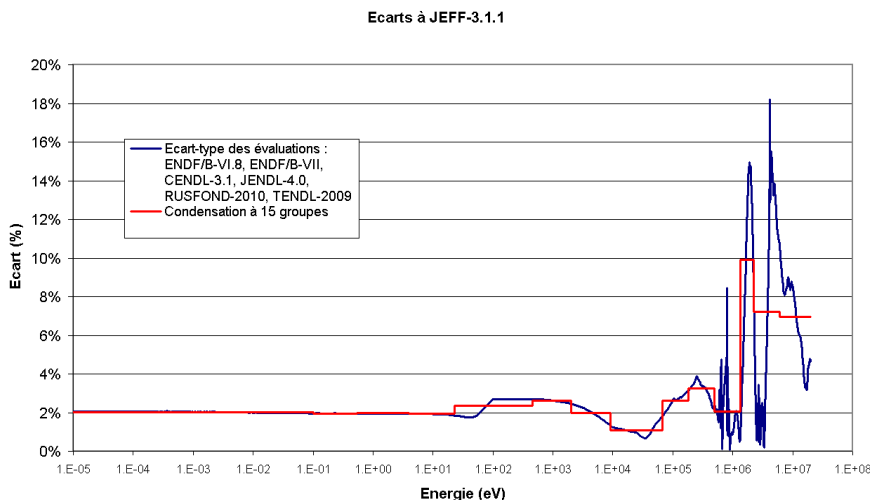


Figure 33 : Ecart moyen des différentes évaluations par rapport à la section de diffusion du ^9Be de JEFF-3.1.1

La Figure 34 présente la section au-delà de 1 keV avec les données expérimentales provenant de différentes mesures²⁶ et l'intervalle d'incertitude résultant de la comparaison des évaluations (les lignes pointillées verticales sont les limites des groupes). L'incertitude tirée des évaluations est donc sous-estimée et la valeur que l'on conservera est le maximum entre l'incertitude moyenne des mesures et l'écart moyen entre les évaluations pour chacun des 15 groupes. Pour les groupes plus thermiques, l'incertitude viendra donc de l'écart moyen entre les évaluations (environ 2%) et pour les groupes plus rapides, l'incertitude sera principalement celle des mesures. Le Tableau 16 résume toutes ces incertitudes et montre clairement que les incertitudes données dans ENDF/B-VII sont faibles au regard des données expérimentales internationales des sections de diffusion élastique.

²⁶ D. I. Lyapin et al., 1989 ; A. Langsdorf et al., 1957 ; J. P. Chien et al., 1966 ; H. B. Willard et al., 1955 ; J. S. Levin et al., 1960 ; D. D. Phillips et al., 1960 ; M. Baba et al., 1978 ; D. D. Phillips et al., 1960 ; G. V. Gorlov et al., 1964 ; J. B. Marion et al., 1959 ; M. Walt et al., 1955 ; M. Sugimoto et al., 1989 ; Jinxiang Chen et al., 2009 ; D. M. Drake et al., 1977 ; H. H. Hogue et al., 1977 ; D. Schmidt et al., 2007 ; G. Boerker et al., 1988 ; J. A. Templon et al., 1985 ; M. P. Nakada et al., 1958 ; J. Roturier et al., 1965 ; A. Takahashi et al., 1987 ; F. Merchez et al., 1965 ; M. Ibaraki et al., 1997

Groupe	Energie Sup (eV)	Ecart évaluations	Incertitude des mesures	Incertitude retenue	Incertitude ENDF/B-VII
1	1.96E+07	6.95%	4.93%	6.95%	4.93%
2	6.07E+06	7.23%	5.47%	7.23%	1.47%
3	2.23E+06	9.89%	10.00%	10.00%	2.05%
4	1.35E+06	2.07%	10.00%	10.00%	1.09%
5	4.98E+05	3.25%	9.94%	9.94%	1.71%
6	1.83E+05	2.62%	8.35%	8.35%	1.90%
7	6.74E+04	1.09%	8.02%	8.02%	2.00%
8	2.48E+04	1.08%	6.97%	6.97%	2.00%
9	9.12E+03	1.97%	6.97%	6.97%	1.93%
10	2.03E+03	2.63%	6.50%	6.50%	1.53%
11	4.54E+02	2.36%		2.36%	0.49%
12	2.26E+01	1.94%		1.94%	0.50%
13	4.00E+00	1.97%		1.97%	0.50%
14	5.40E-01	1.94%		1.94%	0.50%
15	1.00E-01	2.01%		2.01%	0.50%

Tableau 16 : Bilan des incertitudes multigroupes pour la section de diffusion du ^9Be .

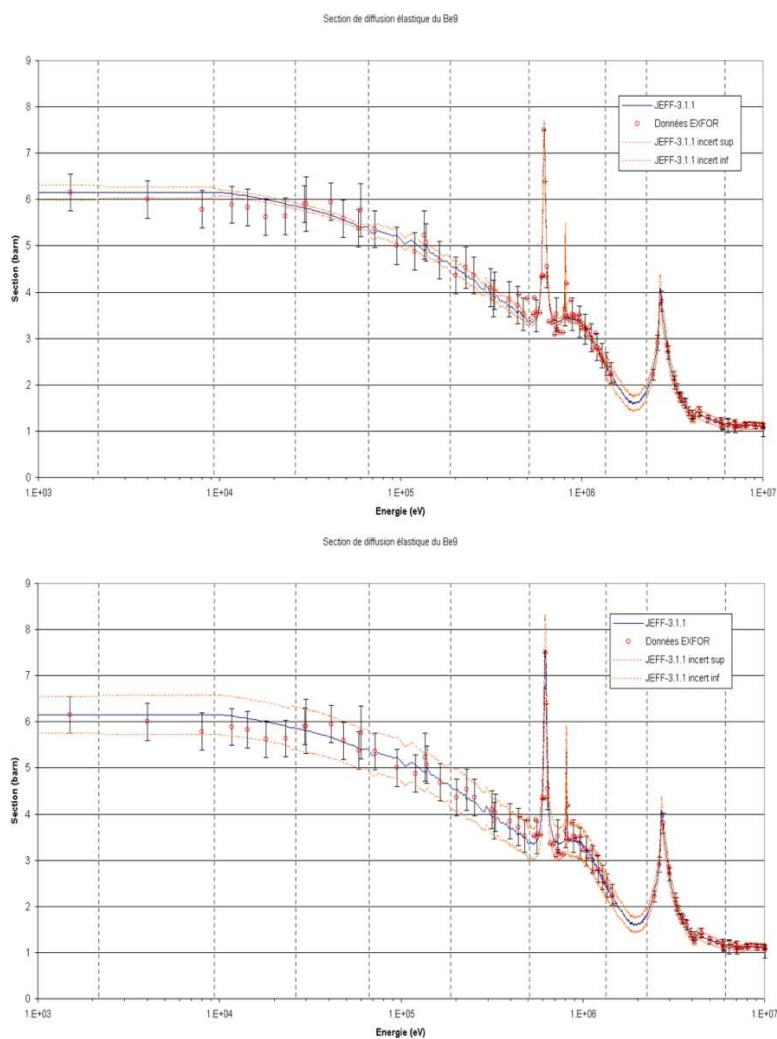


Figure 34 : Comparaison de la section de diffusion élastique JEFF-3.1.1 du ^9Be avec les données expérimentales. L'intervalle d'incertitude de JEFF-3.1.1 vient des écarts des évaluations (haut) et des données expérimentales (bas).

In fine, la matrice de covariance qui sera utilisée est la combinaison de ces incertitudes avec les corrélations de ENDF/B-VII. Cette matrice est présentée en Figure 35.

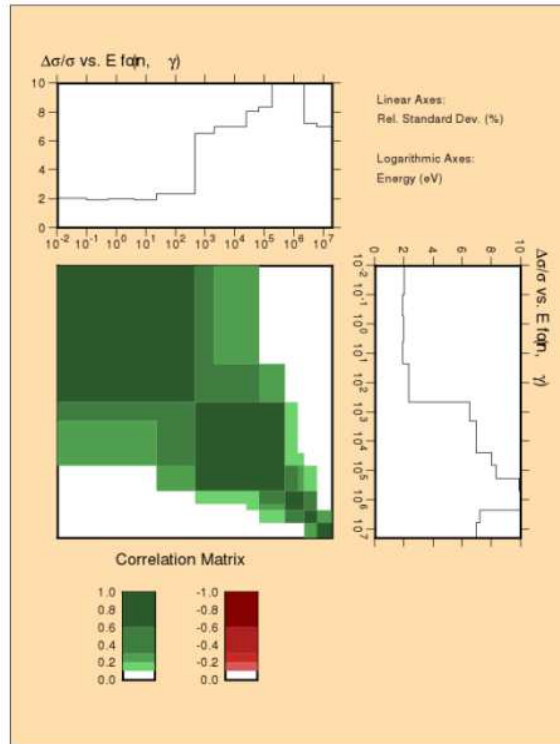


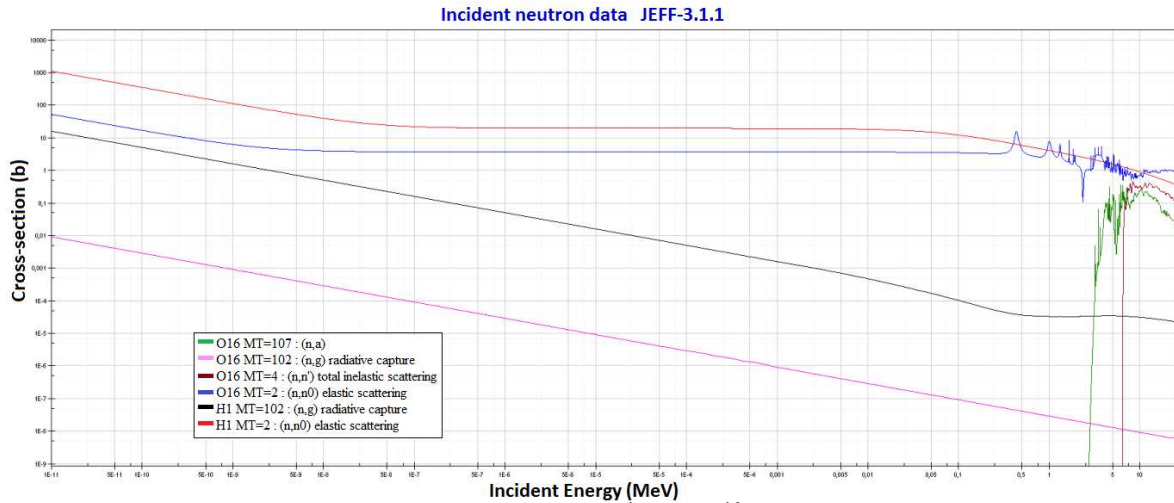
Figure 35 : Matrice de corrélation et incertitudes de la réaction de diffusion élastique du ^9Be résultant de l'étude précédente.

B.4 L'Eau

L'eau légère (H_2O) est utilisée comme modérateur et caloporteur dans le RJH. La bonne connaissance des sections efficaces de l'eau permet de déterminer une incertitude fiable.

B.4.1 Les Sections efficaces

Les principales sections efficaces de ^1H et de ^{16}O (présentées en Figure 36) sont la diffusion élastique et la capture radiative pour les deux isotopes. De plus, la diffusion inélastique et la réaction (n, α) jouent un rôle important pour l'oxygène au-dessus de quelques MeV. La diffusion, qualité neutronique principale d'un modérateur, est prépondérante sur tout le domaine énergétique des réacteurs à eau. Le formalisme de la matrice R (voir §A.1.3 de la partie II) a été utilisé en dessous de 20 MeV pour représenter la section de ^{16}O (diffusion potentielle pour ^1H).


 Figure 36 : Sections efficaces de ^1H et de ^{16}O de JEFF-3.1.1.

B.4.2 Les Distributions angulaires

L'hydrogène est isotrope dans le référentiel du système du centre de masse pour le domaine d'énergie qui nous concerne (< 20 MeV) comme le montre la Figure 37 ; cela est dû au fait que la diffusion de l'hydrogène est uniquement potentielle. La *FILE 4* de l'hydrogène est constituée des coefficients de Legendre²⁷ qui ont des valeurs très faibles (environ 10^{-5} pour le premier coefficient a_1 puis 10^{-11} pour a_2 , ...). L'hydrogène présente par contre une *FILE 7* contenant les données pour le calcul des lois de chocs pour la thermalisation des neutrons lorsque l'hydrogène est lié (H_2O par exemple). Le fichier *.therm* regroupe cette *FILE 7* et sera utilisé dans les codes de calcul pour des énergies très thermiques (en dessous de 5 eV).

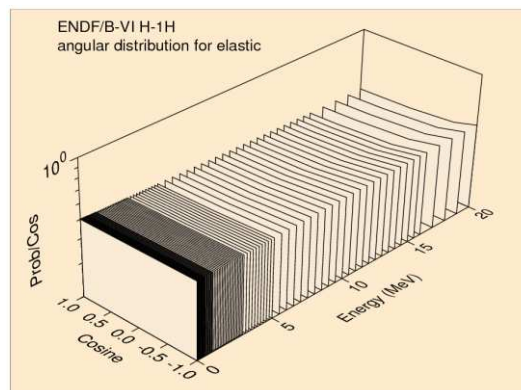


Figure 37 : Distributions angulaires de la réaction de diffusion élastique de l'hydrogène dans l'évaluation ENDF/B-VI.

B.4.3 Les Données de covariances

L'hydrogène de JEFF-3.1.1, inchangé depuis la version de JEFF-3.1, est à l'origine l'évaluation que l'on peut trouver dans ENDF/B-VI.8. La section de diffusion élastique (la principale section, $\sigma_{2200} = 30.1404$ barn) est une des sections les mieux connues et présente de faibles incertitudes ($\pm 0.2\%$ (1σ) entre 1 eV et 100 keV). La Figure 38 montre les différences entre l'évaluation américaine ENDF/B-VII, l'évaluation internationale JEFF-3.1.1 et l'évaluation japonaise JENDL-3.3. De plus, l'incertitude associée à la section de l'évaluation japonaise est aussi représentée sur la figure (zone grise) et on remarque que la section provenant de JEFF-3.1.1 se situe dans l'intervalle défini par cette incertitude. On utilisera par la suite les matrices de variance-covariance de JENDL-3.3

²⁷ $LTT = 1$ en entête de la *FILE 4* du fichier *ENDF*

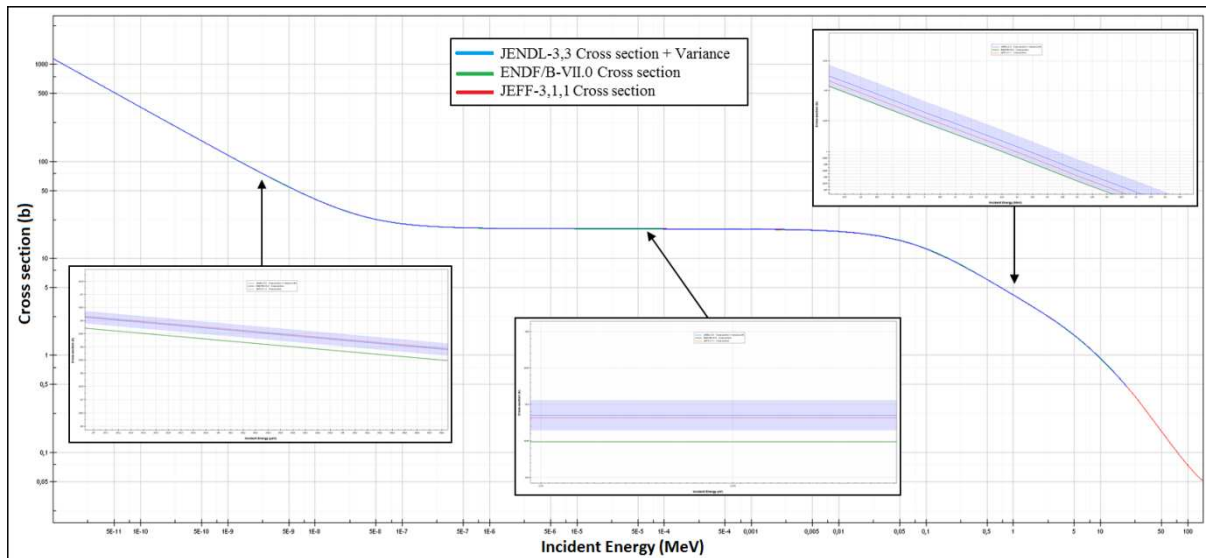


Figure 38 : Section efficace de diffusion élastique de ^1H des évaluations JEFF-3.1.1 (rouge), JENDL-3.3 (bleu) et ENDF/B-VII (vert).

B.5 L'Aluminium

L'aluminium ne possède qu'un seul isotope stable ($A=27$). L'aluminium est utilisé en tant que matériau de structure dans de nombreux domaines et possède la propriété d'être peu absorbant par rapport aux autres matériaux de structure. Les cœurs des réacteurs nucléaires peuvent en contenir de grandes quantités (dans les gaines, surgaines, casiers...) en particulier dans les réacteurs d'irradiation où un fort niveau de flux est recherché. C'est pourquoi, la connaissance des données nucléaires (sections, distributions angulaires, incertitudes ...) relatives à cet isotope se révèle très importante. Cette partie fait le bilan des données de sections efficaces disponibles dans JEFF-3.1.1 et compare cette évaluation de l'aluminium avec les autres évaluations internationales. Les distributions angulaires sont ensuite présentées ainsi que les données de covariances de ENDF/B-VII.

B.5.1 L'Evaluation JEFF

L'évaluation JEFF de l'aluminium est inchangée depuis l'évaluation JEFF-3.0. Elle comprend principalement les *FILE 2* (paramètres de résonance), 3 (sections efficaces de réaction), 4 (distributions angulaires de la diffusion élastique) et 6 (distributions en angle-énergie) et n'intègre aucune donnée de covariance.

L'évaluation JEFF-3.0 est par ailleurs basée sur l'évaluation américaine ENDF/B-VI réalisée à l'ORNL (Oak Ridge National Laboratory).

Le seuil inélastique se situe à 845 keV et la première résonance est à 5.9065 keV (une seconde résonance remarquable se situe à 35 keV).

Les paramètres de résonances du RRR (LRU=1) sont présents dans la *FILE 2* (LRP=1) sous le formalisme de Reich-Moore (LRF=3) et proviennent de plusieurs mesures par transmission (ORNL, Geel) sur un intervalle en énergie de 0 à 850 keV. Les valeurs pour les points thermiques des réactions totales, de diffusion et de capture viennent de la littérature [65].

Les sections auxquelles nous nous sommes intéressés dans l'évaluation, sont présentées dans le Tableau 17.

MT	Réaction
1	totale
2	Diffusion élastique
3	Non élastique
4	Diffusion inélastique
16	(n,2n)
51-89	Niveaux de la (n,n')
91	Continuum de la (n,n')
102	(n, γ)
103	(n,p)
104	(n,d)
107	(n, α)
649	Continuum de la (n,p)
650-669	Niveaux de la (n,d)
699	Continuum de la (n,d)
849	Continuum de la (n, α)

Tableau 17 : Les principales réactions de l'aluminium.

La section totale a été obtenue par une combinaison de mesures et de calculs par modèle optique à haute énergie (à partir de 845 keV). La section de diffusion élastique est la soustraction de la section non-élastique à la section totale.

La section de capture radiative provient, pour $E < 1\text{keV}$, d'une ré-évaluation [65]. Au-dessus de 1keV, ce sont des calculs par modèle semi-direct (code GNASH [66]). Les sections (n,p) et (n, α) sont originaires des fichiers de dosimétrie de l'AIEA (fichiers IRDF-90 [67]).

B.5.2 L'Aluminium dans les différentes évaluations

L'évaluation russe (RUSFOND-2010) est identique à l'évaluation internationale JEFF-3.1.1 et à l'évaluation américaine ENDF/B-VII. Les évaluations japonaises JENDL-4 et chinoises CENDL-3.1 diffèrent de JEFF. La première a pour origine JENDL-3.3 avec le détail des niveaux inélastiques et la seconde vient de JENDL-3 sauf pour les niveaux inélastiques 66 à 70 et le continuum inélastique (MT91). Le Tableau 18 présente, pour les différentes évaluations internationales, la section à 2200 m/s et la section moyenne pour la réaction totale, la réaction de capture radiative et la réaction de diffusion élastique. Les écarts restent faibles pour toutes les évaluations autres que JEF-2.2. On remarquera la correction apportée dans JEFF-3.1.1 sur la section de capture de l'évaluation JEF-2.2 ($> 8\%$) et qui se répercute sur la section totale ($> 1\%$).

Réaction	Evaluation	Section à 2200 m/s		Section moyenne	
		Valeur (b)	Ecart à JEFF-3.1.1 (%)	Valeur (b)	Ecart à JEFF-3.1.1 (%)
Totale	JEFF-3.1.1	1.68524		1.8712	
	CENDL-3.1	1.67031	-0.89%	1.8541	-0.91%
	JEF-2.2	1.65778	-1.63%	1.849	-1.19%
	JENDL-4.0	1.67035	-0.88%	1.8533	-0.96%
	TENDL-2009	1.66968	-0.92%	1.854	-0.92%
(n,n) Diffusion élastique	JEFF-3.1.1	1.45169		1.6378	
	CENDL-3.1	1.43995	-0.81%	1.6255	-0.75%
	JEF-2.2	1.44471	-0.48%	1.636	-0.11%
	JENDL-4.0	1.43999	-0.81%	1.6246	-0.81%
	TENDL-2009	1.43738	-0.99%	1.6217	-0.98%
(n,γ) Capture radiative	JEFF-3.1.1	0.233541		0.23344	
	CENDL-3.1	0.230363	-1.36%	0.2286	-2.07%
	JEF-2.2	0.213069	-8.77%	0.21298	-8.76%
	JENDL-4.0	0.230363	-1.36%	0.22871	-2.03%
	TENDL-2009	0.2323	-0.53%	0.23238	-0.45%

Tableau 18 : Valeurs de la section (à 2200 m/s et section moyenne) totale, de la capture radiative et de la diffusion élastique pour les principales évaluations de l'aluminium et écarts à JEFF-3.1.1. (Les évaluations RUSFOND-2010 et ENDF/B-VII ne sont pas présentées car identiques à celle de JEFF-3.1.1 pour l'²⁷Al)

La Figure 39 montre les différences entre JEFF-3.1.1, JENDL-4.0 et JEF-2.2 pour la section totale de l'aluminium. Cependant, l'évaluation JEFF reste proche des données expérimentales disponibles dans la base EXFOR (Figure 40).

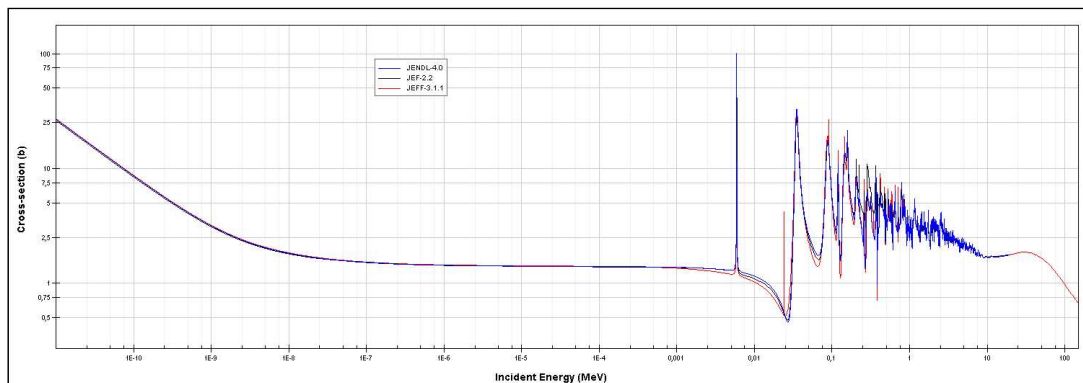


Figure 39 : Section efficace totale de l'²⁷Al selon les trois évaluations JEFF-3.1.1, JENDL-4.0 et JEF-2.2.

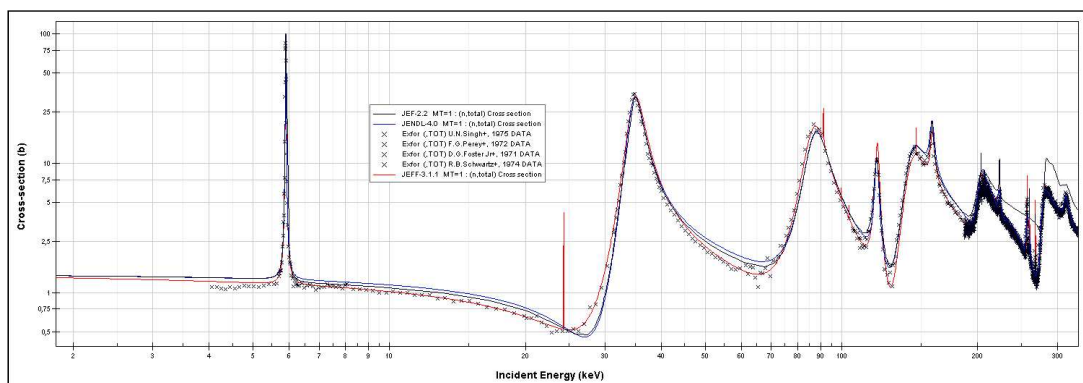


Figure 40 : Section efficace totale de l'²⁷Al pour différentes évaluations et comparaisons avec des données expérimentales de la base de données EXFOR.

B.5.3 Les Distributions angulaires

L'aluminium présente des distributions angulaires quasi-isotropes jusqu'à 400 keV puis un renvoi vers l'avant prononcé (Figure 41). Les distributions angulaires sont tabulées en densités de probabilité dans le référentiel du centre de masse dans JEFF-3.1.1 (et sont identiques à celles présentes dans ENDF/B-VII). L'effet sur la réactivité de la prise en compte des fluctuations en dessous du 1^{er} seuil inélastique sera estimé (en partie III au §B.1.1 et en partie V au §B.2.3) ainsi que la modélisation des distributions angulaires lissées (la génération des distributions a été réalisée par le code CONRAD à l'aide du formalisme de Blatt et Biedenharn).

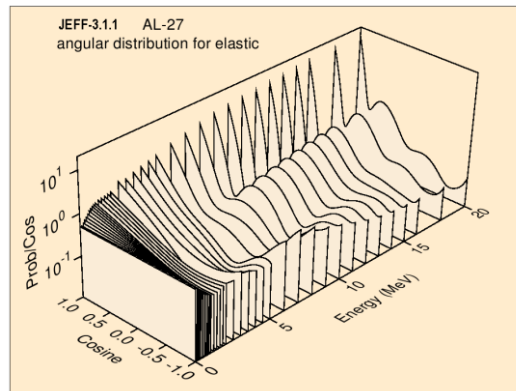


Figure 41 : Distributions angulaires de l'aluminium 27 de JEFF-3.1.1 et ENDF/B-VII.

B.5.4 Les Données de covariances

La *FILE MF=33* n'existe pas dans l'évaluation JEFF-3.1.1 de l'aluminium, mais est cependant présente dans l'évaluation américaine ENDF/B-VI version 0 (qui vient en fait de ENDF/B-V, et qui n'est pas disponible dans ENDF/B-VII). Ce sont ces données qui sont présentées en Figure 42.

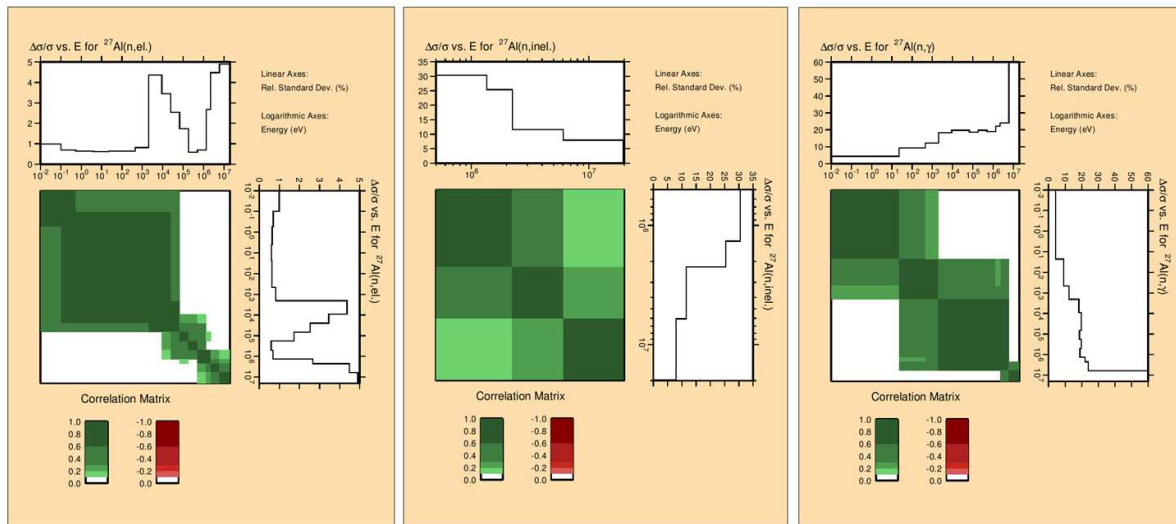


Figure 42 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes de l'aluminium 27 présentes dans l'évaluation ENDF/B-VI et mises en forme par NJOY.

Les matrices de variances-covariances des sections présentent des points critiques

- un profil d'incertitudes assez faible pour la matrice de la section de diffusion élastique, surtout dans la partie thermique (profil thermique inférieur à 1%) le maximum atteignant 5%.

- une incertitude plus forte pour la grande résonance à 5.9 keV qui se trouve dans le groupe entre 2.03 keV et 9.12 keV (groupe 9 sur 15) que pour le « trou » situé entre 9.12 keV et 24.8 keV (groupe 8 sur 15) pour la matrice de la section de diffusion élastique.
- la matrice de la section de diffusion inélastique présente des incertitudes un peu faibles dans les deux groupes les plus énergétiques (<15%) en comparaison de l'écart moyen entre les évaluations qui est plutôt de l'ordre de 20%.

Ces matrices seront utilisées pour l'estimation de l'incertitude sur la réactivité pour les cœurs AMMON/Référence et RJH. Cependant, afin de maîtriser cette incertitude, un jeu complet de matrices associé à JEFF-3.1.1 a été établi par une méthode de marginalisation rétroactive (cf. partie III, §B.6). Toutefois, nous nous attacherons à comparer ces matrices entre elles.

B.6 Marginalisation rétroactive de l'Aluminium 27

La nécessité d'établir des matrices de covariances des sections de l'aluminium pour JEFF-3.1.1 est née d'un double besoin que sont la maîtrise de cette source importante d'incertitude sur la réactivité des cœurs RJH et AMMON/Référence et la complétion de l'évaluation JEFF-3.1.1 en proposant un jeu complet de matrices de covariances multigroupes (6, 15 ou 33 groupes).

Le but n'est pas de réduire l'incertitude due aux sections de l'aluminium mais d'obtenir une matrice de variance-covariance réaliste. La technique de marginalisation rétroactive (présentée en partie II au §B.2) est utilisée dans le cas de l'évaluation de l'aluminium.

Un travail rigoureux sur les informations *a priori* touchant les données expérimentales et les paramètres va permettre cette ré-estimation des incertitudes. Ces informations *a priori* sont disponibles dans les évaluations internationales, la base de données expérimentale EXFOR [64] et la littérature [68].

L'analyse rétroactive a été appliquée de 1 keV à 20 MeV sur 6 mesures de section efficace totale disponibles dans la base de données EXFOR (Cierjacks 1968, Perey 1972, Sinh 1975, Larson 1980, Finlay 1993 et Rohr 1994). Les modèles de réaction nucléaires (Matrice-R et Modèle Optique) permettant de décrire la section efficace totale de réaction contenant un nombre important de paramètres. Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés à un nombre limité de paramètres permettant de produire des matrices de covariances réalistes pour un découpage large (6, 15 et 33 groupes). 26 paramètres de résonances ont été fittés dans le domaine des résonances résolues (*RRR*) et 6 paramètres du modèle optique dans le domaine des résonances non résolues (*URR*).

B.6.1 Marginalisation dans le domaine des résonances résolues

Pour $E < 845$ keV (borne entre les domaines des résonances résolues et non résolues), les incertitudes sur les paramètres de 26 résonances ont été déterminées en marginalisant une incertitude relative sur la normalisation variant de 3% à 10% (incertitude provenant de la dispersion des mesures EXFOR et des valeurs des différentes évaluations internationales). Les résonances utilisées ont principalement $l=0$ car elles ont un impact plus important sur la section que les résonances en $l=1$. Ainsi, pour une utilisation multigroupe des covariances, les résonances avec $l=0$ sont préférées.

Les résultats obtenus sur les paramètres de résonances sont présentés en annexe C.2.1.

B.6.2 Marginalisation dans le domaine des résonances non résolues

Pour $E > 845$ keV, les paramètres ajustés du potentiel sont le rayon R et la diffusivité du potentiel de Wood-Saxon (cf. partie II, §B.1.3) ainsi que deux paramètres du potentiel diffusif utilisé (de type Morillon-Romain [63]). Ces deux derniers paramètres sont la profondeur du puits de Hartree-Fock V_{HF}

et la partie imaginaire du terme de surface A_s . Les résultats obtenus avec CONRAD pour ces paramètres sont listés dans le Tableau 19.

Paramètres	Valeurs	Corrélations		
R (fm)	1.45 ± 0.08	100		
a (fm)	0.3 ± 0.1	-74	100	
V_{HF} (MeV)	-67.4 ± 4.5	87	-39	100
A_s (MeV)	-41.2 ± 15.6	38	-83	17

Tableau 19 : Paramètres du modèle optique déterminés avec CONRAD.

Pour décrire la section efficace de capture, nous avons introduit dans CONRAD une incertitude relative de 22% sur la largeur radiative moyenne (valeur provenant de la référence [68], $\Gamma_\gamma = 1.61 \pm 0.36$ eV). Au-delà du seuil inélastique, la composante directe a été calculée en introduisant dans l'approximation DWBA (cf. §A.1.4 en partie II) une incertitude de 13% et 50% sur les facteurs de normalisation β des paramètres de déformation du ^{27}Al et du ^{26}Mg (noyau proche de ^{27}Al).

Les paramètres de modèle (modèle optique et pré-équilibre) liés à l'émission de particules légères chargées (proton, alpha) ont été optimisés pour reproduire les sections efficaces de JEFF-3.1.1 puis fixés lors de la marginalisation. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure 43.

B.6.3 Résultats

Le Tableau 20 présente la section efficace totale de l' ^{27}Al à 15 groupes calculée avec JEFF-3.1.1 (2ème colonne) et déduite des mesures disponibles dans EXFOR (3ème colonne). La 4ème colonne de ce tableau liste les écarts relatifs entre JEFF-3.1.1 et les mesures EXFOR. Enfin, la dernière colonne liste les incertitudes relatives sur la section efficace totale obtenues dans le cadre de ce travail.

15 groupes	JEFF-3.1.1	EXFOR	Δ (JEFF/EXFOR)	$\Delta\sigma/\sigma$
$E < 0.1$ eV	1.66	—	—	2.8 %
0.1 eV – 0.54 eV	1.50	—	—	3.0 %
0.54 eV – 4.0 eV	1.45	—	—	3.0 %
4.0 eV – 22.6 eV	1.44	—	—	3.1 %
22.6 eV – 454.0 eV	1.41	—	—	3.0 %
454.0 eV – 2.03 keV	1.36	1.37	0.7 %	3.2 %
2.03 keV – 9.12 keV	1.63	—	—	4.3 %
9.12 keV – 24.8 keV	0.79	0.83	5.1 %	11.6 %
24.8 keV – 67.4 keV	5.05	—	—	4.4 %
67.4 keV – 183.1 keV	6.85	6.20	10.5 %	7.3 %
183.1 keV – 497.8 keV	3.93	3.95	0.5 %	5.9 %
497.8 keV – 1.35 MeV	3.52	3.77	7.1 %	6.1 %
1.35 MeV – 2.23 MeV	3.15	3.11	1.3 %	8.2 %
2.23 MeV – 6.07 MeV	2.43	2.58	6.2 %	6.4 %
6.07 MeV – 19.6 MeV	1.77	1.83	3.3 %	5.9 %

Tableau 20: Comparaison de la section efficace totale de l' ^{27}Al (15 groupes).

Les valeurs des incertitudes obtenues sur les sections efficaces partielles multigroupes sont listées dans le Tableau 21 (diffusion élastique et inélastique, capture radiative et émission de deux neutrons). Globalement, les incertitudes augmentent par rapport à l'évaluation ENDF-B\VI. Les matrices de corrélation associées sont données en annexe C.2.2. La comparaison avec les mesures EXFOR condensées en 15 groupes confirme les incertitudes relatives obtenues sur la section efficace totale (Figure 44).

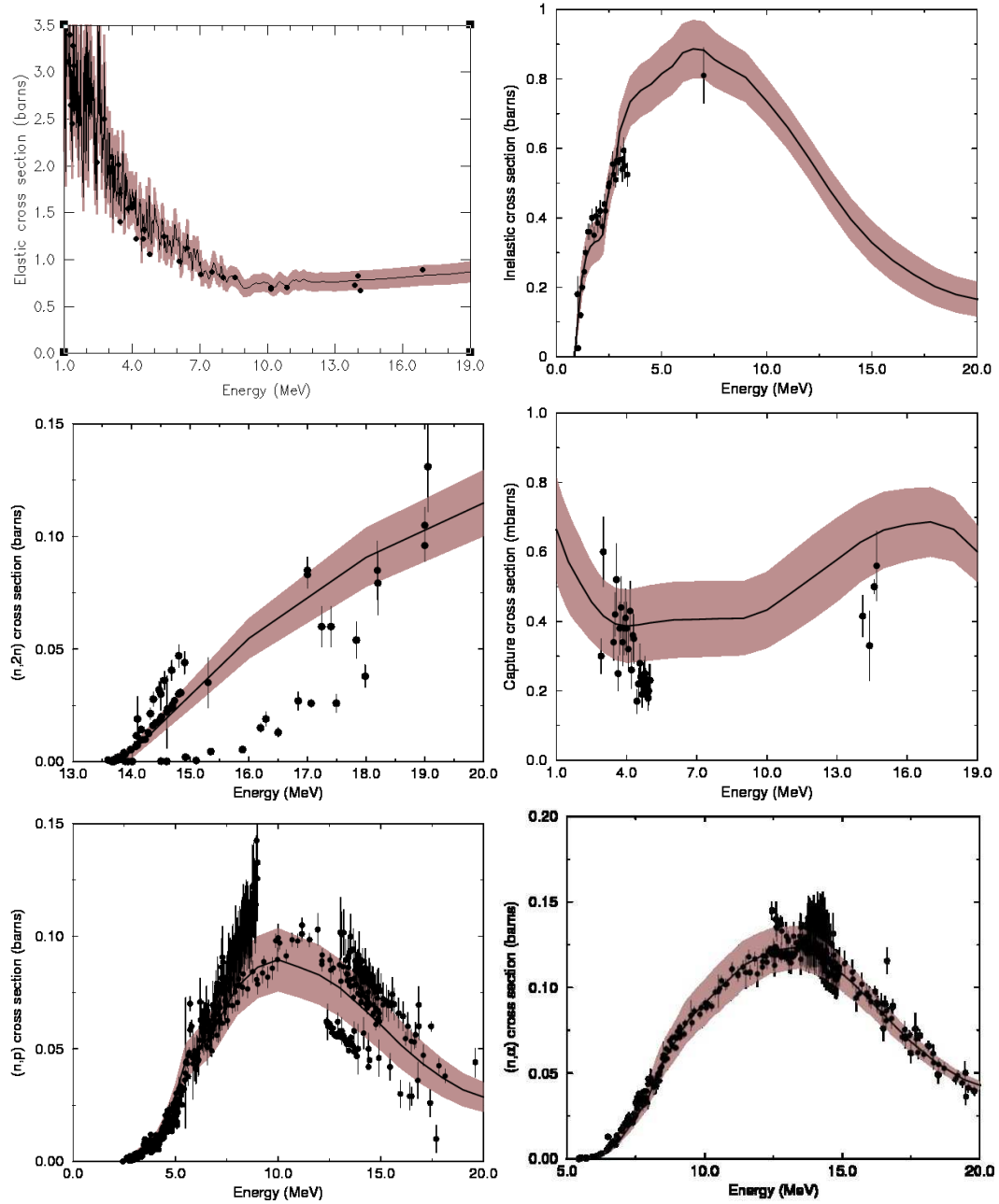


Figure 43 : Sections efficaces JEFF-3.1.1 et incertitudes déterminées avec CONRAD, comparées aux mesures EXFOR.

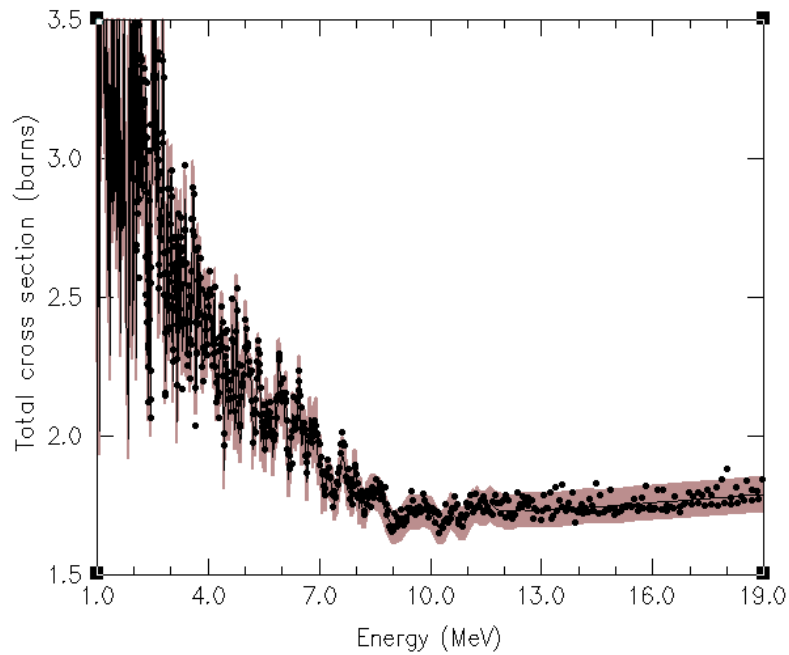


Figure 44 : Section efficace totale JEFF-3.1.1 et incertitudes obtenues avec CONRAD, comparées aux mesures EXFOR.

15 groupes	(n,n')	(n,n)	(n,γ)	(n,2n)
E < 0.1 eV		3.1 [1.0]	5.7 [4.2]	
0.1 eV – 0.54 eV		3.1 [0.7]	5.7 [4.2]	
0.54 eV – 4.0 eV		3.1 [0.6]	5.7 [4.2]	
4.0 eV – 22.6 eV		3.1 [0.6]	5.7 [4.2]	
22.6 eV – 454.0 eV		3.0 [0.6]	5.4 [9.2]	
454.0 eV – 2.03 keV		3.3 [0.8]	4.7 [12.3]	
2.03 keV – 9.12 keV		4.4 [4.4]	7.8 [18.3]	
9.12 keV – 24.8 keV		11.6 [3.5]	7.2 [19.7]	
24.8 keV – 67.4 keV		4.4 [2.5]	7.2 [19.7]	
67.4 keV – 183.1 keV		7.3 [1.7]	10.4 [18.6]	
183.1 keV – 497.8 keV		6.0 [0.6]	9.8 [19.7]	
497.8 keV – 1.35 MeV	13.3 [30.4]	6.0 [0.7]	17.1 [18.9]	
1.35 MeV – 2.23 MeV	13.9 [25.4]	8.2 [2.7]	25.0 [22.1]	
2.23 MeV – 6.07 MeV	18.6 [11.6]	8.6 [4.5]	32.9 [24.0]	
6.07 MeV – 19.6 MeV	19.9 [7.9]	11.6 [4.9]	31.2 [82.4]	23.2 [50.0]

Tableau 21 : Incertitudes relatives (%) sur les sections efficaces multigroupes de l'aluminium (les valeurs entre crochet [.] sont celles recommandées par l'évaluation ENDF-B/VI).

B.6.4 Conclusion sur les covariances de l'aluminium

La Figure 45 rappelle les matrices de covariance pour les réactions de diffusion élastique, diffusion inélastique et de capture radiative de l'aluminium obtenue dans le cadre de la marginalisation rétroactive. Cette figure est à comparer à la Figure 42 qui présente les matrices correspondantes pour l'évaluation ENDF/B-VI. De plus, le Tableau 21 compare, pour les principales réactions de l'aluminium, les incertitudes à 15 groupes d'énergie obtenues avec celles de ENDF/B-VI.

Concernant la diffusion élastique, l'incertitude dans la partie thermique est maintenant portée à 3% environ et l'incertitude du groupe entre 9.12 keV et 24.8 keV (groupe 8 sur 15) a été augmentée à 11.6% (Tableau 21).

L'incertitude des deux groupes les plus rapides (de 2.3 MeV à 19.6 MeV) pour la diffusion inélastique est plus réaliste (18.6 % et 19.9 %) mais devient un peu faible pour la montée des niveaux inélastiques entre 845 keV et 2.23 MeV (seulement 13.3 % et 13.9 %).

La bonne connaissance du point thermique de la section de capture radiative permet d'avancer que l'incertitude de 5.7 % dans les groupes thermiques est une valeur un peu élevée (moins de 2 % dans la littérature [69] et 4.2 % dans ENDF/B-VI). L'utilisation de résultats d'expériences intégrales dans des cœurs thermiques sensibles à la capture de l'aluminium pourrait pallier ce problème (mesures dans le réacteur MINERVE lors du programme MAESTRO [70] par exemple).

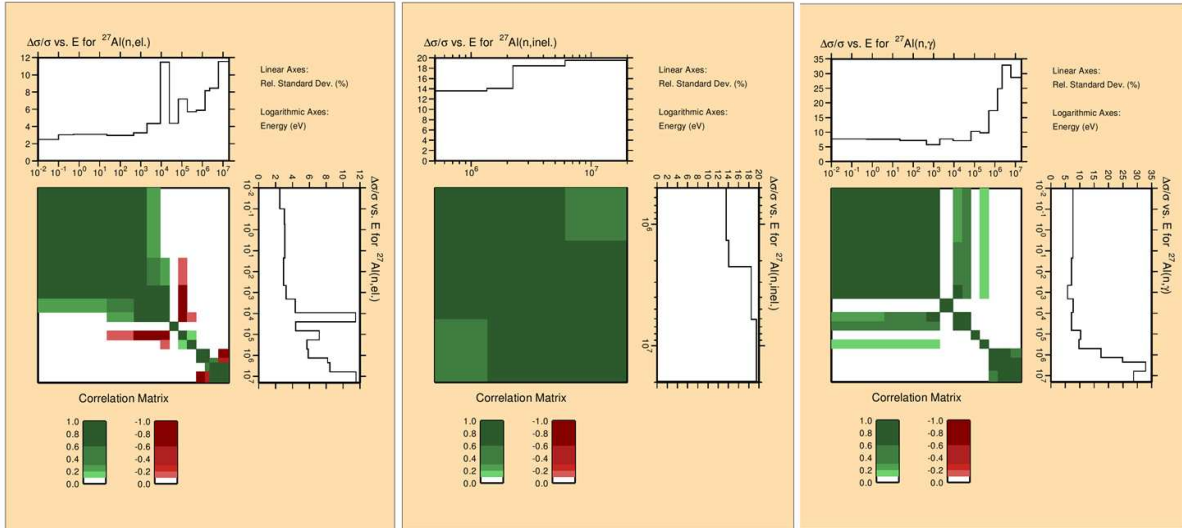


Figure 45 : Matrices de corrélations et incertitudes multigroupes associées à l'évaluation JEFF-3.1.1 de l' ^{27}Al .

La Figure 45 montre aussi, pour la section de diffusion élastique, des corrélations négatives dans le continuum et entre le continuum et le domaine des résonances résolues. Ces corrélations négatives, assez faibles, sont introduites par le modèle. De même des corrélations négatives apparaissent entre les sections de diffusion élastique et inélastique (cf. en annexe C.2.2) ; leur existence physique est justifiée par la compétition entre les deux voies de réaction. Par contre les corrélations positives qui sont également observées entre ces deux réactions n'ont pas réellement lieu d'être et sont dues aux modèles de réactions.

Des améliorations restent donc à réaliser sur la détermination des incertitudes et des corrélations des sections efficaces de l'aluminium. Cependant, pour une utilisation multigroupe large (15 ou 6 groupes), le travail effectué ici est très satisfaisant. C'est pour l'utilisation de covariances fines qu'une analyse plus précise (en fittant plus de paramètres) serait pertinente.

B.7 Conclusion sur les données nucléaires de base

Les données nucléaires sont à la base des calculs de simulation, et la bonne connaissance de ces données est donc indispensable. Les évaluations internationales regroupent les données nucléaires comme les sections efficaces, les distributions angulaires et les covariances au format *ENDF*. Malgré un grand nombre d'évaluations, l'existence de matrices de covariances pour les sections efficaces n'est pas assurée dans tous les cas et les matrices disponibles doivent de plus être analysées de manière critique et en regard de l'utilisation que l'on en a. En effet, des incertitudes trop faibles sur des réactions sensibles vont fortement sous-estimer l'incertitude finale et inversement. De plus, une incertitude mal estimée n'aura pas le même effet selon le groupe énergétique (et donc aussi le nombre de groupes), l'isotope ou le type de réaction. L'amélioration des matrices existantes peut s'effectuer par l'intégration de données expérimentales intégrales (C/E d'expériences sur des maquettes critiques par exemple). L'élaboration de matrices est aussi possible par marginalisation rétroactive (i.e. en marginalisant une incertitude sur les paramètres sans réévaluation des sections) comme cela a été effectué dans le cas de l'aluminium.

Ce travail et l'utilisation de ces techniques ont permis de mettre à disposition un jeu complet (pour les réactions et les isotopes qui ont un effet sur la réactivité des cœurs étudiés) de matrices de variance-covariance auxquelles on peut se fier pour le calcul de l'incertitude sur la réactivité du RJH.

C INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU RJH VENANT DES DONNÉES NUCLÉAIRES

C.1 Propagation des incertitudes des sections efficaces

La propagation des incertitudes associées aux sections efficaces regroupées dans les matrices de variance-covariance est réalisée par l'utilisation des vecteurs de sensibilité déterminés en §A.3 de cette partie. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le Tableau 22. Les diffusions élastiques et inélastiques ne sont pas toutes distinguées et peuvent être regroupées sous le simple terme de diffusion. Dans ce cas c'est le même vecteur de sensibilité à la diffusion qui est utilisé avec les matrices de diffusion élastique et inélastique sauf pour l' ^{238}U auquel cas la sensibilité est considérée venir uniquement de la diffusion inélastique au-dessus du seuil et de la diffusion élastique en dessous. Ce terme est alors surestimé mais reste mineur par rapport aux autres incertitudes. Des calculs de perturbations par TRIPOLI4 permettraient de séparer et d'estimer correctement la part de chacune des diffusions (comme effectué avec l'aluminium).

Isotope	Réaction	Incertitude (pcm)	
		$\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ 19.75%	$\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ 27%
^{235}U	Nu	274	270
	Fission	138	133
	Capture	150	175
	Diffusion	14	13
	Corrélations inter-réactions	133	141
^{238}U	Nu	8	6
	Fission	32	33
	Capture	102	91
	Diffusion	59	42
	Corrélations inter-réactions	(-)52	(-)40
^{27}Al	Capture	267	221
	Diffusion élastique	164	153
	Diffusion inélastique	252	224
	Corrélations inter-réactions	221	195
H_2O	Capture	42	49
	Diffusion	189	179
$^{56}\text{Fe}^{28}$	Capture	6	7
	Diffusion	1	4
^9Be	Capture	5	4
	Diffusion élastique	59	60
	(n, α)	2	2
	(n,2n)	0	0
TOTAL		631	591

Tableau 22 : Incertitudes (1σ) de la réactivité du RJH ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 19.75% et 27%) dues aux sections efficaces (le signe (-) signifie une anti-corrélation).

²⁸ Les matrices de variance-covariance du Fer résultent du travail présenté en [42]. N'ayant qu'un très faible impact sur la réactivité du RJH, les sections et les données de covariance du fer n'ont pas été présentées.

La répartition par réaction et par isotope de la variance est présentée sur la Figure 46 et la Figure 47. La plus importante part de la variance vient tout d'abord de la capture (32%) puis quasi-également de la multiplicité neutronique (22%), de la diffusion élastique et de la diffusion inélastique (20%) enfin de la fission (6%). Plus de la moitié de la variance est apportée par les sections de l'aluminium (52%). Cette part peut être réduite par une meilleure estimation des incertitudes sur la section de capture thermique de l'aluminium qui est légèrement surestimée (cf. §B.6.3 de cette partie).

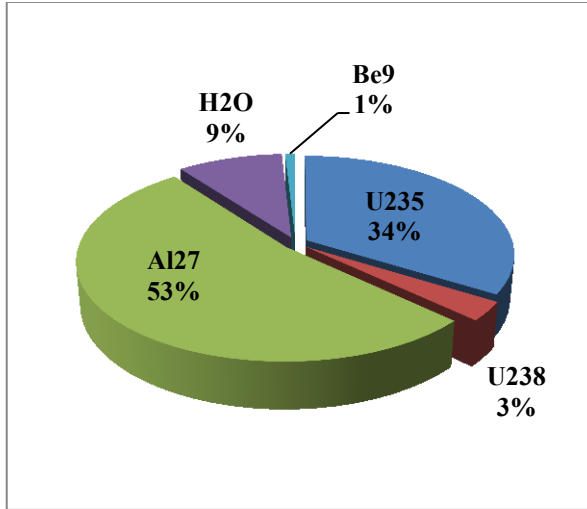


Figure 46 : Répartition par isotope de la variance sur la réactivité ($\epsilon=19.75\%$)

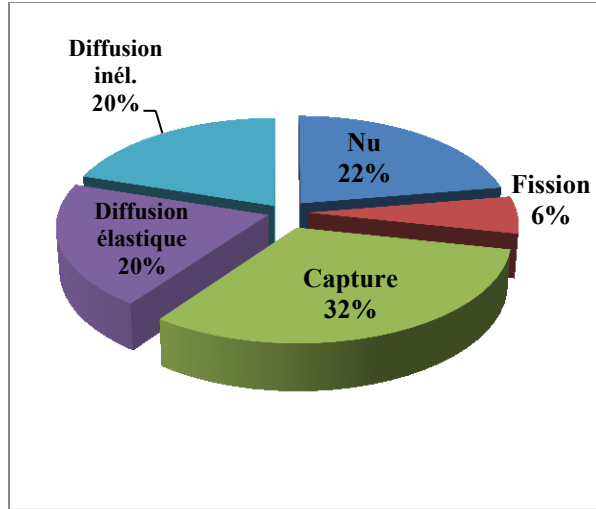


Figure 47 : Répartition par réaction de la variance sur la réactivité ($\epsilon=19.75\%$)

C.2 Incertitude due au spectre de fission de l' ^{235}U

L'utilisation de la matrice présentée précédemment en B.2.1.2, est soumise à des conditions de normalisation (voir §B.3.1 en partie II). La normalisation de la matrice par la projection est validée par les sommes des colonnes et des lignes qui sont inférieures à 10^{-11} mais pas totalement nulles. L'application au cas du RJH (combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ enrichi à 19.75% et à 27%) donne les résultats présentés dans le Tableau 23.

Incertainde \ Cœur	RJH 19.75%	RJH 27%
1 : $I_x = \sqrt{S\tilde{V}\tilde{S}}$	32 pcm	30.7 pcm
2 (Eq. (47)) : $I_x = \sqrt{\tilde{S}\tilde{V}\tilde{S}}$	32.8 pcm	31.3 pcm
3 (Eq. (48)) : $I_x = \sqrt{\tilde{S}\tilde{V}\tilde{S}}$	32.8 pcm	31.3 pcm

Tableau 23 : Estimation des incertitudes de la réactivité due au spectre de fission prompt de l' ^{235}U pour RJH (combustible enrichi à 19.75% et 27%).

En conclusion, les incertitudes retenues sont :

- RJH (19.75%): 33 pcm
- RJH (27%) : 31 pcm

L'ordre de grandeur de ces incertitudes est cohérent avec ceux données dans [71] : 10 pcm à 30 pcm pour les réacteurs à spectre thermique (et environ de 200 pcm à 300 pcm pour les réacteurs rapides. L'incertitude dans ce cas vient surtout du spectre de fission du ^{239}Pu).

C.3 Impact des distributions angulaires sur la réactivité

La propagation des incertitudes associées aux sections efficaces est la principale contribution de l'incertitude sur la réactivité due aux données nucléaires. Cependant, on souhaite aussi estimer l'impact d'une variation du flux angulaire et donc la propagation éventuelle d'une incertitude sur l'anisotropie du choc. Pour cela, on s'est intéressé aux distributions angulaires de la réaction de diffusion élastique de deux isotopes diffusant du RJH²⁹ : l'²⁷Al et le ⁹Be.

C.3.1 Impact des distributions angulaires du ⁹Be sur la réactivité

Ne possédant pas d'incertitudes sur les distributions angulaires du béryllium, plusieurs calculs ont été effectués afin de déterminer un écart-type de l'effet en réactivité due à ces distributions angulaires. Pour cela, les distributions angulaires de différentes évaluations ont été testées (avec les mêmes sections efficaces) c'est-à-dire en modifiant uniquement la *FILE* 4 du fichier *ENDF* de JEFF-3.1.1. De plus, l'effet de l'utilisation des matrices de thermalisation à faible énergie (*FILE* 7) pour du béryllium sous forme métallique a été testé en utilisant un isotope béryllium sans ces matrices³⁰. Un dernier cas avec un béryllium isotrope dans le centre de masse a été simulé.

Modification	Effet en réactivité U ₃ Si ₂ Al 19.75%	Effet en réactivité U ₃ Si ₂ Al 27%
⁹ Be JEFF-3.1.1 isotrope (dans le centre de masse)	+74 ± 4 pcm	+46 ± 4 pcm
⁹ Be JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de JEF-2.2	0 ± 4 pcm	-10 ± 4 pcm
⁹ Be JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de JENDL-4	-4 ± 4 pcm	-9 ± 4 pcm
⁹ Be JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de TENDL-2011	+17 ± 4 pcm	+11 ± 4 pcm
⁹ Be JEFF-3.1.1 sans matrices de thermalisation	-27 ± 4 pcm	-21 ± 4 pcm

Tableau 24 : Effets en réactivité des modifications des distributions angulaires du ⁹Be (avec l'incertitude de convergence à 1σ).

Le Tableau 24 rassemble les effets en réactivité de ces différentes modifications des distributions angulaires. Les effets ne sont pas très importants et n'impactent pas la réactivité du RJH de façon prépondérante. Les distributions angulaires des différentes évaluations ne modifient que d'une dizaine de pcm la réactivité du cœur et l'effet des matrices de thermalisation augmente de 27 pcm (21 pcm pour l'U₃Si₂Al à 27%) la réactivité par rapport au cas sans les matrices. Enfin, le cas le plus impactant est celui du béryllium isotrope : +74 ± 4 pcm (+46 ± 4 pcm pour l'U₃Si₂Al à 27%).

Remarque

Un calcul TRIPOLI4 avec le béryllium de l'évaluation ENDF/B-VII a été réalisé et l'effet sur la réactivité reste dans l'incertitude de convergence du code +0 ± 4 pcm avec l'U₃Si₂Al à 19.75% (-4 ± 4 pcm pour le 27%).

Ces éléments amènent les points de conclusion suivants :

- L'effet des distributions angulaires du ⁹Be sur la réactivité du RJH est limité : 74 pcm entre le cas de référence et le cas isotrope, ce qui représente le maximum de l'incertitude que l'on peut adopter. Cependant, La dispersion des effets en réactivité déterminés par la propagation des distributions angulaires des différentes évaluations est plus faible. **L'écart-type retenu par cette dispersion est de 11 pcm** pour l'U₃Si₂Al à 19.75% et 17 pcm pour l'U₃Si₂Al à 27%.
- La prise en compte des matrices de thermalisation du Be⁹ introduit un effet de 27 pcm. La prise en compte du béryllium en réseau cristallin a donc un effet limité sur la réactivité.

²⁹ Les distributions angulaires de ¹H sont connues, voir le §B.4.2 de cette même partie.

³⁰ isotope BE9 au lieu de BE9_BEMETAL

C.3.2 Impact des distributions angulaires de ^{27}Al sur la réactivité

Les distributions angulaires des évaluations JENDL4 et TENDL2011 sont différentes de celles utilisées dans JEFF-3.1.1 (identiques à JEF-2.2 et ENDF/B-VII). Des calculs TRIPOLI4 du RJH ont été réalisés en intégrant les *FILE 4* de ces évaluations à celle de JEFF-3.1.1 et en générant le fichier contenant la *FILE 4* (aniso) correspondant.

De plus, la modélisation des distributions angulaires en dessous du 1^{er} seuil inélastique (845 keV) par le code CONRAD utilisant le formalisme de Blatt et Biedenharn a permis d'évaluer l'effet de la prise en compte de fluctuations fines des distributions. En effet, avec une grille énergétique large, les fluctuations des coefficients des polynômes de Legendre sont lissées, ce qui est moins le cas pour une grille plus fine (Figure 48).

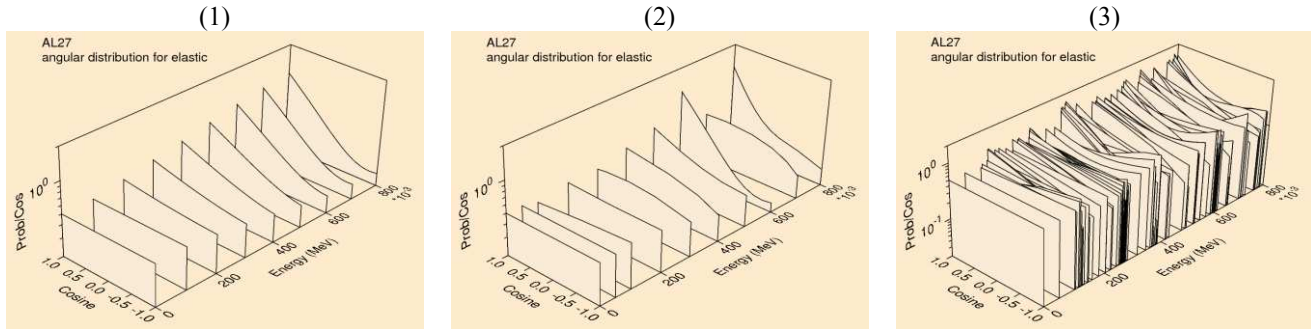


Figure 48 : Distributions angulaires de ^{27}Al jusqu'à 800 keV : (1) de JEFF-3.1.1, générées par CONRAD (formalisme de Blatt et Biedenharn) (2) sans fluctuation et (3) avec fluctuations.

Le Tableau 25 présente les effets en réactivité des distributions angulaires provenant des différentes évaluations et résultant du processing par CONRAD sur les deux grilles énergétiques. L'importance de la prise en compte des distributions angulaires de ^{27}Al est soulignée par l'effet sur la réactivité de plus de 1300 pcm dans le cas d'un aluminium isotrope.

Modification	Effet en réactivité $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ 19.75%	Ecart-type	Effet en réactivité $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ 27%	Ecart-type
^{27}Al JEFF-3.1.1 isotrope (dans le centre de masse)	$+1447 \pm 4$ pcm		$+1379 \pm 4$ pcm	
^{27}Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de JENDL-4.0	-113 ± 4 pcm	84 pcm	-110 ± 4 pcm	77 pcm
^{27}Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de TENDL-2011	-26 ± 4 pcm		-17 ± 4 pcm	
^{27}Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires générées par CONRAD sur la grille énergétique de JEFF-3.1.1	$+74 \pm 4$ pcm		$+63 \pm 4$ pcm	
^{27}Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires générées par CONRAD sur une grille énergétique fine	$+47 \pm 4$ pcm		$+42 \pm 4$ pcm	

Tableau 25 : Effets en réactivité des modifications des distributions angulaires de ^{27}Al (avec l'incertitude de convergence à 1σ).

Les différents effets sont similaires (à 2σ près) quel que soit le combustible, excepté pour le cas de l'aluminium isotrope. Les écarts-types retenus de cette étude concernant les distributions angulaires de l'aluminium sont basés sur la dispersion des effets en réactivité présentés dans le tableau ci-dessus (exception faite du cas isotrope). **Les valeurs de ces écarts-types sont de 84 pcm ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 19.75%) et 77 pcm ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 27%).**

Remarque

Une perturbation de +10% sur les coefficients d'ordre 1 des polynômes de Legendre (a_1) des distributions angulaires de JEF-2.2 (intégrées dans l' ^{27}Al de JEFF-3.1.1) donne un effet de -176 ± 4 pcm ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 19.75%) et -191 ± 4 pcm ($\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ à 27%). La perturbation n'a pas été réalisée directement sur les coefficients de JEFF-3.1.1 car le formalisme utilisé dans le fichier *ENDF* n'y donne pas accès (les distributions angulaires sont tabulées en densité de probabilité $f(\mu, E)$ (LTT=2) mais les distributions angulaires ont la même origine : ENDF/B-V). Ainsi, les écarts-types retenus sont de l'ordre de grandeur d'une variation de 4% à 5% sur le coefficient a_1 .

D SYNTHÈSE DE LA PARTIE III

Les sensibilités de la réactivité du RJH aux sections efficaces ont été déterminées par propagation directe de perturbations. La comparaison des profils à 6 et 15 groupes énergétiques montrent que les approximations faites par le découpage à 6 groupes induisent une surestimation des incertitudes.

Les sensibilités de la réactivité du RJH aux sections de fission et de capture de l' ^{235}U déterminées par le formulaire HORUS3D/N V4.0 (basé sur l'enchaînement APOLLO2 - CRONOS2) ont été validées par perturbation directe avec TRIPOLI4.

Les sensibilités aux sections de l'aluminium ont par contre été obtenues par perturbation directe des fichiers de données nucléaires et par propagation dans le code TRIPOLI4.

Les données nucléaires relatives aux principaux isotopes du RJH ont ensuite été présentées. Les incertitudes associées (regroupées dans des matrices de variance-covariance) sont le résultat d'une sélection rigoureuse des évaluations et un travail d'optimisation des matrices par intégration de résultats d'expériences intégrales comme pour le cas de la matrice de covariance de l' ^{235}U , par estimation des incertitudes à partir de la dispersion des évaluations et des données expérimentales pour la matrice du béryllium ou enfin par marginalisation rétroactive pour l'aluminium.

La marginalisation rétroactive a permis d'obtenir un jeu de matrices de covariances des sections de l'aluminium sans réévaluation des données nucléaires de JEFF-3.1.1.

Enfin, la détermination des incertitudes par application des matrices de covariance aux vecteurs de sensibilité a permis d'estimer l'incertitude *a priori* (avant réalisation d'expériences dédiées) sur la réactivité du RJH. De plus, des écart-types associés aux distributions angulaires de l'aluminium et du béryllium ont pu être évalués.

Le Tableau 26 regroupe toutes les incertitudes relevées pour la réactivité du RJH et pour deux enrichissements différents.

La part la plus importante de l'incertitude vient des sections de l' ^{235}U et de l' ^{27}Al . Les distributions angulaires et le spectre de fission prompt de l' ^{235}U n'interviennent que peu dans le bilan total (incertitude totale à comparer à celle du Tableau 22 ne comprenant que les sections).

L'interprétation et l'intégration de résultats d'expériences dédiées au RJH va permettre la maîtrise des incertitudes. Une expérience comme VALMONT sert à la qualification des données nucléaires du combustible (^{235}U , ^{238}U) traitées par le schéma. Les écarts observés lors de l'interprétation seront imputés aux données nucléaires et intégrés dans la matrice de variance-covariance si aucune tendance ne se détache, dans le cas contraire, un retour sur les sections pourra être envisagé.

PARTIE III :
APPLICATION AU CALCUL D'INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU CŒUR RJH

Isotope	Réaction	Incertitude à 1 σ (pcm)	
		U ₃ Si ₂ Al 19.75%	U ₃ Si ₂ Al 27%
²³⁵ U	Nu	274	270
	Fission	138	133
	Capture	150	175
	Diffusion	14	13
	Corrélations inter-réactions	133	141
	Spectre de fission	33	31
²³⁸ U	Nu	8	6
	Fission	32	33
	Capture	102	91
	Diffusion	59	42
	Corrélations inter-réactions	(-)52	(-)40
²⁷ Al	Capture	267	221
	Diffusion élastique	164	153
	Diffusion inélastique	252	224
	Corrélations inter-réactions	221	195
	Distributions angulaires	84	77
H ₂ O	Capture	42	49
	Diffusion	189	179
⁵⁶ Fe	Capture	6	7
	Diffusion	1	4
⁹ Be	Capture	5	4
	Diffusion élastique	59	60
	(n, α)	2	2
	(n,2n)	0	0
	Distributions angulaires	11	17
TOTAL		637	597

Tableau 26 : Synthèse des incertitudes dues aux données nucléaires sur la réactivité du RJH U₃Si₂Al (19.75% et 27%).

PARTIE IV :
QUALIFICATION ÉLÉMENTAIRE DES DONNÉES
NUCLÉAIRES RELATIVES AU COMBUSTIBLE DU RJH
INTERPRÉTATION DU PROGRAMME VALMONT

Le but du programme expérimental VALMONT dans le réacteur MINERVE est de qualifier des données nucléaires relatives au combustible RJH et de vérifier que le schéma déterministe utilisé (basé sur le code Apollo2) pour l'interprétation permet de bien calculer le combustible LEU du RJH, qui diffère largement du combustible standard REP.

Dans MINERVE, la technique d'oscillation d'échantillons contenant de faibles masses d'isotopes d'intérêt permet de mesurer l'effet en réactivité de ces échantillons. Les écarts calcul-mesure observés sont directement imputables aux données nucléaires et seront utilisés pour la génération d'une matrice de variance-covariance *a posteriori* pour l' ^{235}U , en se basant sur la méthode de ré-estimation des données nucléaires décrite en partie II. On montrera en particulier le gain obtenu en utilisant la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1 plutôt que la bibliothèque JEF2.2 retenue pour les versions antérieures du formulaire HORUS3D/N.

Au préalable, on aura validé le schéma de calcul déterministe utilisé pour l'interprétation par rapport à un schéma de calcul de référence basé sur le code Tripoli4.

A LES SCHÉMAS D'INTERPRÉTATION

Le schéma de calcul déterministe basé sur le code APOLLO2 utilisé pour cette étude est décrit dans le paragraphe qui suit, puis validé par rapport à un schéma de calcul stochastique basé sur le code TRIPOLI4.

Il servira à calculer les effets en réactivité et les taux de conversion modifiés des échantillons mesurés. Les différentes corrections à appliquer aux signaux calculés (calibration du signal, corrections de longueur, ...) seront également décrites.

A.1 Description des schémas de calcul

Deux schémas de calcul déterministes ont été testés : celui utilisé pour l'ancienne interprétation datant de 2006 (à l'origine de l'incertitude sur la réactivité retenue pour le rapport préliminaire de sûreté du RJH) et celui retenu pour le nouvel outil « PIMS » (« Plateforme d'Interprétation de Minerve Simplifiée » outil développé par le DER/SPRC/LEPh [72]) d'interprétation des mesures par oscillations. La géométrie prise en compte représente 1/8 du centre du massif MELODIE comprenant l'échantillon et la canne d'oscillation au centre.

La première géométrie est multicellule, elle sert au calcul d'autoprotection des sections efficaces et représente, pour l'ancien jeu de données, sept rangées de crayons soit un réseau de 13x13 cellules, et contient 10 rangées de crayons, soit un réseau 19x19 pour le schéma de calcul PIMS. Le motif entier est ensuite obtenu par symétrie radiale sur les limites de la géométrie. Pour les calculs d'autoprotection de l'outil PIMS, le motif est partagé en cinq zones et toutes les cellules d'une même zone sont traitées de la même manière. Les différentes zones sont :

- la cellule Echantillon
- la cellule Face à l'échantillon
- la cellule Angle de l'échantillon
- la Troisième couronne
- les Autres couronnes

Les deux dernières zones sont regroupées dans le calcul d'autoprotection de l'ancien jeu de données. Selon le maillage énergétique retenu (XMAS à 172 groupes ou SHEM à 281 groupes [73]) et la bibliothèque utilisée : CEA93 V7 (provenant de l'évaluation JEF2.2) ou CEA2005 V4.1 (provenant de l'évaluation JEFF3.1.1), les procédures d'autoprotection sont adaptées et utilisent la protection mutuelle des noyaux lourds ^{238}U et ^{235}U . On peut vérifier l'effet de l'autoprotection de l' ^{235}U en traçant l'effet en réactivité des échantillons de calibration OSMOSE en fonction de l'enrichissement en ^{235}U

(Figure 98 en annexe D.2 p192) : l'effet n'est pas linéaire ce qui montre l'autoprotection des noyaux d' ^{235}U .

L'autoprotection du molybdène, présent dans certains échantillons Valmont, a été ajoutée en employant l'approximation statistique sur tous les groupes.

Les milieux ainsi autoprotégés sont placés soit dans la même géométrie multicellule pour les calculs Pij soit dans la géométrie hétérogène à deux dimensions XY pour les calculs avec Méthode des Caractéristiques (MOC). Ces deux géométries sont présentées sur la Figure 49.

L'outil PIMS a ainsi dû être adapté pour traiter les échantillons et crayons annulaires spécifiques au programme VALMONT, et la géométrie MOC a été remaillée avec l'outil SILENE [26].

De plus, l'utilisation de l'outil PIMS apporte un meilleur traitement des corrections (cf. partie IV, §A.3) et l'emploi de la théorie des perturbations avec les modules perturbatifs *CLIO* et *BIBCLIO* du code APOLLO2.8 [74].

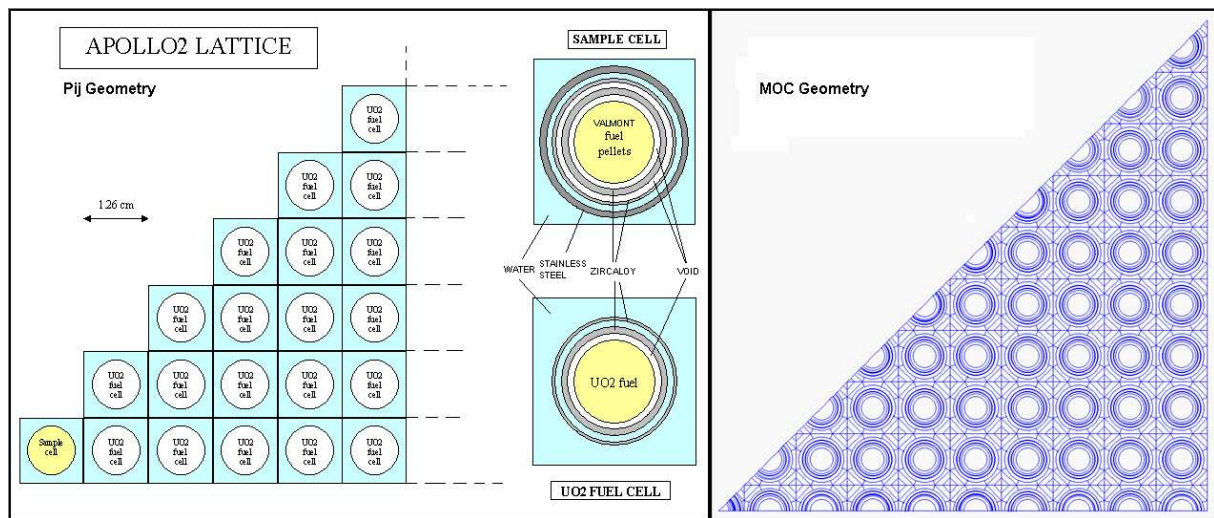


Figure 49 : Géométries utilisées pour les calculs Pij (à gauche) et MOC (à droite).

L'interprétation évoluera de l'ancien schéma présenté dans [15] avec les nouvelles données expérimentales vers une version plus performante, c'est-à-dire à celle qui correspond au schéma de référence (SHEM/MOC) utilisée pour les REP et qui pourrait servir dans une future version d'HORUS. L'évolution se fera à partir d'un ancien jeu de données employant le maillage XMAS avec CEA93 V7 (basée sur JEF-2.2) en Pij vers un jeu de données comprenant des corrections plus précises et utilisant le maillage SHEM avec CEA2005 V4.1 (basée sur JEFF-3.1.1) avec une résolution en MOC. L'étape intermédiaire sera l'interprétation par un schéma correspondant au formulaire HORUS3D/N V4.0 (procédures de l'outil PIMS, maillage XMAS avec bibliothèque CEA2005 V4.1 et résolution en Pij). Le Tableau 27 résume les paramètres des trois schémas.

Ordre d'évolution	Nom du schéma correspondant	Paramètres
1	Ancien schéma	Ancien jeux de données Nouveau dépouillement des données expérimentales Maillage énergétique XMAS (172 groupes) Bibliothèque CEA93 V7 (JEF-2.2) Méthode de résolution Pij Réseau 13x13
2	HORUS3D/N V4.0	Jeux de données PIMS Nouveau dépouillement des données expérimentales Maillage énergétique XMAS (172 groupes) Bibliothèque CEA2005 V4.1 (JEFF-3.1.1) Méthode de résolution Pij Réseau 19x19
3	REF SHEM/MOC	Jeux de données PIMS Nouveau dépouillement des données expérimentales Maillage énergétique SHEM (281 groupes) Bibliothèque CEA2005 V4.1 (JEFF-3.1.1) Méthode de résolution MOC Réseau 19x19

Tableau 27 : Paramètres et évolutions des schémas de calcul lors de la mise à jour de l'interprétation.

A.2 Validation des schémas de calcul

La validation des calculs déterministes se fait par comparaison à des calculs de référence effectués avec le code stochastique TRIPOLI4, à bibliothèque de données nucléaires identique. Ainsi les taux de conversion modifiés des crayons UO_2 , du crayon Valmont et des échantillons ont été établis dans un schéma de calcul stochastique modélisant le réacteur Minerve entier et en géométrie réelle [75].

Les écarts APOLLO2 / TRIPOLI4 observés sur les taux de conversion modifiés³¹ des crayons pour le réseau Valmont et le réseau Homogène sont rassemblés dans le Tableau 28, ceux obtenus sur les échantillons se trouvent dans le Tableau 29.

Dans tous les cas, les écarts calcul/calcul sont faibles, et inférieurs à 3 écarts-types de convergence des calculs TRIPOLI4.

		Ancien schéma XMAS/Pij/CEA93 V7		HORUS3D/N V4.0 XMAS/Pij/CEA2005 V4.1		Schéma de référence SHEM/MOC/CEA2005 V4.1	
		(A2-T4)/T4	σ	(A2-T4)/T4	σ	(A2-T4)/T4	σ
Réseau Valmont	Crayon Valmont	-0.70%	0.93%	0.64%	0.91%	1.30%	0.91%
	Crayon UO_2 face	0.14%	0.69%	-0.30%	0.69%	0.23%	0.69%
	Crayon UO_2 asympt.	-0.31%	0.68%	1.19%	0.68%	0.93%	0.68%
Réseau homogène	Crayon UO_2 centre	-0.23%	0.68%	1.23%	0.67%	1.50%	0.67%
	Crayon UO_2 face	1.29%	0.67%	1.09%	0.67%	1.12%	0.67%
	Crayon UO_2 asympt.	0.61%	0.68%	0.44%	0.68%	0.49%	0.68%

Tableau 28 : Ecarts APOLLO2 / TRIPOLI4 des taux de conversion modifiés dans le réseau Valmont et le réseau Homogène.

On observe une augmentation de l'écart entre les deux derniers schémas pour le réseau homogène. Un calcul avec un schéma SHEM/Pij/CEA2005 V4.1 permet de statuer sur l'effet de l'utilisation du

³¹ Définition du taux de conversion modifié en partie I, §B.3

maillage SHEM séparément de l'utilisation du solveur MOC. Ce schéma donne, pour le réseau homogène, des écarts de $0.97 \pm 0.67\%$ (crayon central), $0.90 \pm 0.67\%$ (face) $0.25 \pm 0.68\%$ (asympt.) et montre ainsi que le passage au maillage SHEM réduit les écarts et met en évidence un problème sur l'utilisation du MOC (les paramètres du solveur ne sont peut-être pas optimisés).

Concernant les échantillons :

- UappAl présente des écarts Calcul/Calcul élevés avec le maillage XMAS.
- U20Al est très bien maîtrisé quel que soit le schéma de calcul.
- UMoAl22 et UMoAl8 présentent des écarts Calcul/Calcul supérieurs à 2σ lors de l'utilisation conjointe de XMAS avec CEA2005 V4.1. On remarque qu'avec le schéma SHEM/MOC, l'écart sur UMoAl22 se réduit

	Ancien schéma XMAS/Pij/CEA93 V7		HORUS3D/N V4.0 XMAS/Pij/CEA2005 V4.1		Référence SHEM/MOC/CEA2005 V4.1	
	(A2-T4)/T4	σ	(A2-T4)/T4	σ	(A2-T4)/T4	σ
UappAl	6.12%	1.41%	4.37%	1.44%	1.46%	1.44%
U20Al	0.51%	1.71%	0.80%	1.68%	-0.12%	1.68%
UMoAl22	2.81%	1.98%	4.19%	1.95%	2.72%	1.95%
UMoAl8	-0.64%	1.33%	3.09%	1.25%	3.48%	1.25%

Tableau 29 : Ecarts APOLLO2 / TRIPOLI4 des taux de conversion modifiés des échantillons Valmont.

Sur la plupart des cas, APOLLO2 reproduit à mieux que $2\sigma^{32}$ les résultats de TRIPOLI4. Concernant UappAl, seule l'utilisation de CEA2005 V4.1 avec SHEM permet une cohérence à mieux que 3σ entre le calcul APOLLO2 et le calcul de référence TRIPOLI4. Une cohérence à 2σ est obtenue par utilisation du solveur TDT-MOC.

Le schéma de calcul déterministe (employant APOLLO2 avec la bibliothèque CEA2005 V4.1) peut être considéré comme validé dans l'ensemble des cas, et sera donc utilisé dans la suite de cette étude pour interpréter les mesures d'effet en réactivité des échantillons VALMONT.

A.3 Corrections des calculs

Les résultats des effets en réactivité des oscillations sont donnés par rapport à un échantillon de référence dont le calcul APOLLO2 est réalisé en B² critique. La référence est normalement un échantillon constitué de la matrice commune à tous les échantillons de la série. Pour le programme Valmont, l'élément commun à tous les échantillons est l'Aluminium, l'échantillon Apur est donc naturellement pris comme référence (les références des séries OSMOSE et CBU (voir §B.2.3 de la partie I) étant F0025 et ETAL07).

L'effet en réactivité de l'oscillation d'un échantillon est donné, selon la méthode utilisée :

- par des calculs directs APOLLO2 :

$$\Delta\rho = \frac{k_*^i - k_*^{ref}}{k_*^{ref}} \quad (77)$$

Avec :

³² σ correspond ici à la convergence statistique du calcul TRIPOLI4

- i l'échantillon à mesurer
 - ref l'échantillon de référence
 - k* le coefficient de multiplication infini avec fuites radiales imposées
- par APOLLO2 employant la théorie des perturbations exactes entre l'échantillon de référence et l'échantillon à mesurer (module CLIO [74]).

Des corrections doivent être effectuées sur l'effet en réactivité des échantillons car les calculs APOLLO2 sont des calculs 2D xy qui doivent représenter un échantillon réel 3D. Plusieurs corrections sont à apporter ; la référence [76] les explicite et nous ne ferons que les rappeler et les expliquer brièvement :

- Correction en longueur
- Effet de bout
- Correction des effets de fuites
- Correction des biais

A.3.1.1 Correction de longueur :

Pour prendre en compte les différences de longueur des échantillons sur l'effet en réactivité, on calcule un facteur correctif. Pour cela on établit la dépendance de la réactivité à la longueur active l d'un échantillon. Au premier ordre, l'effet en réactivité ρ est proportionnel à l'intégrale du carré du flux neutronique ψ , donc pour un échantillon :

$$\rho \propto \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \psi^2(z) dz \quad (78)$$

Sachant que $\psi_{(z)}$ suit une loi cosinusoidale $\psi_{(z)} \propto \cos(B_z \cdot z)$ axialement : avec B_z le laplacien géométrique axial du cœur de référence ($B_z = 1.94 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$ d'après [7]). La correction est le ratio de cette dépendance pour un échantillon donné de longueur l sur celle de l'échantillon de référence de longueur L , ce qui donne :

$$\frac{C_l}{C_L} = \frac{\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \cos^2(B_z \cdot z) dz}{\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \cos^2(B_z \cdot z) dz} = \frac{\frac{1}{2}(l \cdot B_z + \sin(B_z l))}{\frac{1}{2}(L \cdot B_z + \sin(B_z L))} \quad (79)$$

Cette correction est appliquée aux calculs n'utilisant pas l'outil PIMS (car l'ancien jeu de données n'utilise pas la théorie des perturbations exactes). Cependant, une correction améliorée est appliquée aux autres cas, elle se sert de la théorie des perturbations exactes (TPE) pour prendre en compte la courbure axiale des flux directs et adjoints et donc de la plus faible réactivité du dopant en haut et en bas de l'échantillon :

Pour deux échantillons 1 et 2 avec $L_1 < L_2$, on calcule la variation de réactivité entre 1 et 2 et entre 2 et un échantillon vide 0. En pondérant par la correction C_{L1} sur la hauteur L_1 et $C_{L2} - C_{L1}$ sur la hauteur $L_2 - L_1$, l'effet en réactivité corrigé devient [77]:

$$\langle \psi_1^*, \Delta H \psi_2 \rangle = \langle \psi_1^*, \Delta H_{21} \psi_2 \rangle C_{L1} \left(1 + \frac{\langle \psi_0^*, \Delta H_{20} \psi_2 \rangle C_{L2} - C_{L1}}{\langle \psi_1^*, \Delta H_{21} \psi_2 \rangle C_{L1}} \right) \quad (80)$$

Avec (tels que définis en partie II au §B.3) :

- H l'opérateur de Boltzmann
- ψ et ψ^* les flux direct et adjoint

La correction C_L dans ce cas est donc :

$$C_L = C_{L_1} \left(1 + \frac{\langle \psi_0^*, \Delta H_{20} \psi_2 \rangle C_{L_2} - C_{L_1}}{\langle \psi_1^*, \Delta H_{21} \psi_2 \rangle C_{L_1}} \right) \quad (81)$$

Une incertitude de 0.1% est attribuée à ces corrections. Le Tableau 30 rassemble les valeurs des coefficients, la correction peut être importante (10 % entre les échantillons expérimentaux VALMONT et les échantillons de calibration) mais ne va pas évoluer selon le schéma de calcul utilisé (cf. Tableau 55 en annexe D.2.3).

Echantillon	Correction de Longueur (coefficient C_l)
F0025	0.812
F0050	0.811
N0071	0.812
S0100	0.812
S0200	0.812
S0300	0.812
S0400	0.812
S0495	0.812
ETAL07	0.913
ETAL09	0.913
ETAL10	0.911
ETAL32	0.922
ETAL33	0.907
A pur	0.824
UappAl	0.824
U20Al	0.824
UMoAl22	0.823
UMoAl8	0.825
AMo	0.824

Tableau 30 : Coefficients de la correction de longueur pour les échantillons des séries OSMOSE, Crédit-BurnUp et Valmont avec le schéma de référence SHEM/MOC (l'échantillon Apur est la référence).

A.3.1.2 Correction des effets de bout :

La présence de rondins d'aluminium au-dessus et en dessous de l'échantillon déforme localement le spectre neutronique, ce qui n'est pas pris en compte dans le calcul 2D. En effet, l'aluminium a pour conséquence une baisse de l'absorption des neutrons aux extrémités de l'échantillon (car généralement moins absorbant que l'échantillon). Cet effet énergétique peut être corrigé en comparant à l'aide de calculs RZ l'impact de la variation du taux d'absorption entre un échantillon infini et un échantillon de taille réelle.

La correction porte alors sur la variation de l'opérateur H entre un échantillon de référence 0 et l'échantillon l . Le facteur correctif est le ratio de cette intégrale entre la géométrie hétérogène (échantillon fini) et la géométrie homogène (échantillon infini).

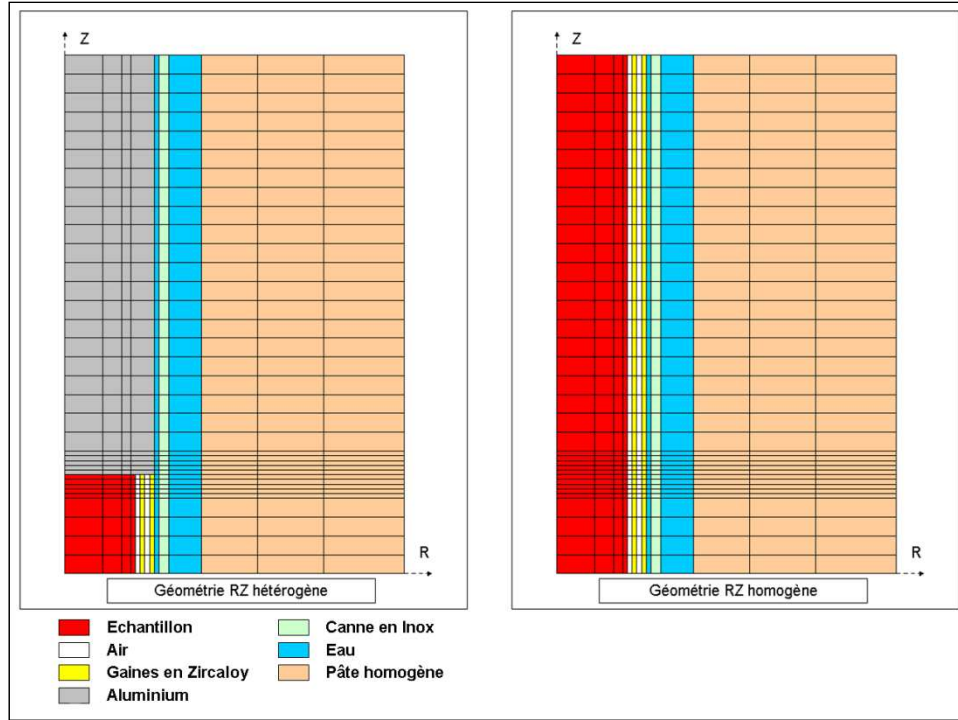


Figure 50 : Géométries des calculs RZ pour les corrections de bout.

La résolution est faite en transport à l'aide de calculs S_n sur les géométries présentées par la Figure 50. Seules trois rangées de crayons combustible homogénéisés sont modélisées autour de l'échantillon et de son dispositif (gaine, surgaine, train alu, canne d'oscillation et eau). La procédure APOLLO2 gérant cette correction récupère les taux d'absorption, les flux et les taux de production dans les régions de chaque volume V_i de l'échantillon. Ainsi, d'après [72] et en découpant sur le maillage énergétique SHEM (281 groupes) ou XMAS (172 groupes) on obtient :

$$C_B = \frac{\sum_i V_i \left[\sum_{g'=1}^{172ou281} \chi_{g'} \Psi_{0,ig'}^* \cdot \sum_{g=1}^{172ou281} \nu_1 \Sigma_{fiss,1} \Psi_{1,ig} - \sum_{g=1}^{172ou281} \Psi_{0,ig}^* \Sigma_{abs,1} \Psi_{1,ig} \right]_{Hétérogène}}{\sum_i V_i \left[\sum_{g'=1}^{172ou281} \chi_{g'} \Psi_{0,ig'}^* \cdot \sum_{g=1}^{172ou281} \nu_1 \Sigma_{fiss,1} \Psi_{1,ig} - \sum_{g=1}^{172ou281} \Psi_{0,ig}^* \Sigma_{abs,1} \Psi_{1,ig} \right]_{Homogène}} \quad (82)$$

Avec :

- Indices 1 et 0 : relatifs à l'échantillon et à l'échantillon de référence
- χ le spectre de fission
- ψ le flux neutronique
- ψ^* le flux adjoint
- $\nu \Sigma_{fiss} \psi$ le taux de production
- $\Sigma_{abs} \psi$ le taux d'absorption

Ces corrections de bout restent inférieures à 3% pour les échantillons étalons et sont à peine plus importantes pour certains échantillons Valmont qui ont des corrections qui atteignent jusqu'à 3.6% pour UMoAl8 (Tableau 31, par contre, la correction peut être faible dans le cas d'échantillons « proches » des rondins d'aluminium comme AMo (0.5%)). La variation des coefficients de correction avec XMAS/SHEM et CEA93 V7/CEA2005 V4.1 est négligeable.

Une incertitude de 0.2% est assignée à ces corrections sur la base de calculs de validation par rapport à des calculs de référence Tripoli4 [72].

Echantillon	Correction de Bout
F0025	
F0050	1.008
N0071	1.009
S0100	1.011
S0200	1.017
S0300	1.021
S0400	1.025
S0495	1.028
ETAL07	
ETAL09	1.008
ETAL10	1.012
ETAL32	1.008
ETAL33	1.012
A pur	
UappAl	1.009
U20Al	1.023
UMoAl22	1.014
UMoAl8	1.036
AMo	1.005

Tableau 31 : Valeurs des coefficients pour la correction de bout calculés avec PIMS/SHEM/CEA2005V4.1

A.3.1.3 Correction des effets en réactivité dus aux fuites entre deux échantillons :

Les calculs APOLLO2 sont effectués en B^2 critique pour les échantillons de référence. Les fuites sont ensuite imposées pour les autres échantillons par un terme $1+M^2B^2$, or B^2 est supposé constant et M^2 , l'aire de migration³³, change à chaque échantillon.

Ainsi, soit l'effet en réactivité est calculé avec les k^* (k_{inf} avec fuites imposées) et aucune correction de fuite n'est appliquée, soit l'effet en réactivité est calculé à partir de la théorie des perturbations exactes (TPE) du code APOLLO2, alors la correction à apporter à un effet en réactivité induit par les fuites entre un échantillon i et un échantillon de référence est l'effet relatif du terme de fuite par rapport au cas de référence :

$$\delta\rho_{fuites} = \frac{Fuites_i - Fuites_{ref}}{Fuites_{ref}} = \frac{(1 + M_i^2 B_{ref}^2) - (1 + M_{ref}^2 B_{ref}^2)}{(1 + M_{ref}^2 B_{ref}^2)} = \frac{(M_i^2 - M_{ref}^2) B^2}{(1 + M_{ref}^2 B^2)} \quad (83)$$

Et

$$\Delta\rho_{i\ TPE\ corrigé} = \Delta\rho_{i\ CLIO} + \delta\rho_{fuites} \quad (84)$$

Cette correction peut être importante (jusqu'à plus de 15% pour l'échantillon AMo) car l'aire de migration varie largement du fait des propriétés de diffusion très différentes des matériaux utilisés dans les échantillons (Aluminium, Uranium, Molybdène)

A.4 Calibration

Les échantillons de calibration précédemment cités servent à faire le lien, via une relation affine, entre les effets en réactivité mesurés (unités du pilote automatique) et les effets en réactivité calculés (en pcm) :

³³ L'aire de migration M^2 représente le sixième du carré moyen de la distance parcourue par les neutrons depuis leur émission jusqu'à leur absorption dans le milieu supposé infini [87]. Elle est définie par $M^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$.

$$\rho_{\text{mesuré}} = \alpha \rho_{\text{calculé}} + \beta \quad (85)$$

avec :

α : le coefficient de calibration
 β : l'ordonnée à l'origine

On détermine donc les coefficients α et β de la droite de calibration pour chaque série d'échantillons étalons (la série OSMOSE et la série CBU sont utilisées : donc deux coefficients α et deux coefficients β qui sont ensuite combinés pour ne donner qu'un seul couple (α_{final} , β_{final})). Deux méthodes de calibration ont été comparées :

- Une méthode de régression linéaire prenant en compte les incertitudes de mesure et de calcul. Cette méthode est celle utilisée pour l'interprétation de Valmont menée en 2005.
- Une méthode avec ajustement des incertitudes par tirage Monte-Carlo (retenue pour le PIMS).

La première méthode est itérative et convergente, les coefficients de calibration au rang n sont déterminés à partir des valeurs du rang $n-1$, une valeur supposée proche de la solution est donnée au départ (rang 0).

Soit :

X_i la valeur de l'effet en réactivité de l'échantillon i (en pcm) calculé et Y_i celle déterminée expérimentalement (en up).

σ_{X_i} et σ_{Y_i} les incertitudes technologiques et expérimentales de l'échantillon i (respectivement en pcm et en up).

α_n le coefficient de calibration de la droite à la $n^{\text{ième}}$ itération

On pose le poids à la $n^{\text{ième}}$ itération :

$$w_{i,n-1} = \frac{1}{\sigma_{Y_i}^2 + \alpha_{n-1}^2 \sigma_{X_i}^2} \quad (86)$$

Le coefficient de la droite, pour une série de N échantillons, est obtenu par (les formules pour calculer le coefficient β et les incertitudes sont donnés en annexe D.2) :

$$\alpha_n = \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i Y_i - \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i \sum_{i=1}^N w_{i,n-1} Y_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1}}}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i \right)^2}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1}}} \quad (87)$$

Après quelques itérations (on s'arrête lorsque la différence sur α et β entre les pas n et $n-1$ est négligeable³⁴) on obtient un couple de coefficients (α ; β) qui permet de connaître la droite de calibration comme tracée sur la Figure 51.

La seconde méthode de calibration repose sur une méthode statistique. Les valeurs de réactivité des calculs (ρ) et des mesures (R) constituent deux vecteurs de variables aléatoires X et Y dont on accomplit des réalisations suivant une loi normale.

Pour un échantillon k d'une série de n échantillons, la moyenne μ et l'écart type σ de la loi sont définis avec ρ , R et les incertitudes (u) sur les données nucléaires, technologiques et expérimentales :

$$\mu(X_k) = \rho_k \quad \sigma(X_k) = \sqrt{u_{\text{données nucléaires}}^2(\rho_k) + u_{\text{techno}}^2(\rho_k)} \quad (88)$$

$$\mu(Y_k) = R_k \quad \sigma(Y_k) = u_{\text{exp}}(R_k) \quad (89)$$

On suppose l'indépendance des trois types d'incertitudes entre elles et on réalise pour chacune un nombre constant de tirages aléatoires ($n=10^5$) afin d'en estimer un coefficient α de la droite. Pour cela, on considère X ou Y comme vecteur de variables aléatoires selon l'incertitude, le second étant connu (par exemple lorsque l'on détermine $\alpha_{\text{technologique}}$ le vecteur Y est supposé connu et X constitué de variables aléatoires). A chaque tirage un α_i est calculé par une méthode des moindres carrés et le α relatif à un type d'incertitude est évalué par la moyenne arithmétique des α_i .

Finalement, pour chaque série d'échantillons de calibration, on associe les trois estimations de moyenne de $\alpha_{\text{série}}$ pour obtenir la pente :

$$\alpha_{\text{série}} = \frac{m(\alpha_{\text{Technologique}}) + m(\alpha_{\text{Expérimental}}) + m(\alpha_{\text{Données nucléaires}})}{3} \quad (90)$$

Avec l'hypothèse d'indépendance des incertitudes, l'écart-type de $\alpha_{\text{série}}$ est obtenu par la somme quadratique des écarts-types estimés pour chacun des trois types d'incertitude :

$$\sigma_{\text{série}} = \sqrt{\sigma_{\text{Techno}}^2 + \sigma_{\text{Données}}^2 + \sigma_{\text{Exp}}^2} \quad (91)$$

Ensuite, après la détermination des coefficients des deux droites de calibration (OSMOSE et CBU) par l'une ou l'autre méthode, les coefficients finaux sont établis en pondérant par les incertitudes :

$$\alpha_{\text{final}} = \frac{\frac{\alpha_{\text{Osmose}}}{\sigma_{\text{Osmose}}^2} + \frac{\alpha_{\text{CBU}}}{\sigma_{\text{CBU}}^2}}{\frac{1}{\sigma_{\text{Osmose}}^2} + \frac{1}{\sigma_{\text{CBU}}^2}} \quad (92)$$

³⁴ Souvent de l'ordre de 10^{-14}

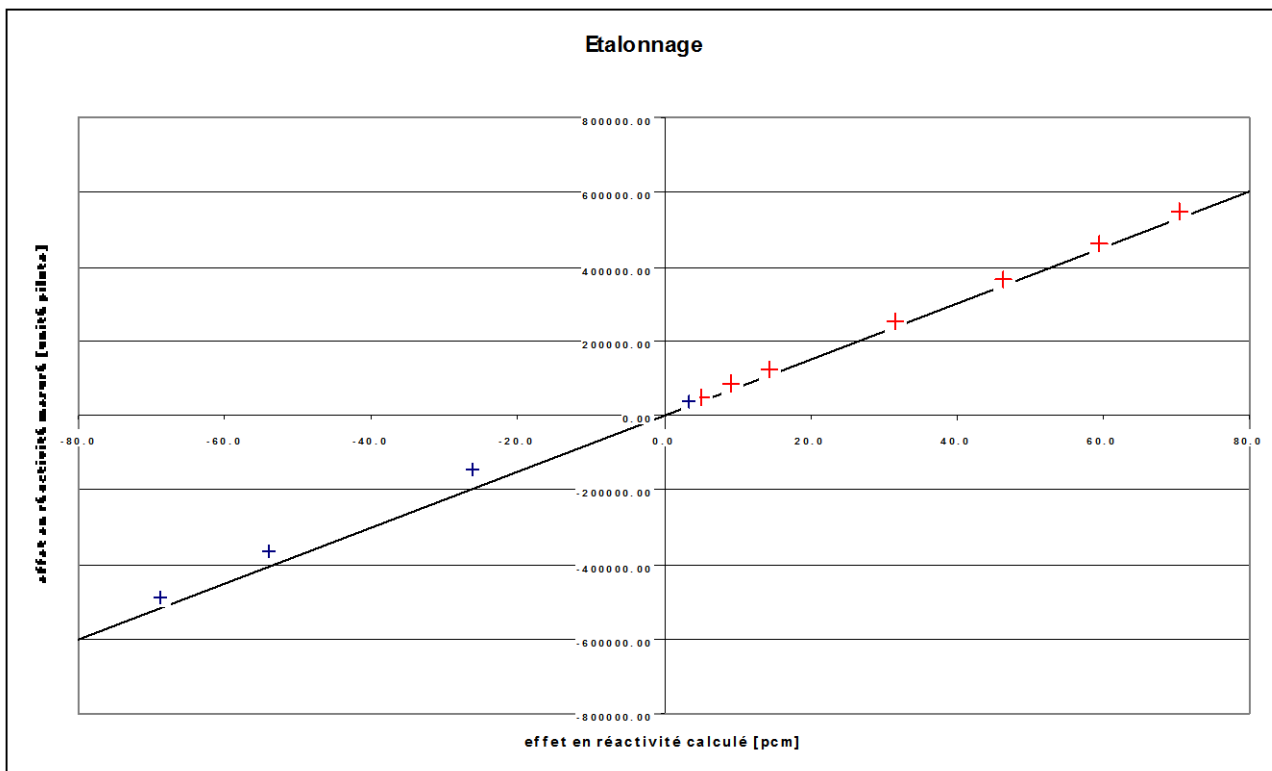


Figure 51 : Droite de calibration utilisant les échantillons étalons des séries OSMOSE (croix rouges) et CBU (croix bleues). L'effet en réactivité expérimental en *unité pilote (up)* est tracé en fonction de l'effet en réactivité calculé en pcm.

B DÉTERMINATION DES INCERTITUDES

L'incertitude expérimentale totale σ_{tot} regroupe les incertitudes de mesures σ_{exp} , les incertitudes technologiques σ_{tech} , l'incertitude liée à l'étalonnage σ_{α} et les incertitudes sur les corrections σ_{corr} . On rappelle que les incertitudes s'ajoutent quadratiquement, autrement dit :

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{\text{Techno}}^2 + \sigma_{\text{Exp}}^2 + \sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{\text{corr}}^2} \quad (93)$$

La détermination des incertitudes expérimentales est présentée en partie I au §B.2.4.1.

B.1.1 Les incertitudes technologiques

Elles regroupent les incertitudes sur :

- le rayon de l'échantillon (interne et externe)
- la masse de l'échantillon
- la teneur en ^{235}U
- le diamètre de la surgaine de l'échantillon³⁵
- la teneur en ^{10}B pour les échantillons CBU
- le diamètre des gaines du réseau

³⁵ Cette incertitude n'est pas négligeable car la précision de mesure de la surgaine est de l'ordre de 50µm et cela joue sur l'épaisseur de la lame d'eau de 400µm située entre la canne et la surgaine.

Leur détermination a été réalisée par des calculs directs. L'incertitude la plus importante reste celle sur la teneur en bore et en ^{235}U (cf. D.2.4 en annexe p194).

B.1.2 Les incertitudes sur les corrections de longueur et de bout

Comme vu précédemment (partie IV §A.3) les corrections de longueur et d'effet de bout sont affectées d'une incertitude systématique de respectivement 0.2% et 0.1% justifiées par des comparaisons avec le code de calcul probabiliste TRIPOLI4.

B.1.3 Les incertitudes de calibration

Les incertitudes de calibration de la méthode classique sont développées en partie IV au §A.4. En ce qui concerne la méthode de calibration par tirage Monte-Carlo, les incertitudes prises en compte sont non seulement les incertitudes technologiques et expérimentales telles que vues précédemment mais aussi celles liées aux données nucléaires de base.

Les incertitudes sur les données nucléaires sont évaluées à partir de matrices de variances-covariances M (matrice BOLNA à 15 groupes d'énergie [78] utilisée pour l'outil PIMS (seule matrice disponible à la date de développement de l'outil)) pour les isotopes ayant le plus d'impact neutroniquement (^{235}U , ^{238}U et ^{10}B pour les échantillons CBU) et de vecteurs de sensibilité S_{ech} du keff aux données nucléaires demandées (fission, capture, v , diffusion élastique, diffusion inélastique).

La matrice BOLNA est donnée à dilution infinie ce qui surestime toutes les incertitudes, de plus APOLLO2 ne différencie pas les deux types de diffusion, ainsi les vecteurs de sensibilités à la diffusion totale remplacent ceux de la diffusion élastique et inélastique et maximisent l'incertitude sur la diffusion.

Le calcul des incertitudes avec la nouvelle méthode d'ajustement est réalisé avec le logiciel Matlab. Des tirages aléatoires suivant une loi normale multivariante de moyenne centrée (et avec M comme matrice de variance) sont réalisés sur le vecteur X contenant les réactivités calculées. La variation de X pour chaque tirage est donnée par la propagation de l'incertitude avec le vecteur de sensibilité :

$$X_{Ech} = X_{Ech}^0 + LS \quad (94)$$

Avec L la matrice triangulaire résultant d'une factorisation de Choleski de la matrice M^{36} . A chaque tirage est calculée une estimation du coefficient directeur de la droite de calibration α_i . Après un grand nombre de tirages ($n=10^5$), un estimateur de moyenne donne les valeurs retenues de α et de son incertitude.

³⁶ $M=LL^T$

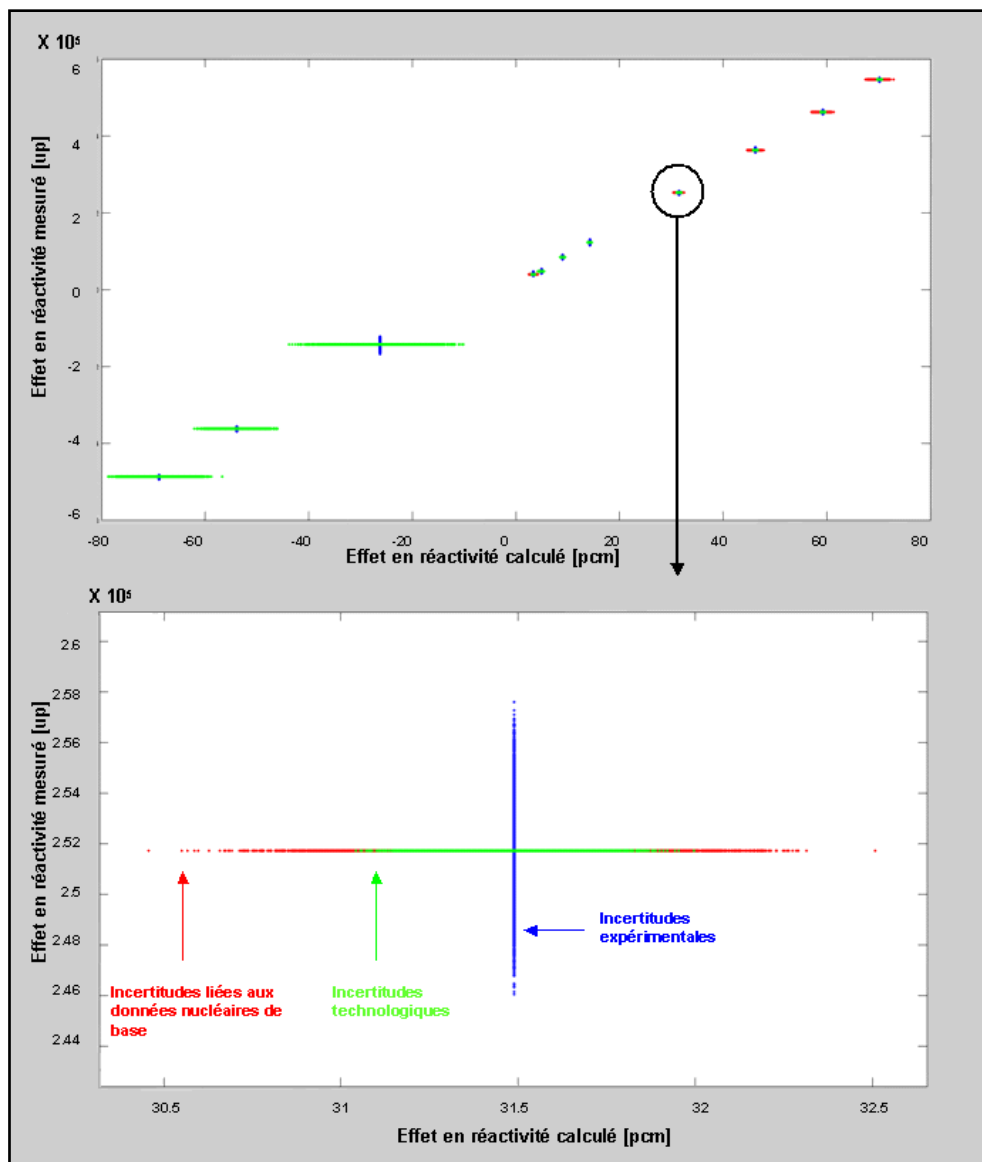


Figure 52 : Traitement des incertitudes (données nucléaires, expérimentales et technologiques) pour la calibration. On remarque la forte contribution des incertitudes technologiques et expérimentales pour les échantillons borés (n=10⁵ tirages)

Les incertitudes associées à l'étalonnage sont de l'ordre du pourcent comme le montre le Tableau 32 présentant les coefficients directeurs de la droite de calibration.

Schéma	Coefficient directeur	
	α	σ
[Ancien jdd/CEA93V7/XMAS/Pij]	7.78 ³⁷	0.38%
[PIMS/CEA2005V4.1/XMAS/Pij] HORUS3D V4.0	7.71	1.08%
[PIMS/CEA2005V4.1/SHEM/MOC] SCHÉMA DE RÉFÉRENCE	7.54	1.04%

Tableau 32 : Coefficients directeurs des droites de calibration.

La première incertitude est bien plus faible que les suivantes car elle ne regroupe pas la liste exhaustive des incertitudes au contraire du cas où l'outil PIMS est utilisé.

³⁷ Coefficient directeur ramené à la même taille de la géométrie d'interprétation 19x19 :

$$\alpha = \alpha_{13 \times 13} \frac{19^2}{13^2} = 3.64 \frac{19^2}{13^2} = 7.78$$

Le récapitulatif des incertitudes se trouve dans le Tableau 56 en annexe D.2.4.

C COMPARAISON CALCUL / EXPÉRIENCE

La comparaison des calculs TRIPOLI4 de taux de conversion modifiés avec l'expérience permet la qualification des données nucléaires. La comparaison des écarts Calculs – Expérience sur les effets en réactivité des échantillons ne peut pas être réalisée de manière assez précise avec un code stochastique du fait de l'incertitude de convergence élevée par rapport aux effets en réactivité recherchés. Cependant, les schémas déterministes validés précédemment, vont permettre la comparaison avec l'expérience.

Les écarts observés, alors imputables aux données nucléaires, serviront (dans la partie suivante) à la ré-estimation des données nucléaires applicables au combustible RJH.

C.1 Qualification des données nucléaires

Cette partie présente les écarts observés entre les calculs TRIPOLI4 et l'expérience sur les taux de conversion modifiés des crayons (crayon Valmont et UO₂ dans le réseau Valmont et crayons UO₂ dans le réseau Homogène) et des échantillons.

C.1.1 Taux de conversion modifiés des crayons

La synthèse des écarts Calculs-Expérience est regroupée dans le Tableau 33. On remarque le bon accord entre calculs et expérience (les écarts sont inférieurs à $2\sigma^{38}$). Les incertitudes proviennent principalement du dépouillement des valeurs expérimentales (avec ENDF/B-VI.8 comme justifié à la page 21 par le Tableau 6). Les incertitudes dues aux calculs sont inférieures au % (calculs réalisés avec 500 millions de particules).

		JEF-2.2		JEFF-3.1.1	
		C/E-1	σ	C/E-1	σ
Réseau Valmont	Crayon Valmont	1.89%	2.45%	0.62%	2.45%
	Crayon UO2 face	1.41%	2.36%	1.60%	2.36%
	Crayon UO2 asympt.	1.47%	2.36%	-0.25%	2.36%
Réseau Homogène	Crayon UO2 centre	2.79%	2.36%	1.10%	2.36%
	Crayon UO2 face	0.44%	2.36%	0.34%	2.36%
	Crayon UO2 asympt.	1.12%	2.36%	0.99%	2.36%

Tableau 33 : Comparaison Calcul / Expérience des taux de conversion modifiés TRIPOLI4 selon l'évaluation utilisée (JEF-2.2 ou JEFF-3.1.1) dans les réseaux Valmont et Homogène (les valeurs expérimentales ont été dépouillées avec ENDF/B-VI.8).

C.1.2 Taux de conversion modifiés des échantillons

Le Tableau 34 rassemble les écarts Calculs-Expérience des échantillons Valmont en fonction des évaluations utilisées dans TRIPOLI4. De même que précédemment, les valeurs expérimentales ont été dépouillées avec ENDF/B-VI.8 et les calculs effectués avec 500 millions de particules. Une légère

³⁸ σ prend en compte ici l'incertitude expérimentale ainsi que l'incertitude de convergence du calcul TRIPOLI4

tendance à diminuer les écarts Calculs-Expérience est observée lors de l'emploi de JEFF-3.1.1 par rapport à JEF-2.2. Les échantillons à fort enrichissement en ^{235}U (U20Al, UMoAl22 et UMoAl8) présentent des écarts à 1.25σ au maximum. Le décalage observé entre le calcul et l'expérience dans le cas de l'échantillon UappAl dénote un désaccord C/E sur le taux de capture de l' ^{238}U qui sera confirmé au moment de l'interprétation de l'effet en réactivité de cet échantillon.

	JEF-2.2		JEFF-3.1.1	
	C/E-1	σ	C/E-1	σ
UappAl	-9.15%	2.44%	-7.40%	2.46%
U20Al	3.15%	2.52%	2.93%	2.51%
UMoAl22	0.55%	2.80%	-0.81%	2.78%
UMoAl8	2.74%	2.42%	-0.81%	2.38%

Tableau 34 Comparaison Calcul / Expérience des taux de conversion modifiés TRIPOLI4 selon l'évaluation utilisée (JEF-2.2 ou JEFF-3.1.1) des échantillons Valmont (les valeurs expérimentales ont été dépouillées avec ENDF/B-VI.8).

C.2 Ecarts calculs-expériences sur les effets en réactivité

Les résultats des comparaisons calcul-expérience sur les effets en réactivité des échantillons Valmont sont regroupés dans le Tableau 35. Pour plus de clarté, la Figure 53 représente les écarts C/E des échantillons AMo, U20Al, UMoAl22 et UMoAl8.

	Schéma déterministe	Ancien schéma XMAS / Pij / CEA93 V7		HORUS3D/N V4.0 XMAS / Pij / CEA2005V4.1		Référence SHERM / MOC / CEA2005V4.1	
	Calibration	Méthode itérative		Méthode Monte Carlo		Méthode Monte Carlo	
Echantillons		C/E-1 [%]	σ^{39}	C/E-1 [%]	σ	C/E-1 [%]	σ
	UappAl	9.93%	2.40%	18.96%	4.91%	14.16%	4.06%
	U20Al	6.33%	1.20%	3.66%	2.05%	4.35%	1.86%
	UMoAl22	7.17%	2.40%	-1.99%	3.15%	3.97%	2.58%
	UMoAl8	-1.14%	1.50%	-1.90%	1.50%	0.53%	1.34%
	AMo	3.70%	2.10%	3.16%	2.40%	1.51%	1.99%

Tableau 35 : Synthèse des écarts Calculs-Expérience de l'effet en réactivité des oscillations des échantillons Valmont pour différents calculs.

³⁹ Le détail des incertitudes des écarts Calcul/Expérience se trouvent dans le Tableau 56 en annexe p230.

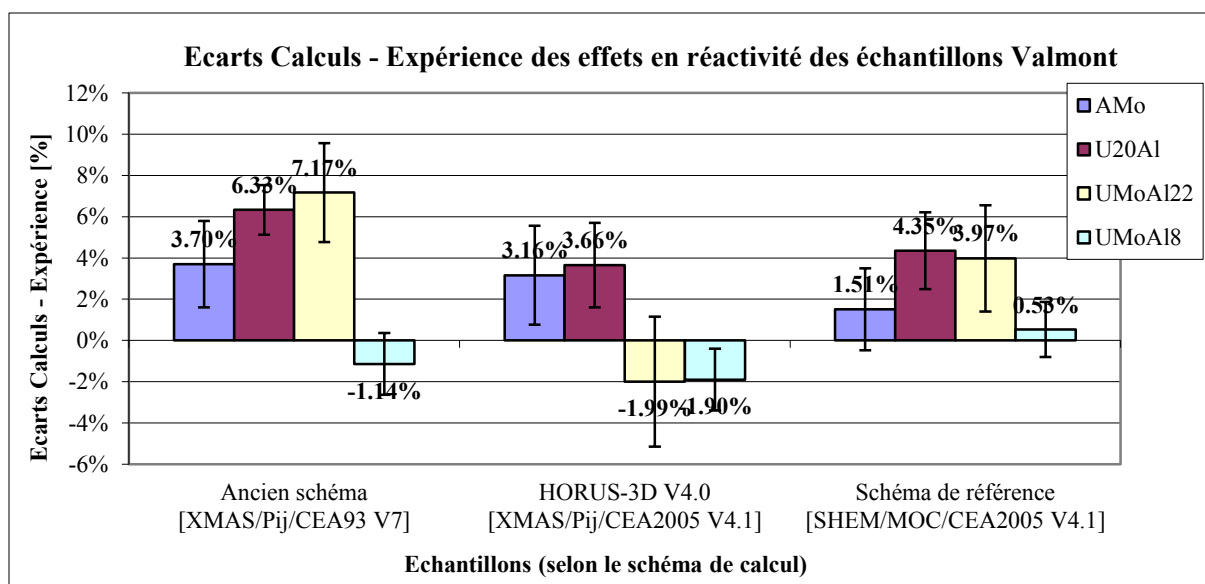


Figure 53 : C/E des échantillons AMo, U20Al, UMoAl22 et UMoAl8 selon le schéma de calcul utilisé. Les barres d'erreur représentent les incertitudes à 1 σ .

La Figure 54 présente l'effet en réactivité calculé en fonction de l'effet en réactivité mesuré pour les échantillons Valmont, et leurs positions relatives par rapport à la droite de calibration.

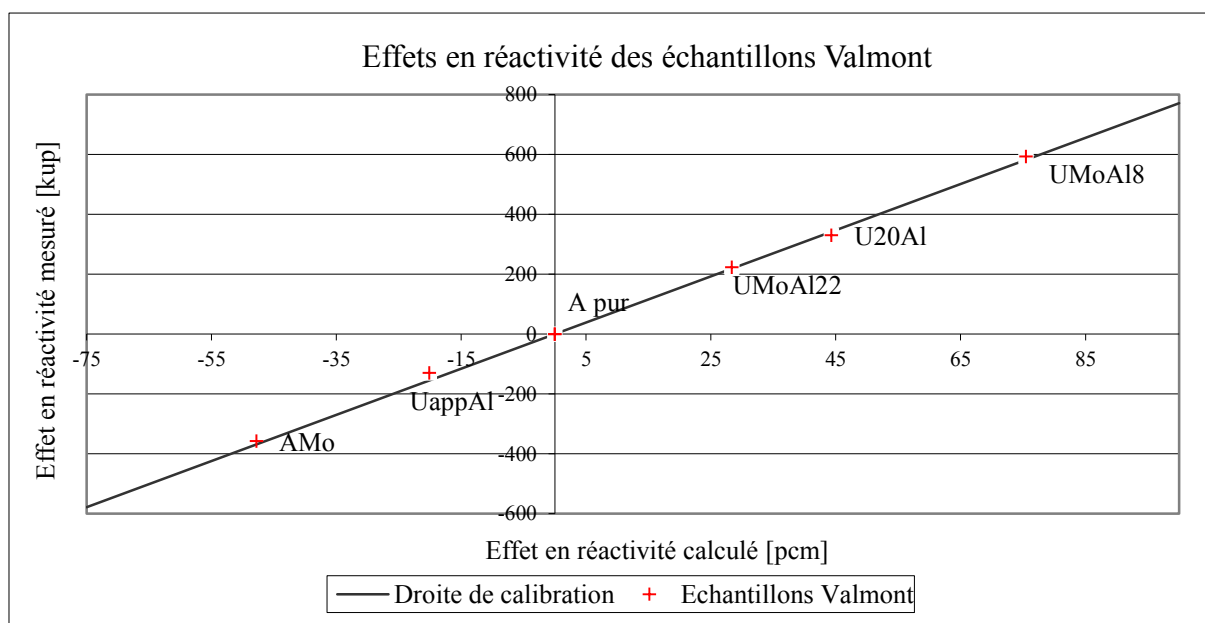


Figure 54 : Mesures et calculs des effets en réactivité des échantillons Valmont. (APOLLO2.8-1/PIMS/XMAS/Pij/CEA2005 V4.1)

Concernant les différents changements du schéma de calcul (UappAl à part), on retiendra du Tableau 35 et de la Figure 53 que :

- Le nouveau dépouillement des valeurs expérimentales, l'utilisation de l'outil PIMS et de la bibliothèque CEA2005 V4.1 améliorent significativement (d'environ 2% à 5%) les écarts calcul/expérience pour les deux échantillons U20Al et UMoAl22.
- Une comparaison des résultats du schéma [XMAS/Pij/CEA2005 V4.1] (cohérent avec le formulaire HORUS3D/N V4.0) avec ceux d'un schéma équivalent mais utilisant le maillage SHEM montre que l'utilisation de CEA2005 V4.1 au format XMAS induit une sous-estimation de l'effet en réactivité des échantillons UMoAl de quelques pourcents (les C/E sont de $+1.51 \pm 2.42$ % pour UMoAl22 et de $+0.19 \pm 1.36$ % pour UMoAl8 avec

[SHEM/Pij/CEA2005 V4.1]). On constate que les écarts C/E redeviennent positifs lorsque l'on passe au maillage SHEM. On retrouve ainsi l'influence du maillage allié à l'autoprotection adéquate. De plus, le découpage énergétique plus fin de SHEM améliore la protection mutuelle. Le pic de résonance du ^{95}Mo à 45eV et celui de l'aluminium à 34.8keV sont ainsi mieux traités (Figure 55 et Figure 56) et séparés des résonances de l' ^{238}U .

- La méthode des caractéristiques diminue significativement le C/E de AMo. U20Al et UMoAl8 ne sont pas vraiment affectés par le MOC mais on dénote une différence sur UMoAl22 (le C/E passe de +1.51% (pour le même schéma mais en Pij) à +3.97%).

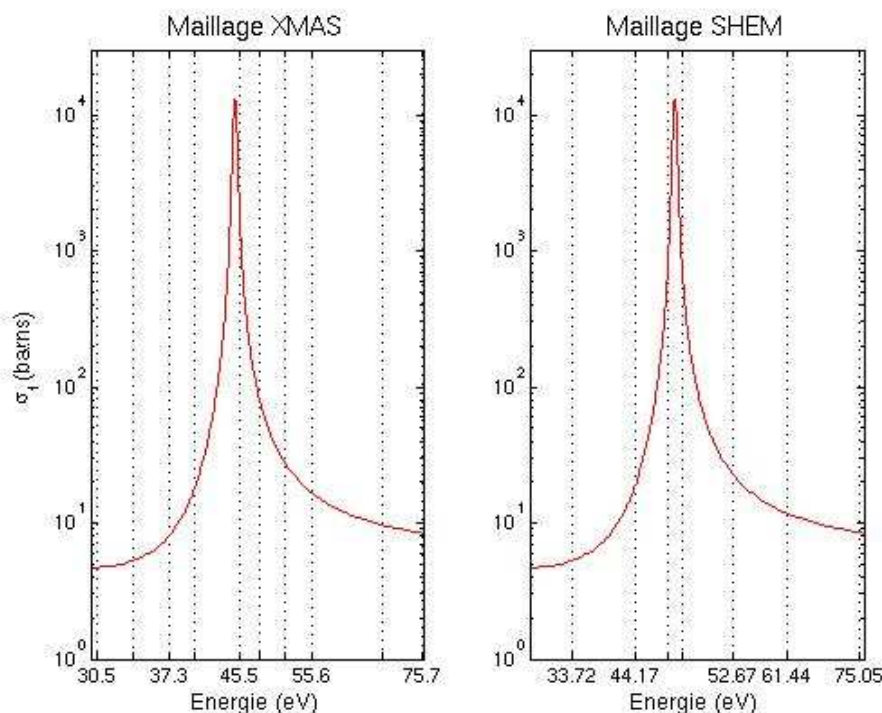


Figure 55 : Différences des découpages énergétiques de la résonance à 45 eV de la section de capture du ^{95}Mo par XMAS et SHEM.

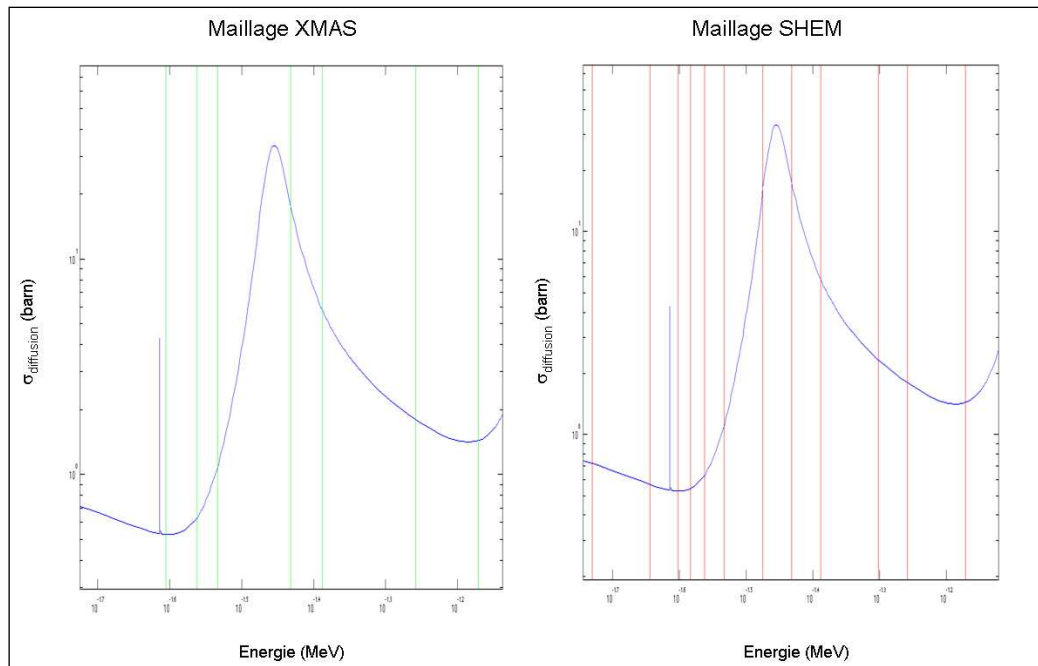


Figure 56 : Différences des découpages énergétiques de la résonance à 34.8 keV de la section de diffusion élastique de l' ^{27}Al par XMAS et SHEM.

Concernant les échantillons :

- L'alliage Aluminium-Molybdène est bien calculé, le C/E s'améliore au fur et à mesure des mises à jour et passe de plus de 3.7% (CEA93/XMAS/Pij) à 1.51% (schéma de référence) ce qui est inférieur à 1σ .
- L'échantillon U20Al est surestimé d'environ 4.5% quel que soit le schéma de calcul. Le fort enrichissement en ^{235}U peut être à l'origine de cet écart qui reste cohérent aux incertitudes près avec le C/E de UMoAl22 (même échantillon que U20Al mais avec du molybdène).
- Le calcul de l'UMoAl8, possible futur combustible du RJH, est maîtrisé tant pour le schéma correspondant à HORUS3D/N V4.0 ($\frac{C-E}{E} = -1.90\%$ soit 1.3σ) que pour celui coïncidant avec le schéma de référence (SHEM/MOC) ($\frac{C-E}{E} = 0.53\%$ soit 0.4σ).
- Quel que soit le calcul, le décalage souvent significatif entre UMoAl22 et UMoAl8 mais aussi avec U20Al peut être imputé à la différence de densité car ils possèdent tous les trois le même vecteur isotopique en uranium (car l'ajout du molybdène est « contrôlé »). Cet écart dû à la densité peut venir, dans APOLLO2, du traitement de la diffusion des neutrons dans l'échantillon surtout s'il s'avère en réalité hétérogène (i.e. composé d'amas).
- Un écart important entre calculs et mesures est observé pour l'uranium appauvri. Il peut y avoir plusieurs causes à cela :
 - L'échantillon UappAl apporte une mesure de l' ^{238}U (effet en réactivité par rapport à l'alumine) ; APOLLO2 qui est qualifié principalement pour les REL (i.e. UO_2 enrichi à environ 4%) ne traiterait peut être pas correctement cet isotope seul.
 - La protection mutuelle des noyaux lourds n'est pas utilisée dans l'ancien schéma de calcul, avec l'utilisation des tables de probabilités pour la protection mutuelle le signal calculé diminue en relatif de 22% (utilisation du PIMS). De plus, on remarque que le découpage à 281 groupes améliore en relatif de presque 20% l'accord Calcul/Expérience ($C/E = +15.58 \pm 3.73\%$ par un schéma [SHEM/Pij/CEA2005 V4.1]). Ainsi un effet de protection mutuelle $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ semble présent et est en partie corrigé par SHEM et les tables de probabilités.
 - Un problème au niveau expérimental, une méconnaissance du bilan matière (notamment la teneur résiduelle en ^{235}U) ou la présence d'hétérogénéités locales dans l'échantillon (amas, effondrement des pastilles dans l'échantillon). Ces deux

dernières hypothèses semblent les plus réalistes compte tenu des écarts calcul/expérience élevés observés pour UappAl. Des contrôles non destructifs peuvent être réalisés pour vérifier l'homogénéité et l'intégrité de cet échantillon.

La présente étude portant sur le programme expérimental VALMONT rassemble les résultats d'interprétation par plusieurs schémas de calculs en prenant en compte les nouvelles valeurs expérimentales. Les schémas de calculs correspondant à la première interprétation, au schéma HORUS3D/N V4.0 et au schéma de référence (SHEM/MOC) ont pu être comparés, après validation avec le code de référence TRIPOLI4 sur les taux de conversion modifiés. Outre la validation de l'utilisation de la théorie des perturbations pour calculer les effets en réactivité pour ces schémas de calcul, les principaux résultats sont :

- La qualification du combustible UMoAl8 : les schémas de calculs présentés permettent de déterminer l'effet en réactivité de ce combustible avec une précision en cohérence avec les incertitudes expérimentales.
- La qualification de l'utilisation de la théorie des perturbations pour calculer un effet en réactivité et plus généralement la qualification de l'outil PIMS avec des échantillons enrichis à 19.75% en ^{235}U .
- Les schémas CEA2005V4.1/SHEM/MOC et CEA2005V4.1/XMAS/Pij présentent de meilleurs résultats que l'ancienne interprétation.
- Les résultats sur les échantillons UMo des schémas utilisant conjointement la bibliothèque CEA2005V4.1 et le maillage SHEM mettent en avant le besoin pour HORUS3D/N d'appliquer ce couple bibliothèque/maillage lors du futur passage au combustible UMoAl. A ce jour, la version 4.0 d'HORUS3D/N (dernière en date) emploie la bibliothèque CEA2005V4.1 avec le maillage XMAS.

Un gain important a été apporté par le meilleur traitement des incertitudes autant au niveau expérimental qu'au niveau de la calibration de la droite d'étalonnage. Cet apport devrait permettre une meilleure maîtrise des incertitudes dues aux données nucléaires lors de la transposition vers le RJH. La partie suivante de cette étude présente l'application de la méthode de ré-estimation des données nucléaires de ^{235}U et de ^{238}U par intégration des écarts C/E des échantillons et met à jour l'incertitude sur la réactivité de début de cycle du cœur nu RJH.

D MAÎTRISE DES INCERTITUDES

Trois échantillons du programme Valmont ont été utilisés dans le cadre d'une ré-estimation des données nucléaires : U20Al, UMoAl22 et UMoAl8. Les autres échantillons ne contiennent pas d'uranium enrichi à 20% (UappAl, Apur et AMo), ils ne correspondent donc pas au combustible RJH. De plus, l'interprétation en première partie de ce rapport met clairement en évidence la difficulté à décrire correctement l'échantillon UappAl.

Les données nucléaires à ré-estimer sont les sections efficaces à 15 groupes de capture et fission de ^{235}U et de ^{238}U ainsi que la multiplicité neutronique ν de ces deux isotopes. Les sections de diffusion ne seront pas ré-estimées car, d'une part elles contribuent très faiblement à l'effet en réactivité, et d'autre part les matrices de variance-covariance distinguent la diffusion élastique de la diffusion inélastique ce qui n'est pas le cas des vecteurs de sensibilité des échantillons.

Enfin, le fichier d'entrée contient également les vecteurs de sensibilités des échantillons aux données nucléaires faisant le lien entre les informations intégrales et les DNB.

La principale difficulté réside en la détermination des coefficients de corrélation entre les échantillons.

Les trois échantillons possèdent le même vecteur isotopique en uranium (et c'est sur l'uranium que l'ajustement est effectué), ils doivent donc être fortement corrélés (coefficient proche de 1) mais restent différents (présence de molybdène ou non, échantillon annulaire ou plein, densités différentes).

Les coefficients de corrélations ont été déterminés par la similitude de leurs vecteurs de sensibilité aux sections efficaces de l'uranium (^{235}U et ^{238}U). Pour deux échantillons 1 et 2 le coefficient de corrélation pour une réaction d'un isotope est calculé par :

$$\text{corr}_{(Ech1,Ech2)} = \frac{S_{Ech1}^t MS_{Ech2}}{\sqrt{(S_{Ech1}^t MS_{Ech1})(S_{Ech2}^t MS_{Ech2})}} \quad (95)$$

Avec :

M la matrice de variance-covariance ^{235}U et ^{238}U
S les vecteurs de sensibilité des échantillons

Les coefficients de corrélation ainsi obtenus sont très proches de 1, on a donc un système très contraint :

$$\begin{aligned} \text{corr}_{(\text{U20Al}, \text{UMoAl22})} &= 0.9980 \\ \text{corr}_{(\text{U20Al}, \text{UMoAl8})} &= 0.9917 \\ \text{corr}_{(\text{UMoAl22}, \text{UMoAl8})} &= 0.9820 \end{aligned}$$

Les corrélations entre les trois échantillons sont très fortes. On remarque de plus que la plus forte corrélation se trouve entre UMoAl22 et U20Al qui ne diffèrent que par l'ajout de molybdène. Les corrélations avec UMoAl8 sont donc un peu moins fortes ce qui peut être expliqué par la différence de densité.

Une seule itération est réalisée avec la méthode RDN au bout de laquelle on obtient les sections de l'uranium ré-estimées. Pour une seconde itération il faudrait relancer les calculs des échantillons de calibration pour obtenir une nouvelle droite et faire ensuite les calculs des échantillons avec les nouvelles sections pour avoir de nouveaux écarts Calcul/Expérience.

La Figure 57 présente les estimateurs des valeurs des sections relatives de l'uranium (cela correspond donc à la modification en pourcent à apporter aux sections) et leurs intervalles de confiance à 2σ après une itération RDN. Les modifications sur les sections sont très faibles (+0.57% au maximum pour le groupe 3 de la fission de ^{238}U dans le cas de la Figure 57) et aucune tendance ne se dégage ce qui indique que les matrices *a priori* sont bien adaptées et le calcul des incertitudes *a posteriori* n'évolue pas.

Le programme expérimental Valmont confirme donc la maîtrise des incertitudes sur l'uranium (dans un mélange UMo) et le molybdène (maintenant inutile pour le combustible U_3Si_2) mais pas sur l'aluminium (car la référence de l'effet en réactivité est l'échantillon en alumine pur, il a été choisi car c'est la matrice commune à tous les autres échantillons). Or, l'effet en réactivité de ^{238}U est faible devant celui de ^{235}U pour les trois échantillons à 20% et les données de ^{235}U sont bien connues et maîtrisées dans JEFF-3.1.1. Ainsi la réduction des incertitudes de la réactivité du RJH dues aux données nucléaires par le programme Valmont avec l'évaluation JEFF-3.1.1 est limitée.

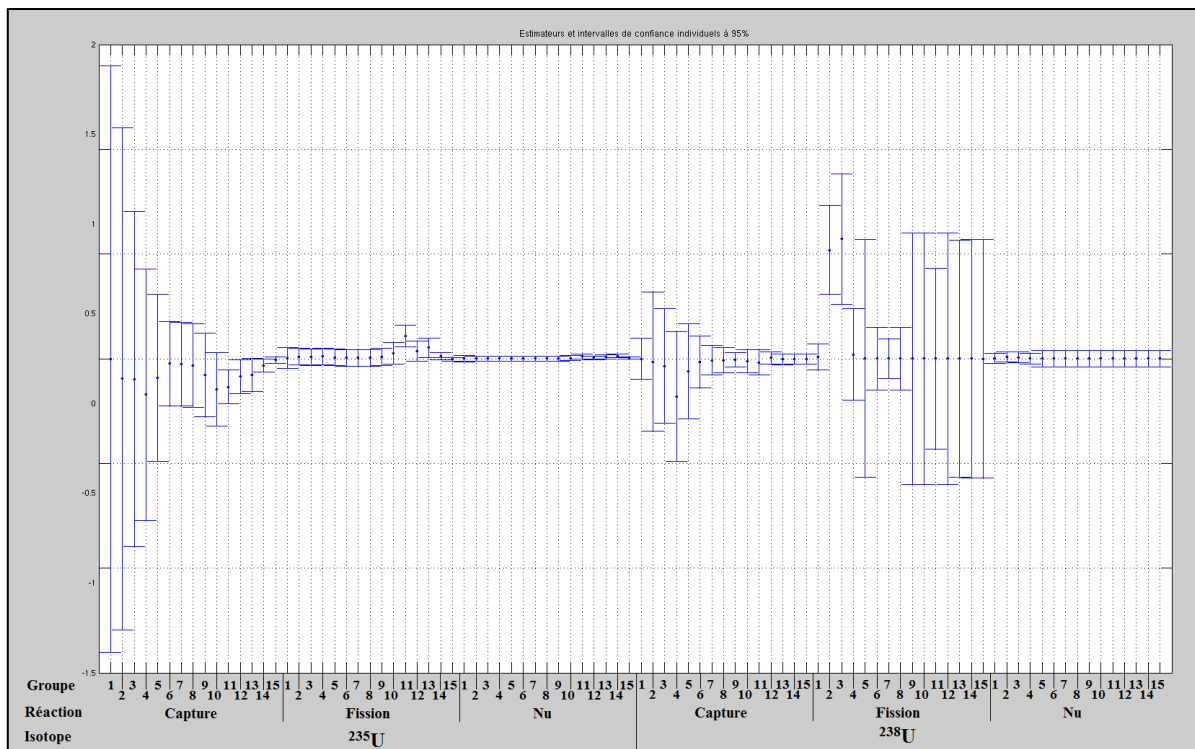


Figure 57 : Estimateurs des sections relatives après itération et leurs intervalles de confiance à 95% par groupe, réaction et isotope. Cas PIMS/CEA2005V4.1/XMAS/Pij.

Les résultats de l'étude ci-dessus apporte les conclusions suivantes :

L'utilisation de RDN sur trois échantillons Valmont conjointement (UMoAl8, UMoAl22 et U20Al) permet un gain sur l'incertitude de la réactivité début de vie du RJH, due aux sections efficaces, de 31 pcm avec le formulaire HORUS3D/N V3.0 (JEF-2.2) et de seulement 19 pcm avec HORUS3D/N V4.0 (JEFF-3.1.1). Cette différence vient du fait que l'évaluation JEFF-3.1.1 est plus précise sur ^{235}U que l'évaluation JEF-2.2, la correction en est d'autant plus faible. Cette meilleure connaissance de ^{235}U se traduit aussi par des incertitudes beaucoup plus faibles dans les matrices de variances-covariances de JEFF-3.1.1 que celles contenues dans les matrices de JEF-2.2. Ainsi, l'incertitude *a priori* est déjà beaucoup plus faible en passant à JEFF-3.1.1 (l'incertitude due aux sections (fission, capture, ν et diffusion) de l'uranium chute de 645 pcm (1σ avec JEF-2.2) à 358 pcm (1σ avec JEFF-3.1.1)).

La très faible réduction d'incertitudes sur ^{235}U (aucun gain n'est observé sur ^{238}U) par la méthode RDN grâce aux échantillons Valmont avec JEFF-3.1.1 valide les sections, les incertitudes et les corrélations de cette évaluation pour les combustibles enrichis de 19.75% à 27% en spectre thermique.

E CONCLUSION DE L'ÉTUDE DU PROGRAMME VALMONT

Le programme expérimental Valmont comprenant des oscillations d'échantillons en U-Mo-Al et des mesures gamma-métriques de crayons et de certains échantillons, a permis, par son interprétation, de qualifier le combustible UMoAl8 (avec un enrichissement de 19.75% en ^{235}U) par les schémas de calcul spécifiques aux interprétations de mesures d'oscillations dans le réacteur Minerve (outil PIMS). Le schéma correspondant au formulaire HORUS3D/N V4.0 (maillage énergétique XMAS à 172 groupes, bibliothèque de données nucléaires CEA2005 V4.1 basée sur JEFF-3.1.1 et méthode de résolution par probabilités de collision Pij) a montré une bonne capacité à prédire les effets en réactivité des échantillons U-Mo enrichis à 19,75 % dans l'intervalle d'incertitude à 2σ .

La méthode de Ré-estimation des Données Nucléaires (RDN), appliquée à l'uranium avec les trois échantillons du programme Valmont possédant un enrichissement en ^{235}U de 19.75%, permet, sur la base de la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1, de réduire à 358 pcm (1σ) les incertitudes *a posteriori* sur les sections⁴⁰ de l'uranium (^{235}U et ^{238}U) comme présenté sur le Tableau 36. Cela entraîne une réduction des incertitudes provenant des sections efficaces *a posteriori* à 572 pcm (1σ) (l'incertitude *a priori* sur les sections est de 591 pcm cf. partie III, §C). Ce gain limité justifie l'utilisation de la bibliothèque JEFF-3.1.1 et de ces incertitudes associées par rapport à JEF-2.2 dont les incertitudes sont plus élevées (*a priori* et *a posteriori*).

Incertainitude (RJH $\epsilon = 27\%$ ⁴¹)	JEF-2.2	JEFF-3.1.1
<i>a priori</i>	645 pcm	392 pcm
<i>a posteriori</i>	614 pcm	358 pcm

Tableau 36 : Incertitudes sur les sections (capture, diffusion, ν et fission) de l' ^{235}U *a posteriori* et *a priori* de l'expérience VALMONT avec JEF-2.2 et JEFF-3.1.1.

L'incertitude prépondérante sur la réactivité du RJH calculée avec JEFF-3.1.1 est due à l'aluminium. D'importants efforts sont à fournir dans le but de réduire cette incertitude. Or, le programme Valmont n'est pas adapté pour la réduction des incertitudes dues à l'aluminium. Toutefois, l'échantillon UappAl du programme Valmont peut apporter des informations intéressantes sur les incertitudes des sections efficaces de l' ^{238}U . De simples oscillations avec un échantillon de référence adapté (un échantillon de vide) permettraient une réduction des incertitudes dues à l' ^{238}U et à l'aluminium (avec l'échantillon Apur). L'avantage d'une telle expérience est son très faible coût (les échantillons existent déjà).

La prochaine étape dans l'estimation et la maîtrise des incertitudes provenant des données nucléaires dans le cas du RJH s'effectuera avec l'interprétation (avec JEFF-3.1.1) du programme expérimental AMMON. En effet, cette expérience intégrale apportera des informations à la fois directement sur le combustible RJH de repli U_3Si_2 (réactivité, puissance, échauffement...), sur le poids en réactivité des barres hafnium, du bloc béryllium mais aussi sur l'aluminium. La méthode de représentativité sera alors aussi applicable sur certains paramètres ce qui devrait nous permettre d'atteindre des incertitudes inférieures à la précision cible requise par le projet.

⁴⁰ Les sections sont également *a posteriori*, c'est-à-dire que la matrice ainsi obtenue ne peut s'appliquer qu'aux sections modifiées par l'ajustement non linéaire.

⁴¹ Lors de l'étude avec JEF-2.2, la seule option retenue pour le combustible est un enrichissement à 27%.

PARTIE V :
QUALIFICATION GLOBALE : LE PROGRAMME AMMON

L'objectif principal du programme AMMON est l'apport d'éléments de qualification pour le formulaire HORUS3D. Ce programme se situe entre la qualification élémentaire du programme VALMONT qui confirme la qualité des données nucléaires des isotopes de l'uranium utilisées pour le calcul du RJH et les essais de démarrage qui apporteront les éléments de qualification finaux (prise en compte du pilotage et de l'évolution).

L'utilisation d'objets RJH (assemblages, mandrin aluminium, barre hafnium ...) dans le massif AMMON permet de nombreuses mesures dans un environnement représentatif du RJH (réactivité, distributions de puissance, indices de spectre...). L'interprétation de la configuration de référence sert à la qualification du calcul de la réactivité et des distributions de puissance qui vont être transposées au formulaire HORUS3D/N pour le cas du cœur RJH non barré au temps 0. L'apport de l'expérience va permettre la réduction des biais et incertitudes sur les paramètres neutroniques de conception et de sûreté du RJH par une étude de représentativité de l'expérience par rapport au réacteur [79].

Seule la configuration de référence du programme AMMON est étudiée ici, les configurations futures apporteront des éléments de qualification supplémentaires au formulaire, notamment pour l'instruction du rapport de sûreté (poids en réactivité de la barre de sécurité en hafnium, assemblage vidangé, mandrin éjecté...).

Cette partie présente les schémas de calculs utilisés pour l'interprétation et la détermination des sensibilités du cœur AMMON/Référence, la détermination des incertitudes technologiques ainsi que des incertitudes dues aux données nucléaires de ce cœur.

La comparaison Calculs – Expériences est ensuite réalisée sur les grandeurs neutroniques d'intérêt majeur (réactivité, distribution de puissance). Sur la base de cette comparaison, on réalise in fine la transposition du biais et des incertitudes dues aux données nucléaires sur la réactivité du RJH, via la méthode de la représentativité [79].

A MISE AU POINT DES SCHÉMAS DE CALCUL POUR AMMON

Le schéma de calcul utilisé pour l'interprétation du programme AMMON est de type probabiliste basé sur le code de calcul TRIPOLI4.7 et la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1.

Le formulaire déterministe HAPI (Horus for Ammon Program Interpretation) a par ailleurs été développé pour :

- contribuer aux études de propagation des incertitudes dues aux données technologiques.
- contribuer aux calculs de sensibilité aux données nucléaires nécessaires à la transposition des biais et incertitudes AMMON aux biais et incertitudes du RJH.

HAPI est constitué d'un schéma de calcul APOLLO2/MOC décrivant à 2D le cœur AMMON. De façon cohérente, il s'appuie sur les mêmes procédures de calcul et sur la même bibliothèque de données nucléaires (CEA2005 V4.1) que le formulaire HORUS3D/N V4.0 du RJH.

On décrit ci-après le contenu détaillé du schéma de calcul TRIPOLI4 et du formulaire HAPI dont on procède à la validation.

A.1 Le schéma de calcul stochastique

Les simulations par codes stochastiques (codes TRIPOLI4, MCNP ...) servent de références aux simulations par codes déterministes (cf. partie II, §A.2.1). Cependant, elles nécessitent la description des géométries réelles et hétérogènes à trois dimensions, qui peuvent s'avérer particulièrement difficile à réaliser pour des cœurs complexes tels que ceux d'AMMON et du RJH.

De plus, les calculs sont longs (à l'échelle du jour) si on désire une convergence suffisante et lorsqu'un grand nombre de calculs est nécessaire (pour une étude de sensibilité par exemple), un code déterministe validé est souvent plus adapté.

La création rapide de jeux de données TRIPOLI4 a été facilitée par un générateur automatique appelé « Gadget-Ammon » spécialement adapté au cas du programme AMMON.

A.1.1 Génération de jeux de données pour TRIPOLI4 : GADGET-AMMON

L'outil de Génération Automatique de Données GEométriques pour TRIPOLI4 (GADGET) a été initialement développé par le LPN pour la création de jeu de données du RJH. L'outil a ensuite été modifié pour les besoins de conception et d'interprétation du programme AMMON, et c'est à cette version que nous nous référerons dans la suite lorsque nous citerons l'outil GADGET.

L'utilisation d'un générateur automatique de jeu de données procure plusieurs avantages lorsque sa fiabilité est éprouvée, c'est-à-dire lorsqu'il reproduit la réalité selon des critères fixés autant au niveau de la géométrie que du bilan matière :

- il garantit la répétabilité dans la création d'un jeu de données et limite les erreurs, que ce soit par le positionnement préenregistré des crayons de la zone nourricière en réseau hexagonal et dont les coordonnées ne sont pas triviales ou par la création de la géométrie complexe et hétérogène des assemblages RJH.
- sa modularité, héritée de sa programmation en langage objet, le rend polyvalent et efficace pour toute configuration du programme AMMON autant pour un changement de composant dans la zone expérimentale que par l'insertion de dispositifs de mesure ou le rajout de crayons dans la zone nourricière.
- il possède une grande adaptabilité aux exigences expérimentales par sa capacité à découper les assemblages en portions de tailles variables et/ou les crayons.
- écrit en langage Python, il est facile d'accès et ouvert à toute amélioration.

Un effort considérable a été fourni pour la modélisation du schéma TRIPOLI4 pour l'interprétation de l'expérience, à partir des données technologiques « telle que construite ». A titre indicatif, la version utilisée pour la conception d'AMMON comportait environ 7800 volumes pour la configuration de référence : la version utilisée pour l'interprétation en compte environ 17000 (cf. Figure 58).

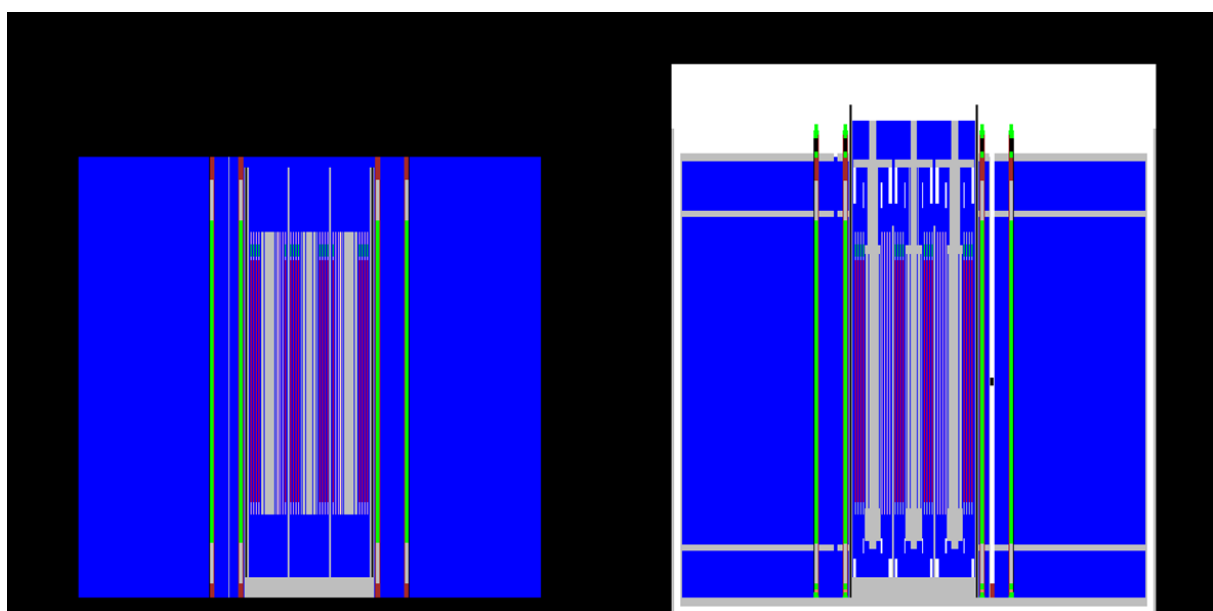


Figure 58 : Coupes dans le plan $y = 0$ du cœur AMMON/Référence tel que modélisé par Gadget en versions « conception » (à gauche) et interprétation (à droite).

Des éléments non nécessaires aux calculs de conception ont en effet été ajoutés et sont maintenant décrits en détails :

- Pieds et têtes des assemblages RJH
- Particularisation de l'assemblage démontable par rapport aux assemblages standards (épaisseurs des entrefers différentes)
- Pieds et têtes des crayons de la zone nourricière (Figure 59)
- Grilles de maintien
- Niveaux d'eau différents pour les deux zones
- Casier et cheminée au-delà d'une certaine hauteur
- Environnement extérieur (cuve Eole, air ...)
- Chambres à fission de la zone expérimentale

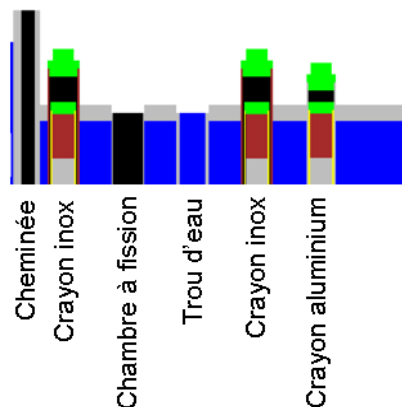


Figure 59 : Détail des têtes des crayons de la zone nourricière.

La prise en compte des impuretés et des nuances de matériaux de structure (surtout de l'aluminium) ont eu un effet non négligeable sur le calcul de la réactivité. In fine, la modélisation compte 36 compositions différentes avec 28 isotopes en moyenne contre 18 compositions de 15 isotopes en moyenne auparavant.

Les améliorations de la modélisation ont permis de réduire considérablement l'écart Calcul-Expérience sur la réactivité constaté avec la version initiale de Gadget-Ammon. Les effets sur la réactivité sont résumés dans le Tableau 37.

Modifications :	Effet sur la réactivité du cœur AMMON/Référence en pcm (± 5 pcm à 1σ)
Modélisation des têtes et pieds des assemblages	-10
Modélisation de la virole et des grilles, mise à jour du bilan matière des nuances d'aluminium	-310
Ajout des impuretés dans l' U_3Si_2Al	+10
Correction de l'épaisseur des surgaines inox	-320
Ajout des impuretés dans les assemblages RJH (hors combustible)	-100
Corrections de géométrie diverses (pieds et têtes des crayons ...)	-40
Total	-770

Tableau 37 : Effets en réactivité des corrections apportées à la modélisation du cœur AMMON/Référence dans Gadget.

A.1.2 Description du jeu de données

La réactivité est configurée comme sortie par défaut avec les taux de fission dans tous les volumes contenant un matériau fissile, ainsi que le taux de fission total de la zone nourricière (des crayons) et celui de la zone expérimentale (i.e. des assemblages RJH). De plus il est possible de découper virtuellement les plaques en pistes radiales ou azimutales (qui sont mesurées par spectrométrie gamma ou dosimétrie) et les crayons dans leur partie centrale (mesurée par spectrométrie gamma) pour obtenir leur taux de fission.

Les simulations sont effectuées avec le code TRIPOLI4.7 et la réactivité est calculée avec une incertitude inférieure à 4 pcm à un sigma (avec un milliard de particules).

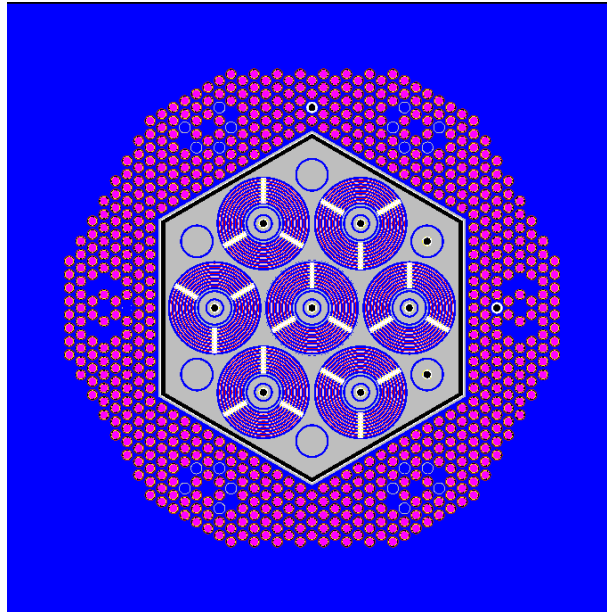


Figure 60 : Coupe xy au plan médian d'une géométrie TRIPOLI4 du cœur dans la configuration AMMON/Référence.

A.2 Le schéma de calcul déterministe

Les calculs déterministes du cœur AMMON sont effectués avec le code APOLLO2 en utilisant la méthode des caractéristiques. Les milieux autoprotégés sont fournis à la géométrie par des calculs préalables condensés dans des bibliothèques de sections macroscopiques. Les calculs préliminaires des motifs élémentaires pour les crayons (avec une surgaine inox ou une surgaine aluminium), les assemblages RJH ou encore le casier et la piscine sont nécessaires pour la création de ces milieux.

Le schéma déterministe est basé sur les procédures standards du formulaire HORUS3D/N V4.0 pour la zone expérimentale et sur les procédures standards du schéma REL 2005 [80] d'interprétation des REP pour la zone nourricière.

Les atouts des jeux de données APOLLO2 sont la modularité apportée par le code et la rapidité d'exécution, ils sont donc facilement adaptables aux exigences des calculs de perturbations sur les données nucléaires (intégration de la théorie des perturbations standard, modification directe des sections efficaces, grand nombre de calculs).

Ce schéma servira à la détermination d'effet en réactivité de la zone expérimentale (par propagation d'incertitudes technologiques) et aux calculs de sensibilités (donc à des effets en réactivité également) aux sections efficaces.

A.2.1 Description du jeu de données

Une première étape de calculs APOLLO2 est nécessaire pour la création des milieux. Les calculs sont effectués en réseau infini et archivés dans une bibliothèque de sections macroscopiques. Au fil des calculs cellule, la bibliothèque est ouverte, complétée par les milieux correspondant au calcul puis sauvegardée pour le calcul cœur. L'autoprotection des milieux est ensuite réalisée. L'enchaînement des calculs dans un ordre précis est obligatoire pour archiver correctement les milieux dans la bibliothèque :

1. La création d'un bloc hexagonal en aluminium entouré de crayon UO_2 . La cellule contient le polystyrène, la cheminée et un morceau de casier (le casier proche des assemblages est calculé avec ceux-ci).
2. Un réseau infini de crayon UO_2 de type Epicure (enrichi à 3.7%) avec des surgaines aluminium (et gaine en zircaloy).
3. Un crayon UO_2 entouré de trois couronnes de cellules contenant l'eau de la piscine. Ce calcul sert à déterminer le milieu réflecteur aussi bien que l'eau présente dans les trous d'eau de la zone nourricière.
4. Un second réseau infini de crayon UO_2 mais avec des surgaines en inox.
5. L'assemblage démontable AMMON comprend les plaques combustibles de type RJH avec les raidisseurs et les éléments centraux (tige centrale, tube guide et suiveur). L'eau entre les plaques et présente dans l'alvéole du casier ainsi que le casier aluminium environnant sont également modélisés. Seul un sixième de l'assemblage est représenté (Figure 61), des conditions aux limites de réflexion permettent la description de l'assemblage en réseau infini.
6. Un assemblage standard AMMON en réseau infini. Les différences avec l'assemblage démontable sont les dimensions géométriques (taille des entrefers, rayon extérieur ...).

Ensuite, le calcul du cœur AMMON est résolu en géométrie générale avec le solveur MOC d'APOLLO2 et le traitement de l'anisotropie par des polynômes de Legendre d'ordre 1 (P1). Les milieux sont chargés à partir de la bibliothèque de données et la géométrie exacte 2D au plan médian cœur est lue à partir du fichier *tdt* réalisé avec le mailleur Silène (Figure 61).

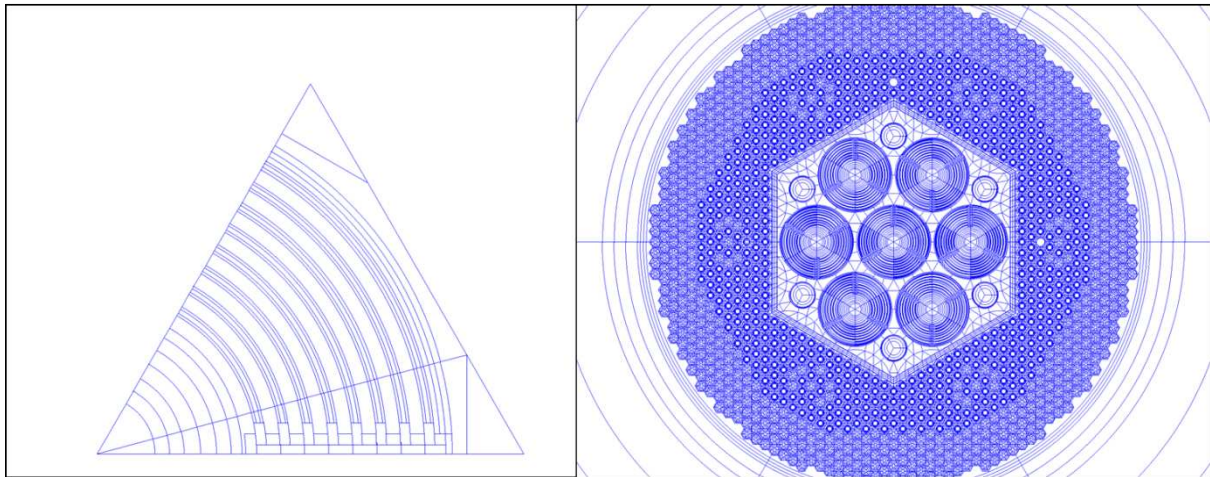


Figure 61 : Géométries 1/6 d'assemblage RJH et cœur AMMON.

A.2.2 Détermination des sensibilités

La résolution du flux adjoint permet l'utilisation du module de perturbation exacte « sensib » du code APOLLO2, qui détermine les vecteurs de sensibilité de la réactivité aux données nucléaires sur un maillage énergétique donné et en utilisant la théorie des perturbations standards.

De plus, le module de perturbation directe « chabint » d'APOLLO2 implémenté dans les jeux de données cellule, autorise des calculs de perturbation directe des sections et par propagation, donne la

sensibilité de la réactivité du cœur à cette perturbation. Ce module sera notamment utilisé pour déterminer la sensibilité de la réactivité au spectre de fission de l' ^{235}U et pour quelques calculs de validation des sensibilités (voir en partie V au §B.2.1). Toutefois, les calculs à 2D ne sont pas adaptés pour les isotopes diffusants, les sensibilités de l' ^{27}Al seront donc déterminées par calculs 3D.

A.3 Validation du schéma déterministe

La validation du schéma déterministe APOLLO2-MOC par rapport au schéma stochastique de référence est nécessaire pour la vérification du traitement de la résolution de l'équation du transport avec les approximations multigroupes et d'autoprotection. Les calculs APOLLO2 étant à 2D, la comparaison des résultats est faite entre le calcul APOLLO2 à fuites axiales nulles (B_z^2 nul) et le calcul TRIPOLI4 à 2D.

L'écart en réactivité entre le résultat TRIPOLI4 à 2D (géométrie du plan médian cœur infini axialement) et la réactivité donnée par le k_{eff} APOLLO2 à B_z^2 nul est de :

$$\text{AP2}_{(B_z^2 \text{ nul})} - \text{T4}_{(2\text{D})} = -51 \pm 4 \text{ pcm}$$

Le schéma déterministe fournit donc une réactivité proche de celle calculée à l'aide du schéma stochastique (sans prendre en compte les fuites).

Toutefois, la réactivité étant une grandeur macroscopique, il convient également de s'assurer de la validation du schéma déterministe sur des grandeurs locales.

La distribution des taux de fission des plaques RJH est surestimée par le schéma MOC pour les plaques extérieures des assemblages périphériques et sous-estimée pour les plaques intérieures. La distribution des taux de fission de l'assemblage central est par contre bien reproduite. Les écarts avec TRIPOLI4 varient entre -8.4% et 6.4% (Figure 62) avec une incertitude de convergence sur les taux de fission inférieure à 0.3% (1σ). La modélisation plus fine des fuites (en approximation $B1^{42}$) différenciant les assemblages périphériques de l'assemblage central afin de prendre en compte l'effet de la proximité de la zone nourricière pourrait résoudre ce problème.

⁴² Développement de la section efficace de diffusion à l'ordre 1 en polynômes de Legendre.

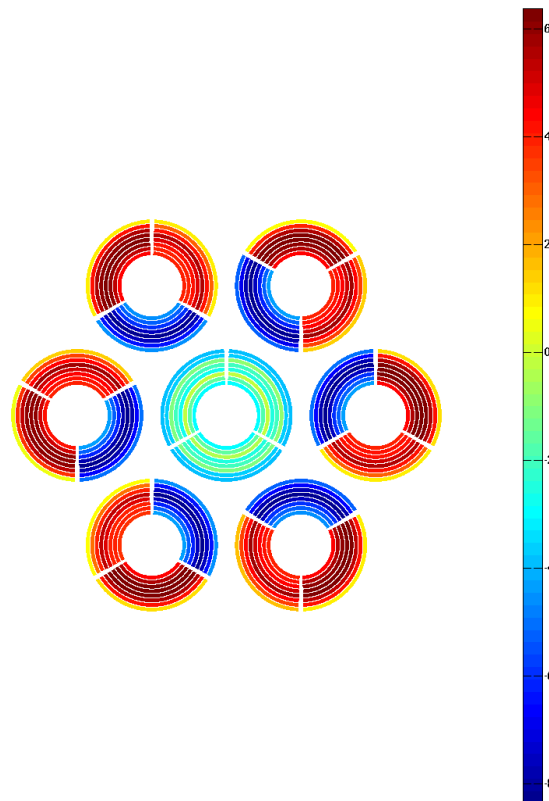


Figure 62 : Ecart AP2/T4-1 (%) de la distribution des taux de fission des plaques RJH (normalisés au taux de fission total de la zone expérimentale)

La Figure 63 présente les écarts APOLLO2/TRIPOLI4 pour le calcul des taux de fission normalisés des crayons de la zone nourricière (par les taux de fission des crayons de normalisation dont la position dans le massif peut être repérée à l'aide de la Figure 100 en annexe E.3). Par construction de la normalisation, l'écart est nul au centre de la zone nourricière. De plus, on peut déduire que le calcul APOLLO2 surestime légèrement (par rapport au calcul TRIPOLI4) les taux de fission sur l'extérieur de la zone nourricière et sous-estime de quelques pourcent (de 4.2% au maximum) les taux de fission proches de la zone expérimentale (et donc du casier, du polystyrène et de la cheminée) ainsi que ceux proches des trous d'eau. Cela est donc à mettre en relation avec les écarts APOLLO2-TRIPOLI4 observés pour les plaques externes des secteurs proches de l'interface des deux zones.

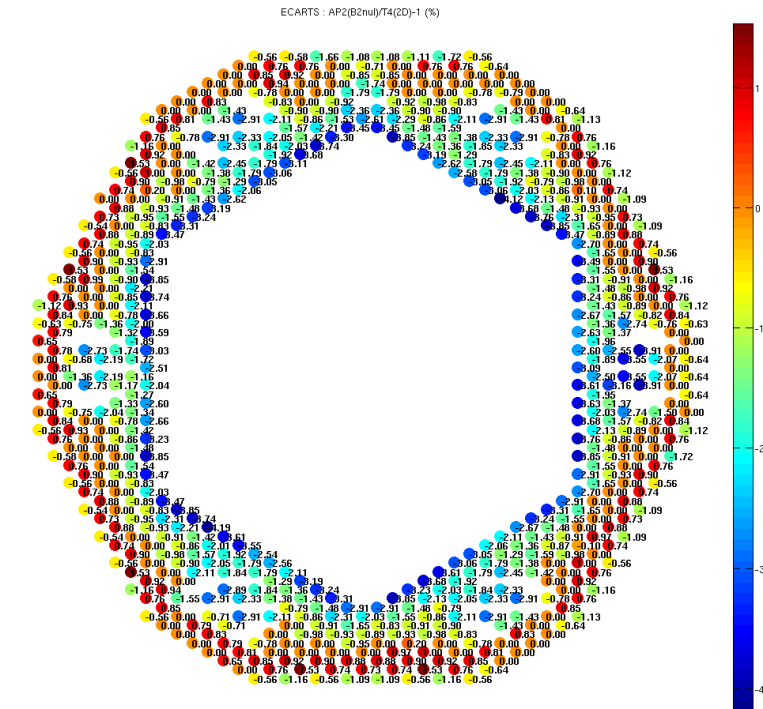


Figure 63 : Ecart des taux de fission normalisés entre le calcul APOLLO2 (B² nul) et le calcul TRIPOLI4 (2D) des crayons de la zone nourricière.

Les écarts APOLLO2/TRIPOLI4 sur les distributions de puissance de la zone nourricière sont donc en moyenne peu élevés et peuvent être considérés comme raisonnables (la convergence des calculs TRIPOLI4 est en moyenne de 0.3% (1 σ)).

En termes d'application dans le cadre de cette étude, ce schéma déterministe ne sera utilisé que pour le calcul d'effet en réactivité comme le calcul des sensibilités nécessaires à la détermination des incertitudes associées au calcul de la réactivité.

B DÉTERMINATION DES INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU CŒUR AMMON/Référence

Les principales sources d'incertitude viennent des données technologiques et des données nucléaires et peuvent justifier un éventuel écart calcul – expérience en le couvrant. Il est donc primordial de maîtriser leur impact afin d'obtenir les calculs les plus fiables et de déceler les éventuels biais.

Les schémas de calcul détaillés dans la partie précédente sont utilisés pour les études de sensibilité aux données technologiques et aux données nucléaires.

B.1 Détermination, maîtrise et propagation des incertitudes technologiques sur la réactivité

L'enjeu de la détermination et de la propagation des incertitudes technologiques se situe à la fois au niveau de l'analyse des comparaisons Calculs – Expériences et de la propagation des incertitudes dues aux données nucléaires par la méthode de la représentativité, car le poids neutronique de l'expérience

est déterminé par le ratio des incertitudes dues aux données nucléaires et des incertitudes expérimentales (comprenant les incertitudes de mesure, très faibles, et les incertitudes technologiques). La méthode de la représentativité sert à transposer et réduire les incertitudes venant des données nucléaires, il faut donc que l'incertitude provienne au minimum des données technologiques (de plus, elles sont non représentatives du RJH) et la réduction en sera d'autant plus importante.

L'influence des incertitudes des données technologiques sur la réactivité de la configuration de référence de l'expérience AMMON est étudiée par des calculs de perturbations directes avec le code stochastique TRIPOLI4 et des calculs de propagation avec le code APOLLO2 dans le cas des plaques des assemblages RJH.

Les valeurs des incertitudes technologiques résultent d'un travail important de recherche et de détermination des incertitudes sur les différents éléments Tels Que Construits (TQC) du cœur AMMON à partir des documentations des constructeurs (notamment AREVA-CERCA pour le combustible). Toutes les valeurs sont compilées dans la note CEA citée en référence [81].

Seules les incertitudes dont les grandeurs ont un effet significatif sur la réactivité du cœur sont propagées. Ces grandeurs sont donc des masses de matériaux fissiles ou absorbants ainsi que des dimensions définissant une quantité de modérateur. Ainsi, les grandeurs dont les incertitudes sont propagées sont :

- Concernant la zone nourricière :
 - La masse d' ^{235}U présente dans les crayons Epicure
 - Les diamètres internes et externes des surgaines de la zone nourricière
 - Le pas du réseau nourricier
 - La distance crayon-cheminée
- Concernant la zone expérimentale :
 - La masse d' ^{235}U
 - La masse de ^{10}B présent dans les inserts des plaques combustibles
 - L'épaisseur des entrefers, des gaines et le rayon externe des assemblages
 - Les diamètres internes et externes des tubes guides, des suiveurs et des tiges centrales
 - Le diamètre des alvéoles du casier

B.1.1 Incertitudes technologiques de la zone nourricière

La zone nourricière contient 623 crayons contenant de l' ^{235}U , des surgaines et des structures dont la variation d'épaisseur modifie la modération des crayons. Cette zone possède donc de nombreuses sources d'incertitudes technologiques qui impactent la réactivité et bien que les crayons combustibles soient caractérisés très précisément, l'incertitude totale n'est pas négligeable.

B.1.1.1 Masse d' ^{235}U des crayons

On décompose la masse d'uranium 235 introduite dans les crayons par un terme d'isotopie (enrichissement en ^{235}U) et un terme de pesée (uranium dans l'oxyde d'uranium) :

$$m_{235\text{U}}(g) = m_{\text{U}}(g) \times \omega_{235\text{U}}(\%_m) \quad (96)$$

Avec :

- $m_{235\text{U}}$, la masse d' ^{235}U (en g)
- m_{U} , la pesée : masse d'uranium dans les pastilles (en g)
- $\omega_{235\text{U}}$, l'isotopie : enrichissement de l'uranium en ^{235}U (en $\%_{\text{massique}}$)

D'où l'incertitude sur la masse d' ^{235}U s'écrit :

$$\frac{\sigma_{235\text{U}}}{m_{235\text{U}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{m_U}}{m_U}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\omega_{235\text{U}}}}{\omega_{235\text{U}}}\right)^2} \quad (97)$$

Avec :

$$\sigma_{m_U} = 0.81g$$

$$\sigma_{\omega_{235\text{U}}} = 0.0011\%_m$$

Les incertitudes obtenues après propagation sont :

$$\sigma_{m_U} = 18 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{\omega_{235\text{U}}} = 8 \pm 4 \text{ pcm}$$

Soit au final :

$$\sigma_{^{235}\text{Ucrayons}} = 19 \pm 6 \text{ pcm}$$

B.1.1.2 Diamètres des surgaines en acier inoxydable

Les incertitudes sur les diamètres des surgaines inox sont de :

$$\sigma_{\text{int}} = 0.03 \text{ mm}$$

$$\sigma_{\text{ext}} = 0.03 \text{ mm}$$

La sensibilité aux diamètres des surgaines contient deux effets :

- Un effet de modération (en augmentant la taille des surgaines, la quantité de modérateur entre les crayons diminue).
- Un effet de masse (en augmentant la taille des surgaines, la masse d'inox introduite dans le cœur est plus importante et il y a plus d'absorption dans les surgaines).

On possède en outre des mesures des masses des surgaines (seulement trois valeurs) qui nous donnent une incertitude sur la masse des surgaines ($\sigma=0.81\%$). De plus, ces mesures ont permis d'établir une densité d'inox (ajustée par moindres carrés) de 7.941 g/cm^3 (au lieu de 7.9 g/cm^3 spécifié).

Les trois variables à ajuster sont liées par l'équation :

$$d = \frac{m}{V}, \text{ ou bien : } m = d \cdot \pi \cdot h \cdot (r_{\text{ext}}^2 - r_{\text{int}}^2) \quad (98)$$

Il n'existe donc que deux degrés de liberté. On décide de propager l'incertitude sur la masse et le rayon extérieur (car cela correspond directement aux effets que l'on veut observer).

On souhaite avoir une estimation de chacun de ces effets, on procèdera donc en plusieurs étapes, d'abord en effectuant un calcul de référence ($d = 7.941 \text{ g/cm}^3$, r_{ext} et r_{int} aux valeurs moyennes) puis un calcul avec une modification de la masse de 0.81% (reporté pour faciliter le calcul sur la densité d'inox) et un calcul avec une modification du rayon externe de σ_{ext} (et un report sur r_{int} pour garder la masse constante). Enfin, on effectue un calcul comprenant les deux effets en même temps (en reportant la variation de masse sur r_{int}).

Le calcul de l'effet de masse donne un effet en réactivité de :

$$\Delta\rho_{\text{masse}} = 26 \pm 4 \text{ pcm}$$

Le calcul de l'effet de modération donne un effet en réactivité de :

$$\Delta\rho_{mod} = 69 \pm 4 pcm$$

Ainsi on arrive à :

$$\sigma_{surgaines} = 74 \pm 6 pcm$$

On souhaite vérifier ces résultats :

Dans l'hypothèse d'un modèle linéaire (cas de faible variations), la fonction Y exprimant l'effet en réactivité s'écrit en fonction des deux variables indépendantes X_{mod} et X_{masse} (de moyenne μ et d'écart-type σ) et de trois coefficients a, b et c.

$$\begin{cases} Y(X_{masse}, X_{mod}) = a X_{masse} + b X_{mod} + c \\ Y(\mu_{masse}, \mu_{mod}) = a \mu_{masse} + b \mu_{mod} + c = 0 \end{cases} \quad (99)$$

$$\begin{cases} \Delta\rho_{masse} = Y(\mu_{masse} + \sigma_{masse}, \mu_{mod}) = a \sigma_{masse} \\ \Delta\rho_{mod} = Y(\mu_{masse}, \mu_{mod} + \sigma_{mod}) = b \sigma_{mod} \end{cases} \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \Delta\rho_{masse+mod} &= Y(\mu_{masse} + \sigma_{masse}, \mu_{mod} + \sigma_{mod}) = a \sigma_{masse} + b \sigma_{mod} \\ &= \Delta\rho_{masse} + \Delta\rho_{mod} \end{aligned} \quad (101)$$

On arrive à $\Delta\rho_{masse+mod} = 69 + 26 = 95 pcm$, à comparer avec le calcul de propagation complet qui donne : $\Delta\rho_{masse+mod} = 94 \pm 4 pcm$, la vérification est probante.

Attention, la valeur de la fonction Y en $(\mu_{masse} + \sigma_{masse}, \mu_{mod} + \sigma_{mod})$ ne donne pas la valeur de l'écart-type de l'effet en réactivité due aux surgaines car la propagation des incertitudes technologiques sur les surgaines est la somme quadratique des effets en réactivité :

$$\sigma_{surgaines} = \sqrt{\Delta\rho_{masse}^2 + \Delta\rho_{mod}^2} \neq \Delta\rho_{masse} + \Delta\rho_{mod} = \Delta\rho_{surgaines} \quad (102)$$

B.1.1.3 Pas du réseau nourricier

Le pas du réseau est de $p = 14 mm$. Une variation de $0.05 mm$ est retenue pour cette étude. Cependant, il s'est avéré trop contraignant au niveau du schéma de calcul de changer la position des crayons nourriciers ; en compensation, la densité de l'eau présente entre les crayons a été modifiée (i.e. on augmente la densité si on augmente le pas car il y a plus d'eau autour des crayons)

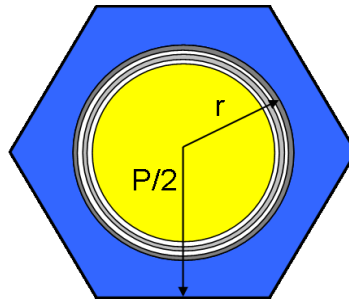


Figure 64 : Motif élémentaire du réseau nourricier de pas hexagonal p. En bleu est représenté l'eau, en jaune et gris, le crayon et sa gaine de rayon r.

Une cellule du réseau nourricier (Figure 64) contient un crayon combustible avec sa gaine et sa surgaine et un environnement d'eau. La densité de l'eau a été modifiée uniquement autour des crayons. L'incertitude obtenue est :

$$\sigma_{pas} = 190 \pm 4 \text{ pcm}$$

Cette incertitude est importante mais est surestimée car c'est une erreur systématique qui a été propagée. En réalité les erreurs de position des crayons sont supposées être réparties aléatoirement.

B.1.1.4 Distance crayons-cheminée

La distance entre la cheminée et la première rangée de crayons de la zone nourricière est de 2.741 mm. L'incertitude initialement retenue sur cette distance est de 10% (incertitude de type B) soit 0.27mm, correspondant aux tolérances de fabrication.

Cependant, suite aux opérations de montage du cœur AMMON et compte tenu des contraintes mécaniques subies au niveau de la cheminée, l'exploitant indique que l'incertitude totale sur la distance crayon-cheminée peut varier jusqu'à 1 mm. Nous retiendrons donc un écart-type de 0.50 mm (et donc 1 mm à 2σ). A noter que la comparaison Calculs - Expériences sur les distributions de puissance crayons et plaques proche de l'interface entre la zone nourricière et la zone expérimentale (voir en partie V au §C.2) tend à démontrer la pertinence de l'incertitude retenue.

Une propagation directe d'un écart-type (0.50 mm) sur cette distance donne un effet en réactivité de 220 pcm.

On notera qu'une métrologie fine réalisée *a posteriori*, lors du démontage d'AMMON, permettrait de réduire cette incertitude.

$$\sigma_{crayons-cheminée} = 220 \pm 5 \text{ pcm}$$

B.1.2 Incertitudes technologiques de la zone expérimentale

Les données technologiques concernant la zone expérimentale ont été déterminées par de nombreuses mesures réalisées par le fabricant sur les données géométriques et isotopiques des assemblages RJH et par les mesures des constructeurs pour le reste des structures. L'étude de l'impact des incertitudes technologiques sur les dimensions des assemblages est traitée à part, en partie V, §B.1.3.

B.1.2.1 Masse d' ^{235}U

On décompose la masse d' ^{235}U introduite dans les assemblages RJH par :

$$m_{^{235}\text{U}}(g) = m_{\text{U}_3\text{Si}_2}(g) \times w_{\text{Utot}}(\%m) \times w_{^{235}\text{U}}(\%m) \quad (103)$$

Avec :

$m_{^{235}\text{U}}$, la masse d' ^{235}U (en g)

$m_{\text{U}_3\text{Si}_2}$, la pesée : masse de mélange U_3Si_2 (en g)

w_{Utot} , le titre : teneur relative en uranium de la poudre U_3Si_2 (en %_{massique})

$w_{^{235}\text{U}}$, l'isotopie : enrichissement de l'uranium en ^{235}U (en %_{massique})

Ainsi, l'incertitude sur la masse d' ^{235}U se calcule par :

$$\frac{\sigma_{^{235}\text{U}}}{m_{^{235}\text{U}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{m_{\text{U}_3\text{Si}_2}}}{m_{\text{U}_3\text{Si}_2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{w_{\text{Utot}}}}{w_{\text{Utot}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{w_{^{235}\text{U}}}}{w_{^{235}\text{U}}}\right)^2} \quad (104)$$

Les valeurs recommandées pour les incertitudes sont données par la référence [82] :

$$\sigma_{m_{U_3Si_2}} = 0.2 \text{ g (par plaque)}$$

$$\sigma_{w_{U_{tot}}} = 0.2 \%_m$$

$$\sigma_{w_{^{235}U}} = 0.022 \%_m$$

Trois calculs de perturbation directe ont été réalisés afin de déterminer chaque membre de l'équation. Celui portant sur la masse d' U_3Si_2 introduite nécessite une composition différente d' U_3Si_2Al pour chacune des 8 plaques des assemblages (en effet la masse introduite, donc la pesée, n'est pas la même pour les 8 plaques, cf. Tableau 38). Pour les deux autres calculs, une modification de la composition isotopique de ^{235}U a été réalisée.

Plaque	Masse U_3Si_2 (g)	Incertitude (%)
1	74.04	0.27%
2	87.26	0.23%
3	100.53	0.20%
4	113.75	0.18%
5	126.97	0.16%
6	140.19	0.14%
7	153.41	0.13%
8	166.56	0.12%

Tableau 38 : Incertitudes sur le poids des poudres selon les plaques.

Les incertitudes obtenues sont :

$$\sigma_{m_{U_3Si_2}} = 10 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{w_{U_{tot}}} = 21 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{w_{^{235}U}} = 7 \pm 4 \text{ pcm}$$

Soit au final :

$$\sigma_{^{235}U_{RJH}} = 24 \pm 7 \text{ pcm}$$

B.1.2.2 Masse de ^{10}B

L'incertitude retenue est de 7% en masse pour le bore 10. Une propagation directe a été réalisée et donne un résultat de :

$$\sigma_{^{10}B} = 3 \pm 5 \text{ pcm}$$

L'effet de l'incertitude de la masse de ^{10}B sur la réactivité est compris dans l'incertitude statistique des calculs TRIPOLI4. Cet effet est donc négligeable. Ce résultat n'est pas étonnant au regard de la très forte absorption⁴³ du ^{10}B ($\sigma_{^{10}B}^{totale} = 3843.29 \text{ barn}$ dans JEFF-3.1.1) et augmenter de quelques pourcents la masse de bore n'augmente donc pas l'absorption.

B.1.2.3 Diamètres des suiveurs et des tubes guides

Les suiveurs et tubes guides se trouvent au centre des assemblages RJH standards (cf. Figure 10). L'incertitude sur leurs diamètres va directement impacter la quantité de modérateur au centre des assemblages.

⁴³ L'effet en réactivité du bore dans les plaquettes est de l'ordre de 620 pcm pour le cœur AMMON/Référence.

Les suiveurs sont composés d'une tige centrale de diamètre extérieur $\Phi_{ext} = 15.95 \pm 0.03 \text{ mm}$ et d'un tube suiveur de diamètre extérieur $\Phi_{ext} = 32.95 \pm 0.03 \text{ mm}$ et de diamètre intérieur $\Phi_{int} = 20 \pm 0.03 \text{ mm}$.

Les tubes guides ont pour diamètre extérieur $\Phi_{ext} = 39.95 \pm 0.03 \text{ mm}$ et pour diamètre intérieur $\Phi_{int} = 37.05 \pm 0.05 \text{ mm}$.

La propagation de ces incertitudes donnent des effets en réactivité de :

$$\sigma_{\Phi_{ext}}^{tige} = 5 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{\Phi_{int}}^{tube \text{ suiveur}} = 15 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{\Phi_{ext}}^{tube \text{ suiveur}} = 9 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{\Phi_{int}}^{tube \text{ guide}} = 20 \pm 4 \text{ pcm}$$

$$\sigma_{\Phi_{ext}}^{tube \text{ guide}} = 13 \pm 4 \text{ pcm}$$

B.1.2.4 Diamètre des alvéoles

Une autre incertitude sur une quantité de modérateur autour des assemblages RJH est celle du diamètre des alvéoles du casier. Le diamètre nominal moyen mesuré de 98.12 mm a une incertitude (1σ) de 75 μm . Cet écart-type impacte la réactivité du cœur de :

$$\sigma_{Alvéole} = 61 \pm 4 \text{ pcm}$$

B.1.3 Impact des incertitudes technologiques des assemblages RJH

Les assemblages AMMON, de type RJH, sont constitués, comme expliqué en IA.2.2, de trois secteurs de 8 plaques cintrées maintenues par des raidisseurs. Le modérateur circule entre les plaques dans les espaces appelés entrefers ou canaux. Le fabricant des assemblages a procédé à des mesures fines des épaisseurs des plaques cintrées et des entrefers. De plus, quelques mesures des diamètres extérieurs (diamètre au niveau de la plaque 8) sont également disponibles contrairement aux diamètres internes. De ces mesures, les valeurs moyennes et les écart-types du Tableau 39 ont été obtenus.

Paramètre géométrique	Spécification et tolérance	Valeur moyenne et écart type déduits des mesures sur les assemblages AMMON
Entrefers des assemblages	$1.95 \pm 0.3 \text{ mm}$	$1.896 \text{ mm} \pm 50 \mu\text{m} (1\sigma)$ $1.93 \text{ mm} \pm 50 \mu\text{m} (1\sigma)$ pour l'assemblage démontable
Rayons externes (extérieur de la plaque 8)	$46.61^{+0.15}_{-0} \text{ mm}$	$46.645 \text{ mm} \pm 22.5 \mu\text{m} (1\sigma)$
Épaisseurs des plaques	$1.37 \pm 0.08 \text{ mm}$	$1.39 \text{ mm} \pm 10 \mu\text{m} (1\sigma)$

Tableau 39 : valeurs spécifiées et mesurées des principaux paramètres géométriques des assemblages AMMON.

On considère dans la suite, en s'appuyant sur des radiographies de plaques planes réalisées par le fabricant, que le volume et l'épaisseur (61 μm) de l'âme combustible restent constants. La connaissance de la densité d' $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ après cintrage est cependant théorique et c'est la bonne connaissance de la masse d' $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ introduite dans chaque plaque qui nous permet de calculer la densité. La variation des épaisseurs de plaques est donc reportée sur l'épaisseur des gaines en AlFeNi (valeur nominale à 0.38 mm et valeur mesurée sur les plaques des assemblages AMMON à $0.39 \text{ mm} \pm 10 \mu\text{m}$).

La dispersion des valeurs des mesures d'épaisseurs d'entrefers, de plaques et des rayons correspond aux spécifications mais les valeurs moyennes s'écartent des valeurs moyennes spécifiées. Cette

diminution des dimensions caractéristiques des assemblages a entraîné une réduction de 355 pcm sur la réactivité du cœur AMMON/Référence tel qu'initialement conçu à partir des données spécifiées (Tableau 39). Cela montre l'importance de la maîtrise des caractéristiques géométriques des assemblages (épaisseurs des gaines, des entrefers, diamètres interne et externe) qui sont toutes entachées d'incertitudes technologiques. La propagation de ces incertitudes sur la réactivité du cœur AMMON/Référence donne les effets en réactivité présentés dans le Tableau 40 (le report a été fait sur le rayon interne des assemblages).

La propagation de l'incertitude sur les entrefers a été effectué en modifiant la densité du modérateur présent entre les plaques afin de ne pas changer les autres paramètres géométriques (rayons, gaines) et une propagation de $\sigma/2$ a été réalisé afin de limiter l'effet en réactivité. Toutefois, une modification de la dimension d'un entrefer entraîne en réalité un changement des dimensions car ces grandeurs géométriques sont liées par une relation de fermeture entre le rayon interne, le rayon externe et les épaisseurs des plaques et des entrefers.

Paramètre	Valeur de la perturbation	Effet en réactivité (± 4 pcm à 1σ)
Diamètres externe et interne	+ 45 μm (1σ) sur la lame d'eau interne (donc les diamètres interne et externe augmentent de +45 μm) ⁴⁴	3 pcm
Epaisseur des gaines	+ 10 μm (1σ)	91 pcm
Epaisseur des entrefers	+ 25 μm ($\sigma/2$)	330 pcm

Tableau 40 : Impact sur la réactivité du cœur AMMON/Référence des incertitudes technologiques des assemblages RJH.

Une propagation systématique des incertitudes n'est pas réaliste et surestime l'impact sur la réactivité (une augmentation de la valeur des entrefers et des gaines ne conservera pas à la fois le rayon interne et le rayon externe de l'assemblage).

Ainsi, les incertitudes ne sont pas indépendantes, et des termes de covariance sont à établir afin d'estimer le plus finement et de, si possible, réduire l'incertitude due aux données technologiques. En effet cette incertitude intervient directement dans la formule de transposition des incertitudes dues aux données nucléaires (on cherchera donc à ce qu'elle ait le moins d'impact possible surtout qu'elle n'est pas représentative du RJH).

Pour traiter l'interdépendance des incertitudes, il n'est pas envisageable d'utiliser des calculs Monte Carlo pour particulariser chaque entrefer, épaisseur de gaine ou rayons du fait des temps de calculs trop importants. Ainsi, un assemblage de type RJH est décrit par des variables aléatoires représentatives des 5 assemblages standards et de l'assemblage moniteur (entrefers, gaines, ...). Le cas de l'assemblage démontable est étudié à part dans la configuration de référence (l'assemblage démontable se trouve au centre du massif).

Sur la base du schéma de calcul déterministe APOLLO2-MOC, **une méthode innovante a été mise au point, consistant en une analyse de sensibilité globale avec décomposition de la variance par les indices de Sobol (voir partie II §B.4)**. La description des données d'entrée de ce modèle, de son contenu et de ses résultats est donnée ci-dessous après l'établissement des lois de probabilité des variables aléatoires.

B.1.3.1 Détermination des lois de probabilité des variables aléatoires

Sur la base des métrologies réalisées par le fabricant [83], on détermine ci-dessous les lois de probabilité des variables aléatoires (moyennées axialement) relatives aux assemblages standards AMMON : épaisseurs des gaines, entrefers et diamètres externes.

Les mesures sur les épaisseurs des entrefers des assemblages standards ont été réalisées par sabre capacitif⁴⁵ selon 3 génératrices par secteur (Figure 65) pour les plus petits canaux et selon 5 génératrices pour le dernier et selon 690 points axialement (soit 69 x 690 mesures par assemblage).

⁴⁴ 45 μm de lame d'eau sont enlevés entre l'assemblage et le casier et reportés entre le tube guide et la première plaque combustible.

⁴⁵ Une mesure des variations de tension par une jauge capacitive le long des canaux, donne, moyennant la connaissance de la capacité diélectrique du milieu, la valeur de l'entrefer.

Les entrefers de l'assemblage démontable et de l'assemblage moniteur ont été mesurés selon trois génératrices seulement (au centre de chaque secteur) à cause des peignes raidisseurs plus contraignants.

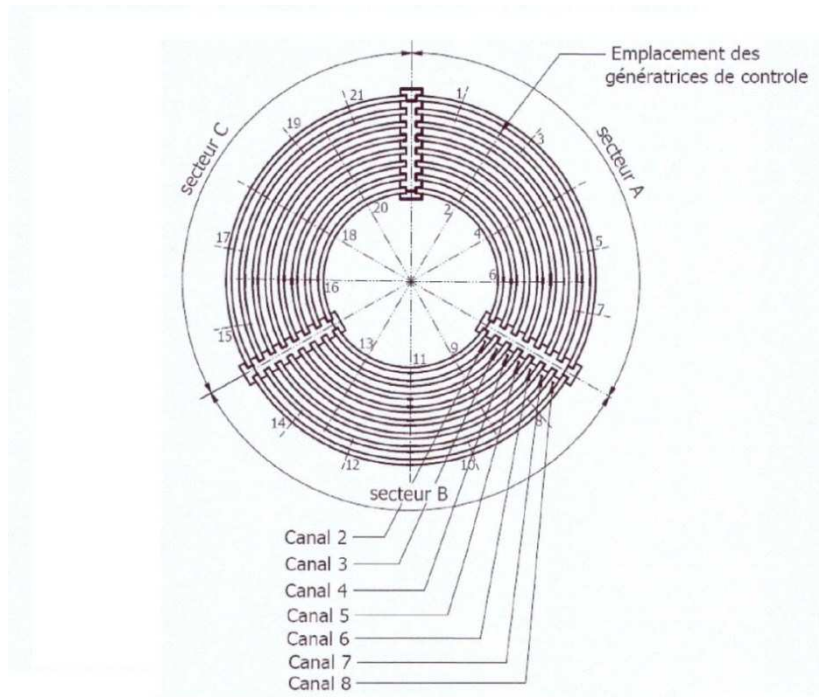


Figure 65 : Position des génératrices de mesure des entrefers sur les assemblages.

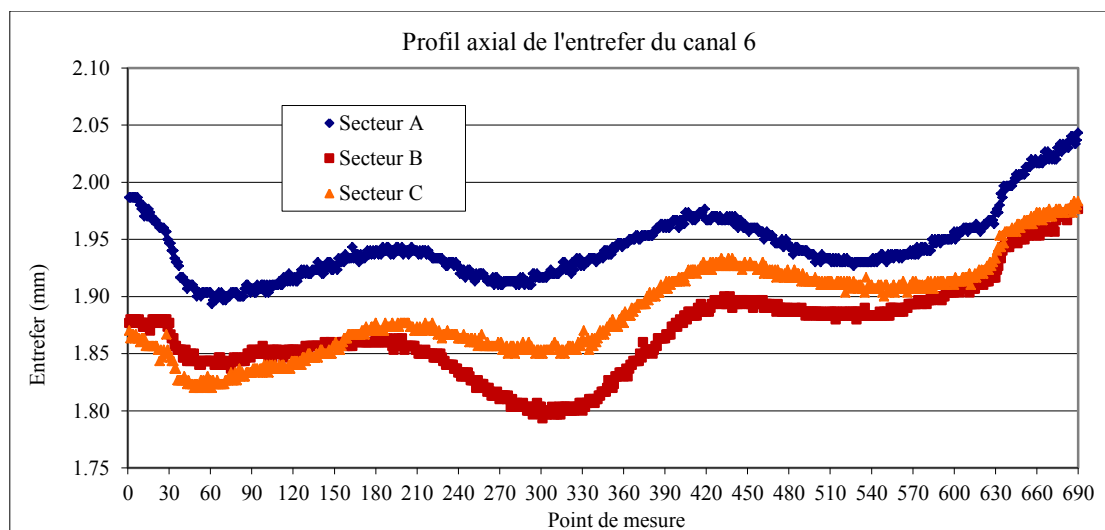


Figure 66 : Profil axial de l'entrefer du canal 6 de l'assemblage STD03 selon les trois secteurs (valeurs moyennes sur trois génératrices).

La Figure 66 donne un exemple de profil axial des entrefers (les courbes sont les valeurs moyennes sur les trois génératrices pour chacun des trois secteurs de l'assemblage) et montre que le profil peut fluctuer de manière importante (de moins de 1.80 mm à plus de 2.00 mm pour ce canal). On précisera également que les tailles des entrefers sont indépendantes des raidisseurs du fait que les plaques ne présentent pas des profils parfaitement cintrés (les mesures montrent qu'un même entrefer varie azimuthalement).

La distribution des tailles d'entrefer mesurées pour les assemblages standards et l'assemblage moniteur, suit une loi normale de moyenne 1.896 mm et d'écart-type 50µm (Figure 67).

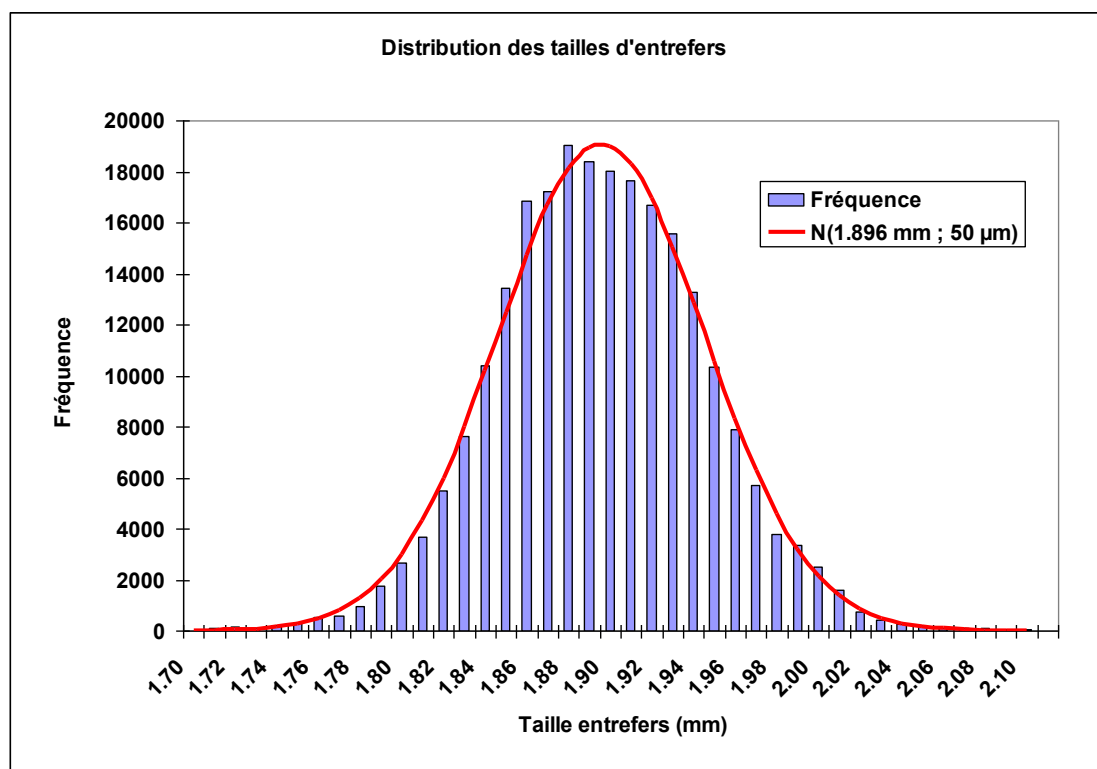


Figure 67 : Histogramme représentant la distribution des tailles des entrefers et loi normale $N(1.896 \text{ mm} ; 50 \mu\text{m})$.

La variable aléatoire représentant l'épaisseur des gaines des plaques RJH suit quant à elle une loi normale de moyenne 0.39 mm et d'écart-type 10 μm (Figure 68).

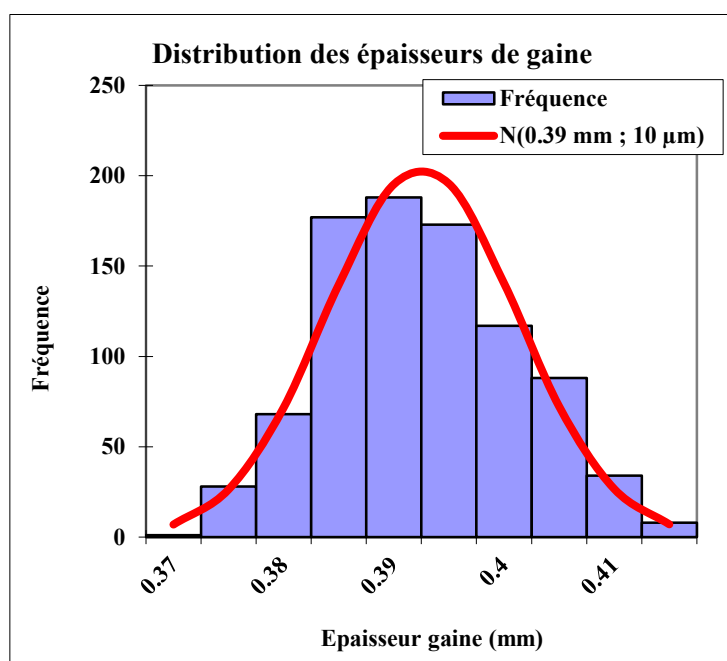


Figure 68 : Histogramme représentation la distribution des épaisseurs des gaines et la loi normale $N(0.39 \text{ mm} ; 10 \mu\text{m})$.

Le nombre de mesure des diamètres externes n'est pas suffisant pour extraire une tendance claire de distribution de la variable aléatoire décrivant le rayon extérieur des assemblages. Nous supposons que la loi suivie est, comme pour les paramètres géométriques précédents, une loi normale (de moyenne

46.645 mm et d'écart-type 22.5 μm estimés par les mesures). Les caractéristiques (moyenne et écart-type) sont rappelées dans le Tableau 41.

Variable aléatoire	Valeur moyenne	Ecart-type
Entrefer	1.896 mm	50 μm
Gaine	0.39 mm	10 μm
Rayon externe de la plaque 8	46.645 mm	22.5 μm

Tableau 41 : Paramètres des lois normales décrivant les variables aléatoires pour les 6 assemblages périphériques.

B.1.3.2 Propagation des incertitudes

Les variables aléatoires représentant l'épaisseur des gaines X_g , l'épaisseur des entrefers X_e , et le rayon extérieur des assemblages (rayon extérieur de la plaque 8) X_{ext} , sont modélisés dans notre schéma de calcul.

Une quatrième variable aléatoire existe mais dont nous ne possédons pas de réalisation X_{int} (rayon intérieur de la plaque 1). Toutefois elle est liée aux trois autres variables aléatoires selon la relation suivante :

$$R_{\text{ext}} = R_{\text{int}} + n(2g + a) + (n - 1)e \quad (105)$$

Avec :

- n le nombre de plaques (8)
- g l'épaisseur des gaines
- a l'épaisseur de l'âme combustible (61 μm)
- e l'épaisseur des entrefers

On suppose X_g , X_e , X_{ext} indépendants (les réalisations le sont) et on tire des valeurs de ces variables aléatoires (on en déduit X_{int}). Le tirage aléatoire se fait selon les lois de probabilité respectives des variables sauf dans le cas de X_e où les valeurs sont tirées parmi l'échantillon (plus de 250 000 valeurs disponibles).

La réactivité est calculée pour chacune des réalisations $\rho = \text{simu}(X_g, X_e, X_{\text{ext}}, X_{\text{int}})$ et la décomposition de la variance par les indices de Sobol est ensuite réalisée à l'aide du schéma déterministe afin de propager les perturbations technologiques sur les assemblages.

Pour chaque calcul, une géométrie « 1/6 d'assemblage » et une géométrie du cœur sont construites avec les valeurs d'entrefer, d'épaisseur de gaine et de rayon tirées aléatoirement. Pour cela, un script écrit en langage python a été développé afin de passer outre le mailleur Silène [26] et de générer automatiquement les fichiers « dat » (utilisables par Silène) et « tdt » (utilisables par APOLLO2) de ces géométries à partir des géométries aux formats « dat » et « tdt » de référence. L'utilisation du langage objet permet de modifier aisément les équations paramétrant la description de la géométrie afin d'en générer une nouvelle (Les objets de classe « équation » ou « point » peuvent aussi être visualisés avant et après modification comme le présente la Figure 69).

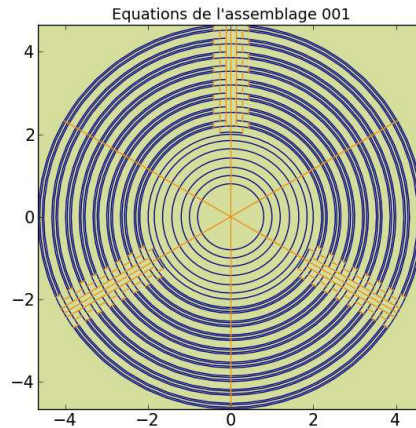


Figure 69 : Visualisation des objets "équation" d'un assemblage RJH par le script python. Les équations de type « arc de cercle » sont en bleu et les équations de type « segment » sont représentés en orange.

Toutes les bibliothèques de sections macroscopiques sont préparées à l'avance sauf celle de l'assemblage standard qui change à chaque calcul. Pour un cas X comprenant une valeur d'entrefer, de rayon interne et externe et d'une épaisseur de gaine, les modifications à effectuer sont :

1. Générer la géométrie 1/6 d'assemblage avec les valeurs du cas X.
2. Corriger les rayons dans la procédure d'autoprotection en mettant ceux correspondant au cas X étudié.
3. Lire la géométrie avec APOLLO2 et en retirer les valeurs des volumes de toutes les plaques combustibles.
4. Calculer le facteur de dilution (on souhaite conserver une masse d' U_3Si_2Al constante dans chaque plaque quel que soit le cas étudié, or le rayon des plaques, donc le volume de combustible, change à chaque calcul)
5. Insérer le facteur de dilution pour créer un U_3Si_2Al en fonction de la plaque et du cas X.
6. Générer la bibliothèque de sections macroscopiques de l'assemblage standard pour le cas X.
7. Créer la géométrie du cœur AMMON avec les assemblages standard du cas étudié.
8. Lancer le calcul du cœur avec APOLLO2⁴⁶.

Il est nécessaire de vérifier le calcul des effets en réactivité dus à la variation des entrefers par le schéma MOC car la validation a été effectuée à 2D pour le cas de référence. Deux cas « extrêmes » ont été sélectionnés parmi les tirages (un entrefer très grand $e = 2.02$ mm ($g=0.384$ mm et $R_{ext}=46.68$ cm) et un entrefer très petit $e = 1.75$ mm ($g=0.399$ mm et $R_{ext}=46.65$ cm)) et les jeux de données TRIPOLI4 3D ont été générés. Il en résulte qu'un effet en réactivité de 728 ± 4 pcm est déterminé par TRIPOLI4 et un effet de 735 pcm est calculé par APOLLO2 (avec laplacien axial imposé aux valeurs obtenues expérimentalement pour la zone nourricière et la zone expérimentale). Le schéma APOLLO2-MOC reproduit donc bien l'écart en réactivité.

Afin de connaître le nombre de calculs à effectuer et donc le temps total de détermination des facteurs de Sobol, on utilise la formule de Wilks [84] qui permet de déterminer le nombre minimum N de

⁴⁶ Pour tous les calculs le laplacien axial est considéré comme constant (sachant qu'un seul B_z^2 est utilisé pour l'assemblage central et les assemblages périphériques qui n'ont pas les mêmes caractéristiques).

tirages à effectuer pour obtenir un majorant de la valeur d'un quantile $T_{\alpha,\beta}$ (quantile α avec un niveau de confiance β).

On détermine avec cette formule le nombre N de tirages pour estimer le quantile $T_{95\%,95\%}$ (quantile qui contient 95% des valeurs avec une probabilité de 95%) à deux bornes : $N = 93$ pour $T_{95\%,95\%}$ et $N = 130$ pour $T_{95\%,99\%}$.

Après tirage des valeurs, on vérifie que l'échantillon est représentatif de la loi dont ils sont tirés (les valeurs des entrefers sont tirées aléatoirement parmi l'ensemble des mesures). La Figure 70 montre les distributions centrées réduites des valeurs des échantillons sélectionnés pour les épaisseurs des entrefers, des gaines et des rayons externes. Ces distributions suivent bien une loi normale centrée réduite (test de Lilliefors⁴⁷ réussi avec une confiance à 95%).

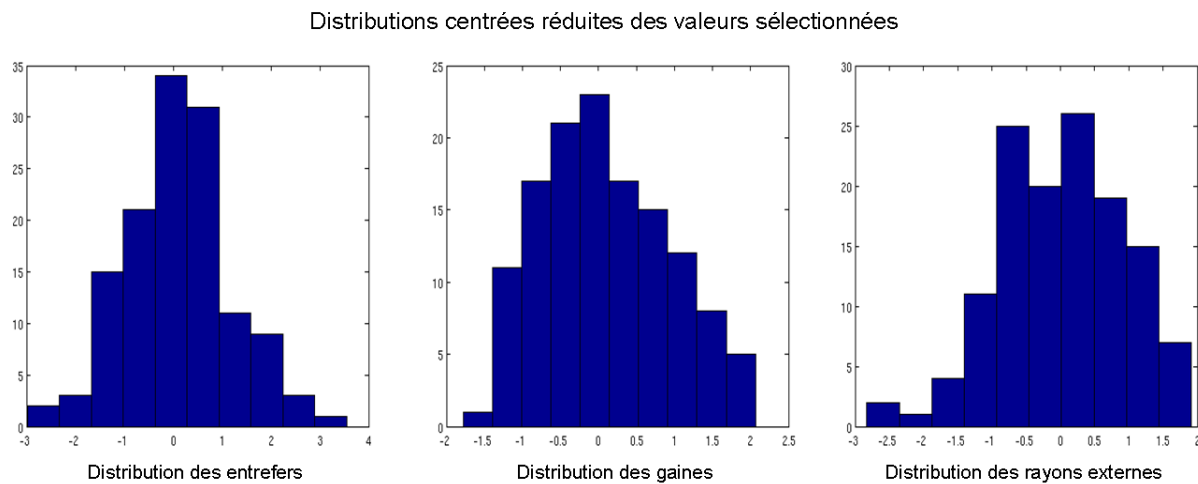


Figure 70 : Histogrammes des échantillons des entrefers, gaines et rayons externes.

Le nombre total de calculs à effectuer dépend de la dimension d (nombre de variables aléatoires) et de N . Il y a $2^d - 1$ coefficients de Sobol à déterminer. Donc avec trois variables aléatoires on se retrouve avec $7N$ calculs soit 651 calculs pour $T_{95\%,95\%}$ et 910 calculs pour $T_{95\%,99\%}$. Un calcul complet (étapes 1 à 8) durant environ 1h20, on a un temps de calcul total de 868h pour $T_{95\%,95\%}$ (1213h pour $T_{95\%,99\%}$).

La détermination des indices de Sobol est ensuite quasi-immédiate. Cependant la somme des indices du premier ordre est supérieure à 1 ce qui signifie que le nombre de simulation est encore trop faible pour déterminer correctement les indices de Sobol.

B.1.3.3 Analyse de sensibilité globale

Une analyse de sensibilité globale est préférée à de très nombreux calculs chronophages. Cette analyse nécessite la mise en place et la validation d'un méta-modèle (basé sur les simulations déjà effectuées) reproduisant les effets en réactivité puis l'identification des sources de variance.

Mise en place d'un méta-modèle

Une alternative est d'utiliser une partie des simulations effectuées appelée Base d'Apprentissage (BA) pour bâtir un méta-modèle que l'on validera sur le reste des simulations appelé Base de Test (BT) [85]. Le méta-modèle est un fit sur des points simulés utilisant la méthode des moindres carrés, ce modèle servira ensuite à simuler rapidement de nombreux points. Un modèle linéaire est utilisé et sa détermination se fait avec la fonction « robustfit » du logiciel Matlab.

Après une étude des résidus et des coefficients du fit on déduit que le système est très linéaire et dépend surtout de X_e (épaisseur des entrefers) et X_g (épaisseur des gaines) ce qui est cohérent avec les

⁴⁷ Le test de Lilliefors est l'application du test de Kolmogorov-Smirnov au cas de la gaussienne

sensibilités du Tableau 40. Cependant un faible effet d'interaction entre X_e et X_g et des effets du second ordre de ces deux variables sont aussi présents. Ainsi, le méta-modèle proposé est :

$$Y = f(X) = \beta_0 + \sum_{i \in \{e, g, R_{ext}\}} \beta_i X_i + \sum_{i \in \{e, g\}} \beta_{i,i} X_i^2 + \beta_{e,g} X_e X_g \quad (106)$$

Validation du méta-modèle

Le tirage des valeurs des variables aléatoires a été réalisé selon leurs lois gaussiennes respectives, la répartition des points est donc très concentrée autour des valeurs moyennes et peu de points se trouvent en périphérie (Figure 71). Un échantillonnage LHS (Latin Hypercube Sampling) permettrait de répartir les points plus uniformément. Ce n'est cependant pas nécessaire dans le cas d'une étude de sensibilité globale.

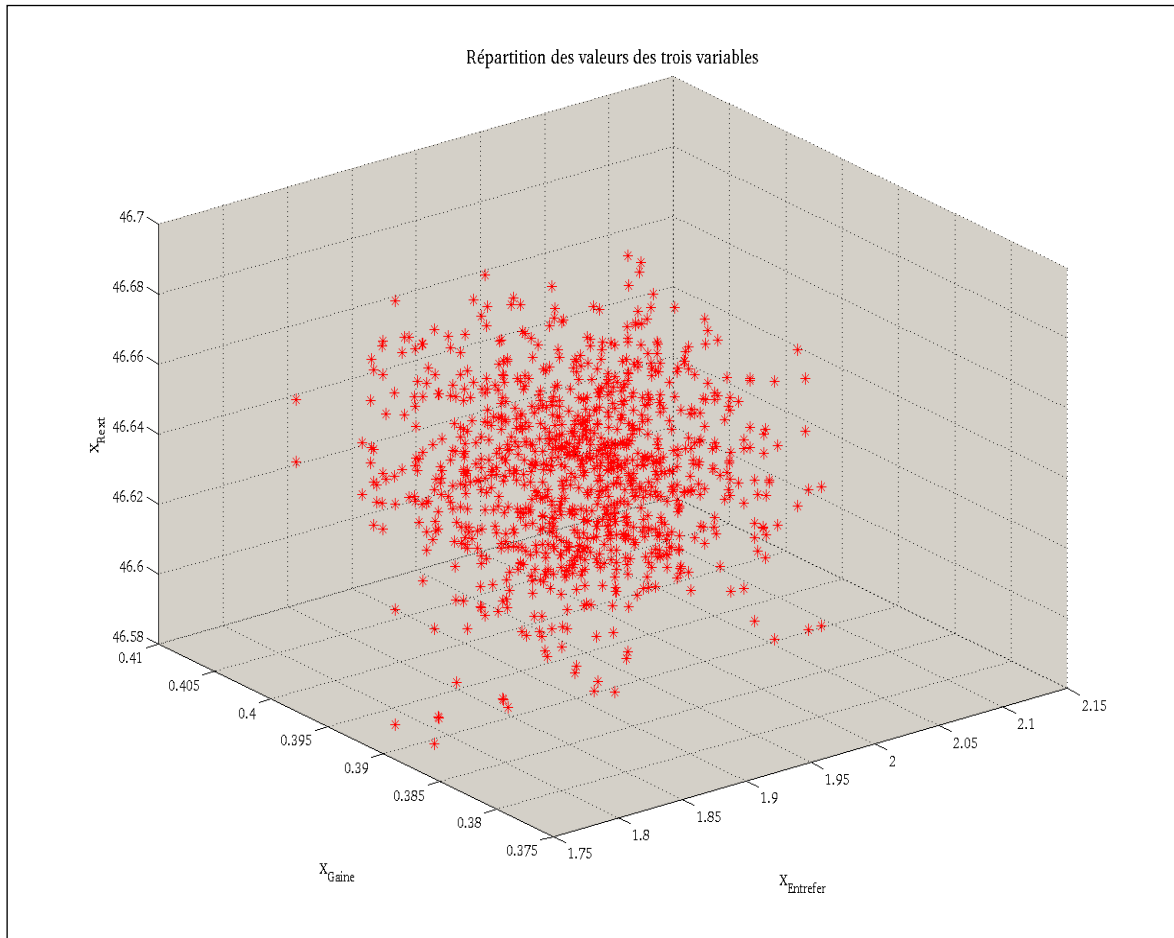


Figure 71 : Répartition des points de coordonnées ($X_{Entrefer}$, X_{Gaine} , X_{Rext}).

On observe également une structure en colonne de l'échantillon des valeurs des épaisseurs des entrefers (Figure 72) due au fait que les mesures donnent des valeurs à dix microns près (précision de la technique de mesure). On observe également une tendance linéaire pour l'effet en réactivité en fonction des épaisseurs des entrefers et des épaisseurs des gaines.

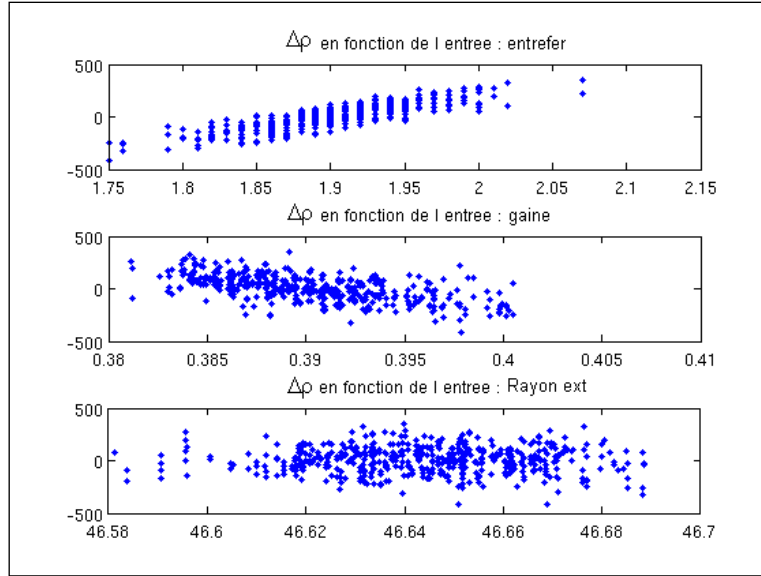


Figure 72 : Effets en réactivité en fonction des valeurs des variables Entrefer, Gaine et Rayon extérieur.

De nombreux critères de qualité existent (il y en a 11 décrit dans [86]), ils servent surtout dans le cas de la comparaison entre différents modèles. On n'en retiendra huit :

- Le coefficient de détermination R^2 (ou de prédictivité Q^2 s'il est calculé sur la base de test) est l'erreur quadratique moyenne entre observations y et prédictions y^* divisée par la variance des observations $V(y)$:

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - y_i^*)^2}{\sum_{i=1}^n (\bar{y} - y_i)^2} \quad (107)$$

Ce coefficient exprime le pourcentage de réponses expliquées par le modèle donc plus il tend vers 1, plus le modèle se rapproche des observations. Dans notre cas, le R^2 vaut 0.99998 ce qui indique une très bonne prédiction de la part du méta-modèle.

- Le Biais B est la différence des moyennes :

$$B = \mu - \mu^* \quad (108)$$

Avec la moyenne prise sur la base de test, le biais du modèle est de 0.02 pcm. On peut considérer le modèle comme non biaisé.

- L'erreur quadratique moyenne (Mean Square Error MSE) est définie par :

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - y_i^*)^2 \quad (109)$$

Le MSE est la moyenne des écarts du modèle, il n'est cependant pas très représentatif lorsque les valeurs prédites varient de plusieurs ordres de grandeur comme ici (effets de environ -400 à 400 pcm). On utilisera dans ce cas plutôt le SMSE qui est le MSE pondéré par les écart-types et le MAE qui est l'erreur moyenne. Pour le méta-modèle construit, $MSE = 0.33 \text{ pcm}^2$.

- L'erreur quadratique moyenne standardisée (Standardized Mean Square Error SMSE) est le MSE normalisé par l'écart-type des observations (σ) et celui des prédictions (σ^*). Cela donne une bonne indication lorsque les écart-types sont importants :

$$SMSE = \frac{1}{n} \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - y_i^*)^2}{\sigma^* \sigma} \quad (110)$$

Dans notre cas, le SMSE vaut $1.93.10^{-5}$ ce qui indique une faible variation de l'erreur moyenne par rapport aux écart-types.

- L'erreur absolue moyenne (Mean Absolute Error MAE) est donné par :

$$MAE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |y_i - y_i^*| \quad (111)$$

La MAE est de 0.47 pcm, cette valeur est à mettre en relation avec celle du RM.

- Le résidu maximal RM indique l'écart maximal entre les prédictions et les observations :

$$RM = \max_i (|y_i - y_i^*|) \quad (112)$$

Le RM du modèle vaut 1.82 pcm (que l'on peut observer sur la Figure 73). Donc l'erreur de prédiction est en moyenne (MAE) de 0.47 pcm avec un maximum (RM) de 1.82 pcm.

Les deux critères suivants sont le biais et l'écart-type des résidus relatifs. Ils permettent de savoir si le modèle est bien ajusté sur tout le domaine de variation (plus les valeurs sont faibles, plus le modèle est bien ajusté) :

- Le résidu relatif en moyenne RRM est le biais des résidus relatifs :

$$RRM = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{y_i - y_i^*}{y_i} \quad (113)$$

RRM = -0.35 % dans le cas étudié ici, le biais des résidus relatifs est très faible.

- Le résidu relatif en écart-type RRE est défini par :

$$RRE = \sqrt{Var\left(\frac{y - y^*}{y}\right)} \quad (114)$$

L'écart-type des résidus relatifs (RRE) est de 6 %.

D'après l'étude de l'ensemble des critères cités ci-dessus on peut conclure que le méta-modèle ajusté sur la base d'apprentissage de 500 points est validé par la base de test. Il prédit correctement l'effet en réactivité du cœur AMMON dû aux variations des trois variables aléatoires X_g , X_e , X_{ext} sur leur domaine de variation (bien que les valeurs de ces variables utilisées pour la base de test et la base d'apprentissage ne remplissent pas uniformément l'espace).

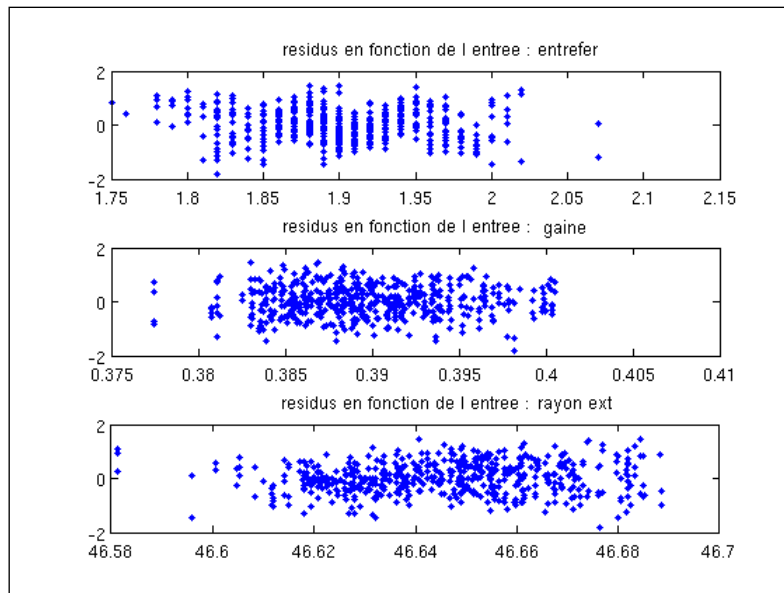


Figure 73 : Résidus en fonction des trois variables (Entrefer, Gaine et Rayon extérieur)

Prédiction du méta-modèle

Les calculs APOLLO2 donnent pour 500 simulations une valeur moyenne de l'effet en réactivité de 8 pcm et un écart-type de 128 pcm. Plus le nombre de simulation augmente, plus la valeur moyenne doit tendre vers 0. Cet écart de 8 pcm entre la valeur estimée et la valeur limite est faible par rapport à l'écart-type (128 pcm) et l'on peut considérer la distribution d'effets en réactivité comme centrée.

Le méta-modèle donne pour 5000 simulations une valeur moyenne de l'effet en réactivité de -0.8 pcm et un écart-type de 123 pcm (i.e. le modèle est bien centré (non biaisé) et l'écart-type prédit est très proche de celui déterminé par les simulations APOLLO2, cf. Figure 74).

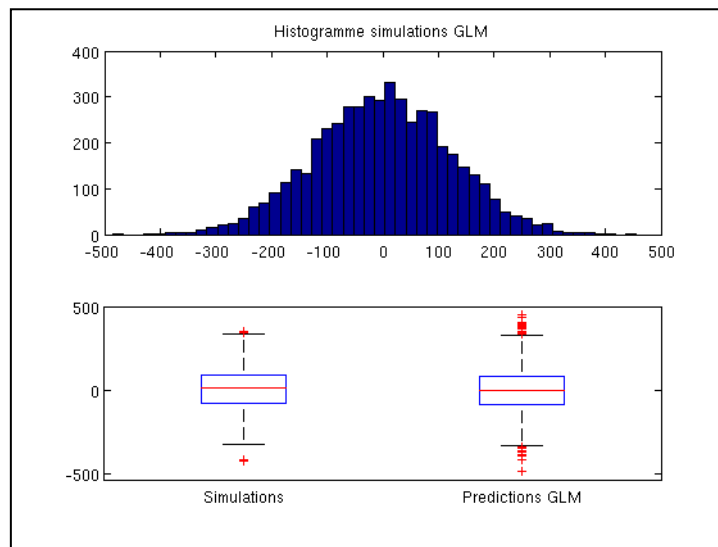


Figure 74 : Histogramme des effets en réactivité prédits par le méta-modèle pour 5000 simulations et comparaison des répartitions en boîte à moustache avec les simulations APOLLO2.

Détermination des indices de Sobol à partir du Méta-modèle

A partir de ces résultats, on peut déterminer les indices de Sobol à partir du Méta-modèle. On cherche alors à déterminer les $V_i = Var(E(Y / X_i))$ et $V_{ij} = Var(E(Y / X_i, X_j)) - V_i - V_j$ pour cela on doit calculer $Var(Y)$:

$$Var(Y) = Var(f(X)) = Var\left(\beta_0 + \sum_{i \in \{e, g, Re xt\}} \beta_i X_i + \sum_{i \in \{e, g\}} \beta_{i,i} X_i^2 + \beta_{e,g} X_e X_g\right) \quad (115)$$

Pour simplifier les calculs on travaillera avec les variables centrées réduites (les trois variables aléatoires suivent des lois gaussiennes) :

$\tilde{X}_i = \frac{X_i - \mu_i}{\sigma_i}$ pour $i \in \{e, g, Re xt\}$ et avec μ et σ la moyenne et l'écart-type de la variable considérée. La Figure 75 représente les distributions des variables et des variables centrées réduites

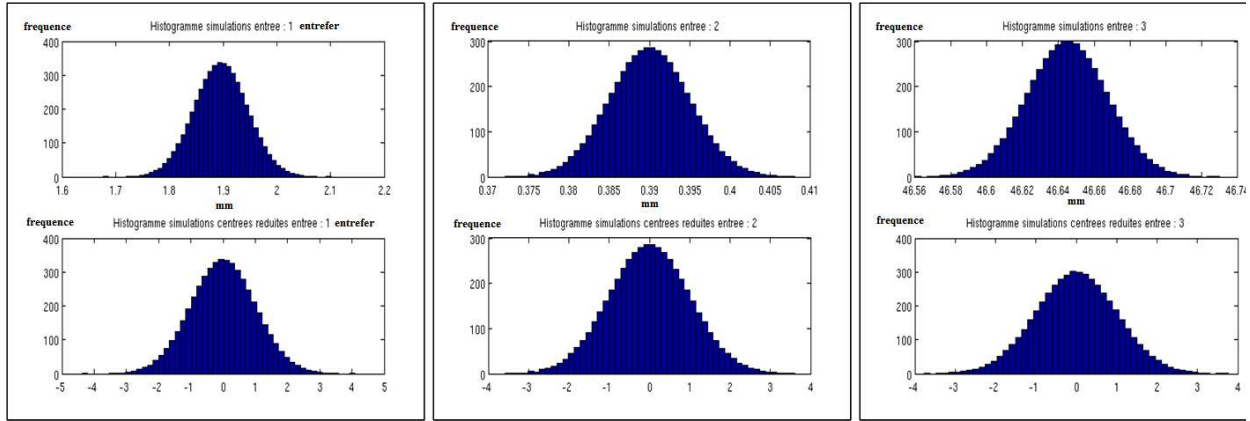


Figure 75 : Distributions des variables aléatoires et des variables centrées réduites associées.

En développant, la variance devient :

$$Var(Y) = \sum_{i \in \{e, g, Re xt\}} \beta_i^2 Var(\tilde{X}_i) + \sum_{i \in \{e, g\}} \beta_{i,i}^2 Var(\tilde{X}_i^2) + \beta_{e,g}^2 Var(\tilde{X}_e \tilde{X}_g) + \beta_e \beta_{e,e} cov(\tilde{X}_e, \tilde{X}_e^2) + \dots \quad (116)$$

Après quelques calculs (détaillés en annexe E.1), on obtient pour des variables centrées réduites :

$$Var(Y) = \sum_{i \in \{e, g, Re xt\}} \beta_i^2 + \sum_{i \in \{e, g\}} 2\beta_{i,i}^2 + \beta_{e,g}^2 \quad (117)$$

Et les indices de Sobol se déduisent facilement de l'expression ci-dessus :

$$S_e^1 = \frac{\beta_e^2 + 2\beta_{e,e}^2}{Var(Y)} ; S_g^1 = \frac{\beta_g^2 + 2\beta_{g,g}^2}{Var(Y)} ; S_{Re xt}^1 = \frac{\beta_{Re xt}^2}{Var(Y)} \quad (118)$$

$$S_e^T = \frac{\beta_e^2 + 2\beta_{e,e}^2 + \beta_{e,g}^2}{Var(Y)} ; S_g^T = \frac{\beta_g^2 + 2\beta_{g,g}^2 + \beta_{e,g}^2}{Var(Y)} ; S_{e,g}^1 = \frac{\beta_{e,g}^2}{Var(Y)}$$

L'application numérique donne les valeurs des indices de Sobol présentées dans le Tableau 42.

Coefficients de Sobol	Valeur
S_e^1	6.3106E-01
S_g^1	3.6717E-01
$S_{Re,xt}^1$	1.7541E-03
S_e^T	6.3107E-01
S_g^T	3.6718E-01
$S_{e,g}^1$	1.0000E-05

Tableau 42 : Valeurs des coefficients de Sobol

Les principales contributions à la variance totale viennent des entrefers (63.1%) et des gaines (36.7%), la contribution du rayon extérieur peut être négligée. De même, le terme d'interaction entre X_{Gaine} et $X_{Entrefer}$ et les termes du second ordre pour ces deux variables peuvent être négligés.

La somme des coefficients du premier ordre diffère de l'unité de $1.6 \cdot 10^{-5}$: il y a donc 0.0016% de la variance qui n'est pas expliquée par le méta-modèle.

La contribution de chaque variable aléatoire sur la variance totale est donc déterminée et peut être aussi représentée selon les différents coefficients β (1^{er} et 2nd ordre) comme montré sur la Figure 76.

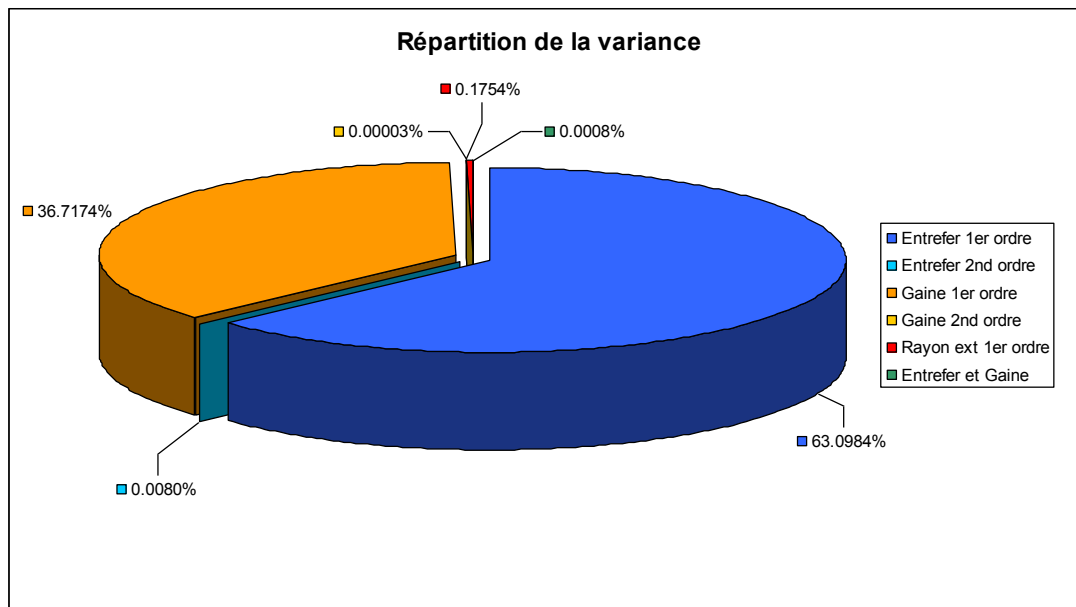


Figure 76 : Répartition de la variance totale des plaques des assemblages standards et moniteur AMMON selon les trois variables : entrefer, gaine et rayon extérieur.

En conclusion sur les plaques RJH des 5 assemblages standards et de l'assemblage moniteur (tous en périphérie), on retient que l'incertitude à 1σ est de 123 pcm et que la variance est due à l'incertitude sur les épaisseurs :

- des **entrefers** à **63%**

- des **gaines** à **37%**

$$\sigma_{Plaques_6AssSTD} = 123 \text{ pcm}$$

De plus, le rayon extérieur peut être considéré comme constant et fixé à sa valeur moyenne. Ainsi, seules les épaisseurs des gaines et des entrefers varient, ce qui permet de déterminer facilement

l'impact des incertitudes des plaques de l'assemblage démontable (en position 001) sur la réactivité du cœur AMMON. Effectivement, le système mécanique est maintenant totalement contraint (une valeur d'entrefer donne une seule valeur possible d'épaisseur de gaine). Cette stratégie consistant à propager les incertitudes de l'assemblage démontable indépendamment des autres assemblages est justifiée par le fait que l'assemblage démontable ne suit pas le même processus de fabrication que les assemblages standards. Une propagation de 50 μm et de 10 μm d'incertitude sur, respectivement, les entrefers et les épaisseurs de gaine de l'assemblage démontable donne des effets en réactivité de :

$$\Delta\rho_{\text{gaine_AssDM}} = 16\text{ pcm}$$

$$\Delta\rho_{\text{entrefer_AssDM}} = 24\text{ pcm}$$

Ainsi on retiendra :

$$\sigma_{\text{Plaques_AssDM}} = 29\text{ pcm}$$

La part de la variance due aux entrefers est, pour l'assemblage démontable, de 69 % (31 % pour les gaines).

B.1.4 Conclusion sur les incertitudes technologiques

Les résultats de ce chapitre sont rappelés dans le Tableau 43.

Les principales sources d'incertitude de la réactivité ont été propagées pour un **total de 334 pcm à un écart-type**.

Les sources d'incertitudes les plus importantes étaient les dimensions des assemblages RJH qui donnaient environ 650 pcm à un sigma. Après utilisation d'une méthode Monte-Carlo, cette incertitude est maintenant estimée à 126 pcm. La première source d'incertitudes provient de la distance entre la cheminée et la première rangée de crayon de la zone nourricière. Effectivement, une méconnaissance assez importante de cette distance due à la déformation de la cheminée alliée à un fort effet en réactivité dû à la variation de la modération de la première rangée de crayon résulte en un impact de 220 pcm à un sigma sur la réactivité du cœur. Ainsi la variance provenant de la zone nourricière représente 78% de la variance totale. Un effort reste à fournir afin d'estimer de manière plus précise l'incertitude sur la distance crayon-cheminée car la majorité de l'incertitude technologique qui servira à la transposition vient d'une zone nourricière qui n'est pas aussi représentative du RJH que l'est la zone expérimentale.

	Incertitude à 1 σ (pcm)
Masse U235 des crayons	19
Pesée	18
Isotopie	8
Pas du réseau nourricier	190
Distance crayons-cheminée	220
Diamètre des surgaines Inox	74
Diamètre extérieur (effet de modération)	69
Densité (effet de masse)	26
Masse U235 des assemblages RJH	24
Pesée	10
Titre	21
Isotopie	7
Masse en bore¹⁰	3
Diamètre des suiveurs aluminium	18
Diamètre extérieur	9
Diamètre intérieur	15
Diamètre des tubes guides	24
Diamètre extérieur	13
Diamètre intérieur	20
Diamètre tige centrale	5
Plaques RJH	126
Assemblage démontable en 001	29
5 assemblages standards et un moniteur	123
Diamètre des alvéoles du casier	61
INCERTITUDE TECHNOLOGIQUE TOTALE	334

Tableau 43 : Synthèse des sources d'incertitude de la réactivité du cœur AMMON/Référence dues aux incertitudes technologiques.

B.2 Propagation sur la réactivité des incertitudes dues aux données nucléaires

Cette partie présente l'étude de sensibilité de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux données nucléaires de base (sections efficaces, distributions angulaires, spectre de fission et multiplicité neutronique) réalisée à l'aide des schémas de calculs présentés en partie V au §A. Ensuite, une fois les profils de sensibilités établis pour AMMON/Référence, ils seront comparés avec ceux du RJH ce qui permettra d'avoir déjà un premier aperçu de la représentativité de l'expérience. Enfin, les incertitudes dues aux données nucléaires seront déterminées pour le cœur AMMON/Référence.

B.2.1 Détermination des sensibilités de la réactivité

Le schéma APOLLO2-MOC a servi à l'obtention des profils de sensibilité aux sections efficaces grâce aux techniques décrites en partie V au §A.2.2.

La réactivité du cœur AMMON est, comme attendu, très sensible à la section efficace de fission et à la multiplicité neutronique de l'²³⁵U surtout dans les groupes de plus basse énergie (groupes thermiques) (Figure 77). La section efficace de diffusion des noyaux lourds impacte peu la réactivité comparée à la section efficace de capture (Figure 77 et Figure 78). En ce qui concerne l'eau, les sensibilités à la section efficace de diffusion et à celle de capture thermique ne sont pas négligeables (+53 pcm/% pour la diffusion (groupe 12) et -50 pcm/% pour la capture au maximum (groupe 15)).

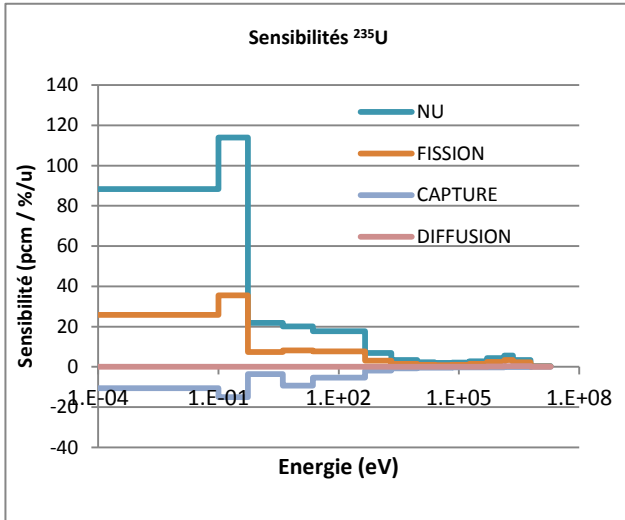


Figure 77 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l' ^{235}U .

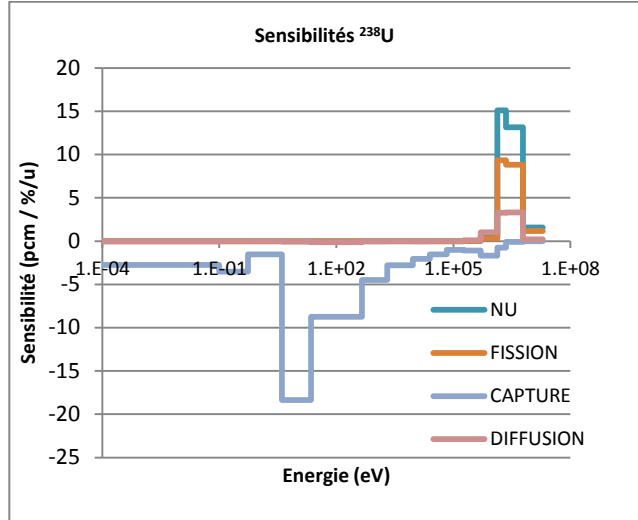


Figure 78 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l' ^{238}U .

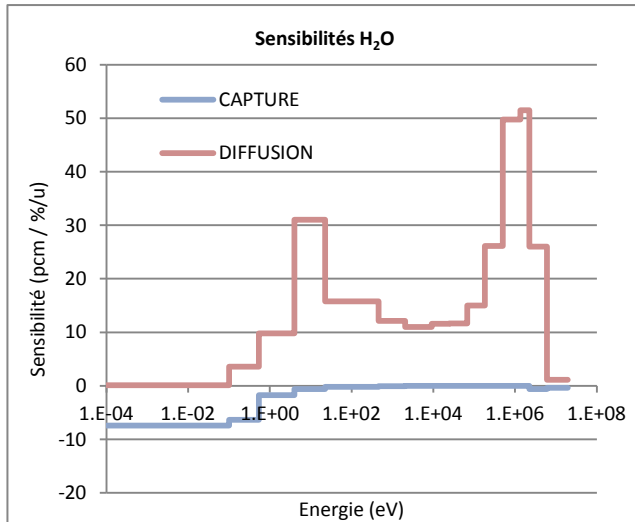


Figure 79 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l'eau.

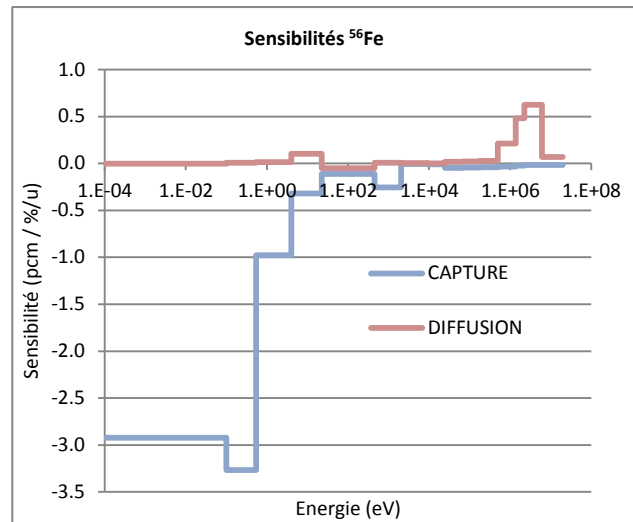


Figure 80 : Profils de sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections du fer.

La comparaison de la sensibilité à la fission et à la capture de ^{235}U (à 1 seul groupe énergétique) par code Monte-Carlo et par le schéma MOC permet de valider le calcul des sensibilités. De plus, la comparaison de ces sensibilités obtenues par la théorie des perturbations (module *sensib*) et par perturbations directes des sections (module *chabint*) montre un excellent accord (Tableau 44) ce qui valide le schéma APOLLO2-MOC pour le calcul de sensibilité aux données nucléaires pour les réactions de capture et de fission.

Code	TRIPOLI4 3D	APOLLO2 MOC	APOLLO2 MOC
Méthode de perturbation	Perturbation directe (FILE 3) du fichier ENDF	Théorie des perturbations	Perturbation directe de la section
Sensibilité de la réactivité à la section de fission de ^{235}U	306 ± 5 pcm/%	306 pcm/%	303 pcm/%
Sensibilité de la réactivité à la section de capture de ^{235}U	-138 ± 5 pcm/%	-142 pcm/%	-141 pcm/%

Tableau 44 : Comparaison des sensibilités totales (de capture et de fission) de ^{235}U selon le schéma utilisé.

Le choix de la détermination des vecteurs de sensibilité à 15 groupes d'énergie plutôt qu'à 6 a été fait afin d'atteindre une représentativité maximale de l'expérience AMMON.

On remarque que les sensibilités de la réactivité aux sections de ^{235}U et de ^{238}U sont plus fortes (en valeur absolue) pour le cœur AMMON/Référence que pour le cœur RJH (Figure 81 et Figure 82). La sensibilité à ^{238}U s'explique par la part plus importante de cet isotope dans l'expérience due à la zone nourricière impliquant un grand nombre de crayons (faiblement enrichis). Cependant, une sensibilité plus forte pour ^{235}U dans AMMON que dans RJH n'est pas une évidence, et cela s'explique par la zone nourricière et également le faible enrichissement en ^{235}U (relativement aux assemblages RJH) des crayons.

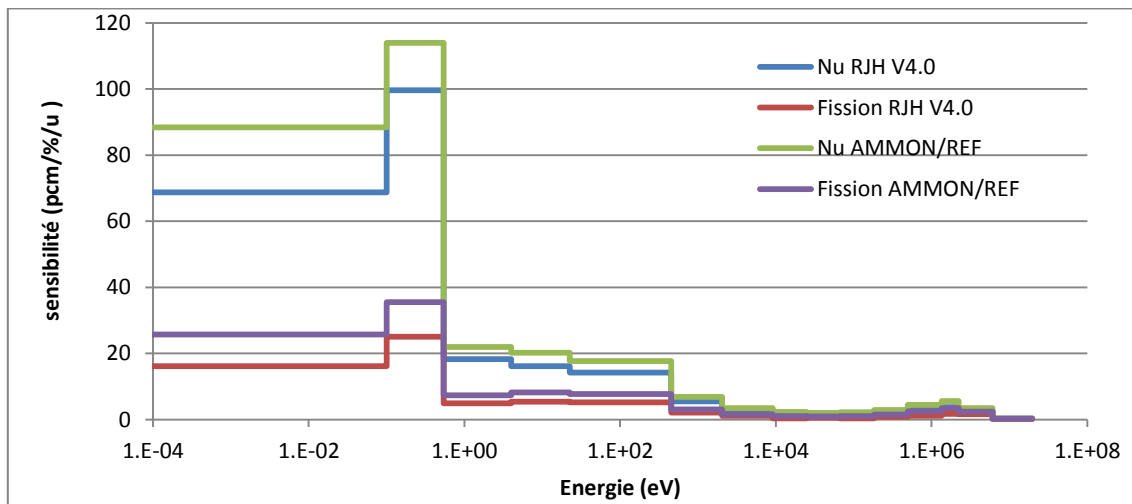


Figure 81 : Profils de sensibilité AMMON/Référence et RJH à la section de fission et à la multiplicité de ^{235}U .

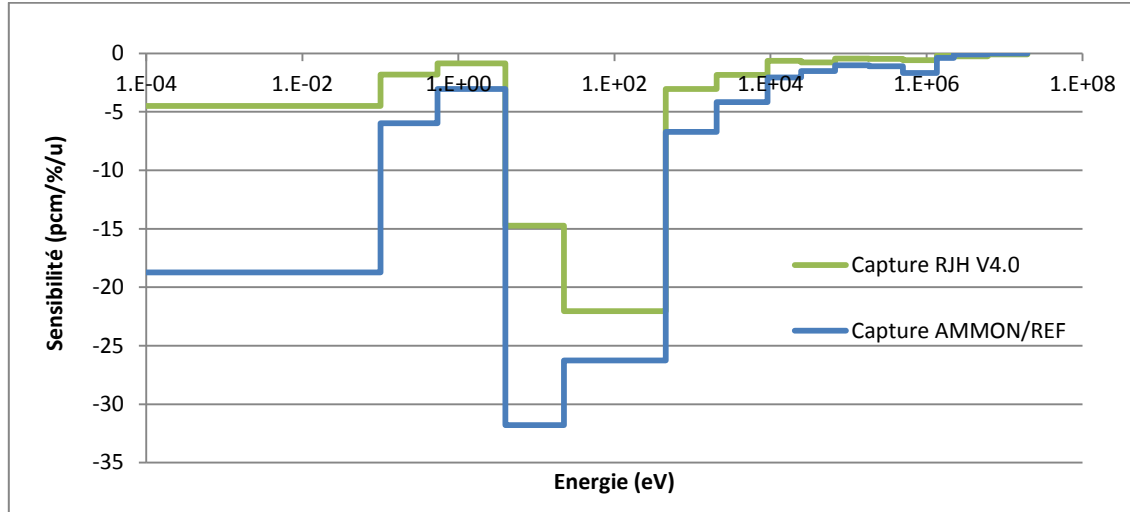


Figure 82 : Profils de sensibilité AMMON/Référence et RJH à la section de capture de ^{238}U .

Nous avons distingué les sensibilités de la réactivité dues aux sections de ^{235}U et de ^{238}U provenant de la zone expérimentale de celles provenant de la zone nourricière⁴⁸. Pour cela, deux ^{235}U et deux ^{238}U identiques ont été créés avec des noms différents afin de séparer les isotopes 235 et 238 de l'uranium des deux combustibles. Un calcul APOLLO2 donne ensuite, à l'aide de la théorie des perturbations, les vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections de ces isotopes. Les tableaux en annexe E.4.2

⁴⁸ L'aluminium a aussi été séparé selon les deux zones mais cela n'a pas d'intérêt sachant que la quasi-totalité de l'aluminium est dans la zone expérimentale. Cela deviendra intéressant pour l'interprétation d'une configuration utilisant des surgaines en aluminium dans la zone nourricière (pour la réaction de capture thermique).

regroupent les vecteurs de sensibilité pour ces isotopes différenciés et pour le cas de référence. On vérifie ainsi la linéarité des vecteurs de sensibilité car pour un isotope i présent dans deux volumes α et β :

$$S_{i_{\alpha+\beta}} = S_{i_{\alpha}} + S_{i_{\beta}} \quad (119)$$

Isotope	²³⁵ U		²³⁸ U	
	Zone nourricière	Zone expérimentale	Zone nourricière	Zone expérimentale
Capture	26%	74%	58%	42%
Fission	40%	60%	74%	26%
Nu	31%	69%	75%	25%
Diffusion	13%	87%	56%	44%

Tableau 45 : Répartition en fonction des zones, des sensibilités de la réactivité du cœur AMMON/Référence aux sections de l'²³⁵U et de l'²³⁸U.

La part de la sensibilité aux sections de l'²³⁵U provient majoritairement de la zone expérimentale contrairement à la sensibilité aux sections de l'²³⁸U qui vient principalement de la zone nourricière ainsi que le présente le Tableau 45. La répartition multigroupe est bien représentée par ces moyennes sauf pour la fission de l'²³⁵U qui varie. La part de la sensibilité provenant de la zone nourricière double entre le groupe le plus rapide (22% pour le groupe 1) et le groupe le plus thermique (44% pour le groupe 15) comme le montre le Tableau 46. Cependant, la sensibilité dans les groupes les plus rapides reste faible et c'est toujours à la section de fission thermique que le cœur est plus sensible.

Groupe \ Zone	Nourricière	Expérimentale	Sensibilité à $\sigma_{fission}^{235U}$ du cœur AMMON/Référence (pcm/%)
1	22%	78%	$3.07.10^{-1}$
2	23%	77%	$2.34.10^{+0}$
3	24%	76%	$1.72.10^{+0}$
4	27%	73%	$2.47.10^{+0}$
5	28%	72%	$1.46.10^{+0}$
6	29%	71%	$1.05.10^{+0}$
7	28%	72%	$9.38.10^{+0}$
8	28%	72%	$1.06.10^{+0}$
9	29%	71%	$2.34.10^{+0}$
10	30%	70%	$4.62.10^{+0}$
11	31%	69%	$2.30.10^{+1}$
12	31%	69%	$1.42.10^{+1}$
13	34%	66%	$1.47.10^{+1}$
14	38%	62%	$5.98.10^{+1}$
15	44%	56%	$1.76.10^{+2}$

Tableau 46 : Répartition entre les deux zones du vecteur de sensibilité à la fission de l'²³⁵U

Donc la sensibilité à la fission de l'²³⁵U vient à 40% de la zone nourricière (122 pcm/%) et à 60% de la zone expérimentale (184 pcm/%). Cette dernière est à comparer à la sensibilité du RJH (197 pcm/%) et à la sensibilité d'un réseau infini (radialement) d'assemblages RJH (157 pcm/%). De plus, la sensibilité d'un réseau infini de crayons UO₂ (identiques à ceux de la zone nourricière) est de 373 pcm/% ce qui est bien plus important que la sensibilité d'un réseau d'assemblages RJH. Cela vient du faible enrichissement des crayons (3.7%) par rapport aux assemblages (27%) et l'étude des sensibilités pour ces deux réseaux en fonction de l'enrichissement (à rapport de modération constant et avec une perturbation constante de la section) montre que la sensibilité augmente au fur et à mesure que l'enrichissement diminue et que la sensibilité des assemblages est bien plus importante que celle des crayons à même enrichissement (se reporter au développement en annexe E.2).

La zone expérimentale a donc une sensibilité (à la fission de ^{235}U) proche de celle du RJH et la sensibilité totale (à la fission de ^{235}U) du cœur AMMON/Référence est de l'ordre de 300 pcm/% par la contribution de la zone nourricière.

La propagation des incertitudes en utilisant les matrices de variance-covariance est quasi-immédiate, on obtient ainsi les incertitudes associées aux sections efficaces.

B.2.2 Propagation des incertitudes des sections efficaces

Le Tableau 47 rassemble les résultats des calculs d'incertitudes effectués à partir des vecteurs de sensibilité et des matrices de variance-covariance. De même que précédemment, le terme de diffusion, s'il n'est pas différencié, regroupe les deux réactions de diffusion élastique et inélastique car les vecteurs de sensibilité des isotopes concernés regroupent les deux types de diffusion.

Isotope	Réaction	Incrtitude (pcm)
^{235}U	Nu	336
	Fission	201
	Capture	187
	Diffusion	9
	Corrélations inter-réactions	182
^{238}U	Nu	26
	Fission	130
	Capture	156
	Diffusion	58
	Corrélations inter-réactions	(-)135
^{27}Al	Capture	177
	Diffusion élastique	150
	Diffusion inélastique	272
	Corrélations inter-réactions	186
H_2O	Capture	50
	Diffusion élastique	148
^{56}Fe	Capture	82
	Diffusion	7
TOTAL		665

Tableau 47 : Incertitudes de la réactivité d'AMMON/Référence (1σ) dues aux sections efficaces (le signe (-) signifie une anti-corrélation).

L'incertitude totale *a priori* sur la réactivité du cœur AMMON/Référence due aux sections efficaces est de 665 pcm. Cette incertitude est plus forte que celle calculée pour le RJH (en partie III §C). Cela s'explique par les sensibilités aux sections de ^{235}U et de ^{238}U plus importantes dans le cas d'AMMON (Figure 81 et Figure 82). De plus, la sensibilité à la diffusion inélastique de l'aluminium dans le cas d'AMMON est légèrement supérieure à celle du RJH et explique les 272 pcm (252 pcm pour le RJH).

L'incertitude sur la réactivité venant du spectre de fission des neutrons prompts de ^{235}U est évaluée à 52 pcm. La matrice utilisée est celle présentée en partie III au §B.2.1.2 et les vecteurs de sensibilités sont contraints (c'est-à-dire que les perturbations respectent la condition de normalisation du spectre d'émission des neutrons prompts). L'incertitude est, pour AMMON/Référence, plus élevée que dans le cas du RJH.

Avec la distinction des isotopes ^{235}U et ^{238}U entre la zone expérimentale et la zone nourricière, on peut également différencier la part de variance venant d'un de ces isotopes dans les deux régions séparément et la covariance entre les deux régions car avec les propriétés de la variance ($I_{\alpha+\beta}^2$) on a :

$$I_{\alpha+\beta}^2 = I_{\alpha}^2 + I_{\beta}^2 + 2cov(\alpha, \beta) \quad (120)$$

$$I_{Z_{exp}+Z_{nour}}^2 = S_{Z_{exp}}^t MS_{Z_{exp}} + S_{Z_{nour}}^t MS_{Z_{nour}} + 2S_{Z_{exp}}^t MS_{Z_{nour}} \quad (121)$$

		I _{ZExp} (pcm)	I _{ZNour} (pcm)	Cov(Zone _{exp} , Zone _{nour}) (pcm)	I _{tot} (pcm)
²³⁵ U	Nu	234	102	154	336
	Fission	128	74	97	201
	Capture	143	44	79	187
²³⁸ U	Fission	33	97	57	130
	Capture	65	92	76	156
	Diffusion	25	34	29	58

Tableau 48 : Incertitudes provenant de la zone nourricière (Z_{Nour}) et de la zone expérimentale (Z_{Exp}) pour les sections de l'²³⁵U et de l'²³⁸U.

Le Tableau 48 montre que l'incertitude provenant des sections de l'²³⁵U vient principalement de la zone expérimentale et du couplage des deux zones. Par contre, l'incertitude due aux sections de l'²³⁸U est principalement originaire de la zone nourricière et du couplage. Ceci est une conséquence directe de ce qui a été observé sur les profils de sensibilité, à savoir une plus forte sensibilité aux sections de l'²³⁸U provenant de la zone nourricière (des 623 crayons UO₂) et une sensibilité plus importante pour la zone expérimentale en ce qui concerne les sections de l'²³⁵U (Tableau 45).

B.2.3 Impact des distributions angulaires

De la même manière que précédemment, dans le cas du RJH (en partie III au §C.3), l'impact des distributions angulaires de diffusion élastique de l'aluminium a été estimé par la simulation du cœur AMMON/Référence avec différentes grilles énergétiques (une grille dite « fine », car possédant moins de points en énergie que celle de JEFF-3.1.1, et la grille énergétique d'origine (de JEFF-3.1.1) et l'utilisation de distributions angulaires résultant d'un calcul CONRAD utilisant le formalisme de Blatt et Biedenharn (en dessous de 850 keV).

Modification	Effet en réactivité	Ecart-type
²⁷ Al isotrope dans le centre de masse	+1382 ± 5 pcm	75 pcm
²⁷ Al avec distributions angulaires générées sur une grille fine	+55 ± 5 pcm	
²⁷ Al avec distributions angulaires générées sur la grille JEFF-3.1.1	+66 ± 5 pcm	
²⁷ Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de JENDL-4	-96 ± 5 pcm	
²⁷ Al JEFF-3.1.1 avec distributions angulaires de TENDL-2011	-16 ± 5 pcm	

Tableau 49: Effets en réactivité sur le cœur AMMON/Référence des modifications sur les distributions angulaires de l'²⁷Al.

Le Tableau 49 résume les effets en réactivité des différentes distributions angulaires utilisées pour l'²⁷Al. L'impact sur la réactivité de 1382 pcm dans le cas d'un ²⁷Al isotrope est dû à la présence de grands blocs de cet isotope dans le cœur (casier) qui permettent la diffusion. Toutefois, la description des distributions angulaires ne représente pas un effet prépondérant sur la réactivité : l'impact sur la réactivité ne dépasse pas 100 pcm quelle qu'en soit l'origine.

Ainsi, l'effet des distributions angulaires de l'aluminium sur la réactivité du cœur AMMON/Référence est assez limité. Nous retiendrons un écart-type de 75 pcm que nous intégrerons au bilan total des incertitudes dues aux données nucléaires.

Remarque :

Une perturbation de +10% sur les coefficients d'ordre 1 des polynômes de Legendre donne un effet en réactivité de -155 ± 4 pcm. Cet effet est du même ordre de grandeur (un peu plus faible) que celui trouvé pour le RJH (voir en partie III au §C.3.2).

B.2.4 Conclusion sur les incertitudes des données nucléaires

La détermination des sensibilités de la réactivité aux données nucléaires par la théorie des perturbations a été validée par des perturbations directes à l'aide des deux schémas (déterministe et stochastique). L'incertitude retenue sur la réactivité du cœur AMMON/Référence due aux sections efficaces est de 665 pcm (1σ) et une incertitude de 75 pcm provient des distributions angulaires de l'aluminium. **L'incertitude totale est donc de 671 pcm pour AMMON/Référence à 1σ .**

Les profils de sensibilité montrent une très forte sensibilité aux sections de l' ^{235}U et de l' ^{27}Al et la différenciation des isotopes de l'uranium entre les deux zones du cœur AMMON/Référence explique l'écart observé sur le niveau des sensibilités entre AMMON/Référence et le RJH. Néanmoins, les profils de sensibilités entre AMMON/Référence et RJH sont proches ce qui est le signe d'une bonne représentativité entre les deux cœurs.

B.3 Conclusions de la détermination des incertitudes

La détermination des incertitudes dues aux données technologiques et leurs propagations donnent, après une réduction statistique de l'incertitude induite par les assemblages RJH situés dans la zone expérimentale :

$$\sigma_{\text{Techno AMMON}} = 340 \text{ pcm}$$

L'étude de sensibilité de la réactivité aux données nucléaires à la fois par le schéma déterministe (utilisation de la théorie des perturbations exactes) et par des calculs de perturbations directes avec le schéma stochastique ont permis la propagation des incertitudes des données nucléaires (sections efficaces neutroniques, ν , distributions angulaires, spectre de fission) sur la réactivité. Ainsi, l'incertitude totale concernant les données nucléaires sur la réactivité du cœur AMMON/Référence est de :

$$\sigma_{\text{DNB AMMON}} = 671 \text{ pcm}$$

C COMPARAISONS CALCULS – EXPÉRIENCES

Les comparaisons Calculs – Expériences établies ci-après permettent la qualification des données nucléaires (détermination d'un biais). Ces comparaisons sont réalisées pour chaque grandeur neutronique étudiée. On se concentrera sur la réactivité du cœur AMMON-Référence. Toutefois, on s'intéressera également aux grandeurs locales (distributions de puissance), de façon à s'assurer de l'absence de biais de modélisation dans le schéma de calcul TRIPOLI4.

C.1 Ecart Calcul – Expérience sur la réactivité

La configuration critique du cœur AMMON/Référence a été obtenue par approche sous-critique sur le niveau d'eau et sur les barres de contrôle. Ses caractéristiques sont (voir Figure 83) :

- une zone expérimentale contenant 7 assemblages RJH,
- une zone nourricière comprenant 623 crayons UO_2 enrichis à 3.7 % en ^{235}U et surgainés par de l'acier inoxydable,
- 20 barres de contrôle et de sécurité extraites,
- une barre de pilotage en B_4C à la cote critique de $270 \pm 5 \text{ mm}$,
- une concentration nulle en ^{10}B .

Dans cette configuration, le temps de doublement mesuré (voir partie I §C.3.1.1) est de $17.96 \pm 0.1 \text{ s}$. Il correspond à l'excès de réactivité du cœur suite à l'extraction complète de la barre de pilotage à

partir de sa cote critique. En utilisant la courbe de Nordheim du cœur AMMON/Référence, on obtient une réactivité de 184 ± 9 pcm. L'incertitude expérimentale contient à la fois l'incertitude de mesure et l'incertitude sur les paramètres cinétiques (fraction de neutrons retardés et temps de vie des neutrons prompts) utilisés pour construire la courbe de Nordheim.

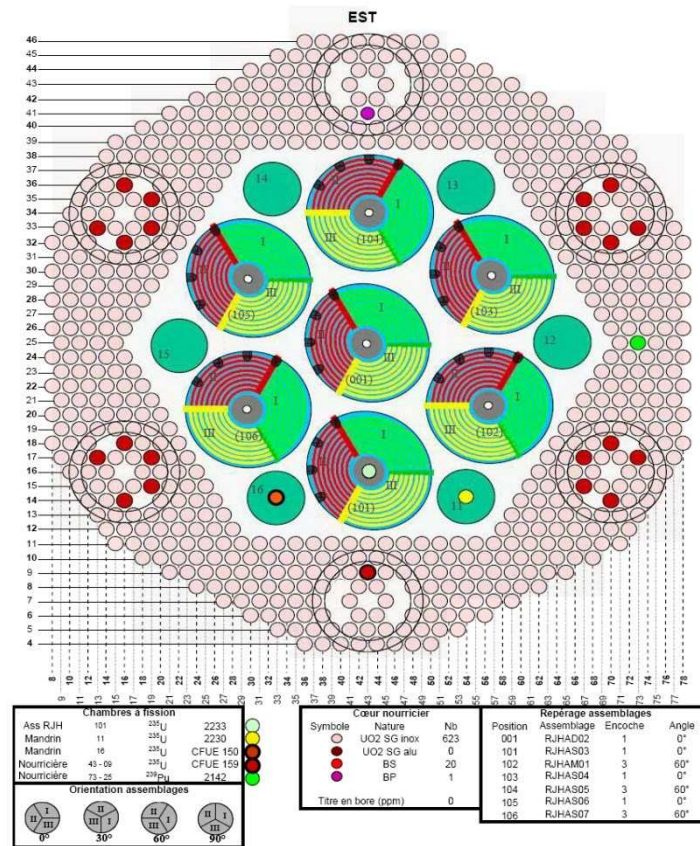


Figure 83 : Configuration de l'état critique de référence

Le calcul Monte-Carlo TRIPOLI4 avec la bibliothèque CEA2005 V5 (basée sur JEFF-3.1.1) donne une valeur de la réactivité de $+560$ pcm ± 3 pcm à 1 sigma (incertitude statistique de convergence du code).

L'incertitude totale (1σ) sur l'écart C-E est déterminée par la somme quadratique des incertitudes sur le Calcul et l'Expérience venant :

- de la mesure : ± 9 pcm
- de la convergence du calcul : ± 3 pcm
- des données nucléaires (cf. partie V, §B.2.4) : ± 671 pcm
- des données technologiques (cf. partie V, §B.1.4) : ± 340 pcm

Ainsi, l'écart entre le calcul et l'expérience (C-E) sur la réactivité du cœur AMMON/Référence est de [87] :

$$+376 \pm 752 \text{ pcm}$$

L'écart Calcul- Expérience constaté est donc cohérent avec le cumul des incertitudes sur les données nucléaires et sur les données technologiques.

C.2 Ecarts Calculs – Expériences sur les distributions de puissance

La mesure des distributions de taux de fission axiale et radiale dans la zone nourricière répond à un double objectif :

- s'assurer que les schémas de calcul (APOLLO2-MOC et TRIPOLI4) reproduisent bien ces distributions.
- Permettre de mesurer le laplacien axial et donc les fuites axiales (ce qui servira pour le calcul des fuites de la zone nourricière par le code APOLLO2).

La mesure des distributions de taux de fission de la zone nourricière a été réalisée à la fois sur les crayons radialement au centre de la zone nourricière (afin de vérifier l'établissement du mode fondamental) et sur les crayons faces à la cheminée de la zone expérimentale afin de bien caractériser l'interface commune aux deux zones.

Les écarts calculs – expériences des distributions de puissance sont présentés ici sur les assemblages RJH (distribution macroscopique de la puissance dans la zone expérimentale), les profils axiaux de puissance sur les plaques et les crayons (pour le calcul des fuites) et la distribution radiale de la puissance des crayons et des assemblages.

C.2.1 Distribution de puissance des assemblages RJH

Le taux de fission total des assemblages a été mesuré par spectrométrie gamma par pic particulier (pic ^{92}Sr à 1384 keV, voir partie I §C.3.2). L'incertitude associée à la mesure est de 0.6 % à 0.8 % (1σ).

Les mesures montrent que les taux de fission dans les six assemblages périphériques sont cohérents entre eux et sont inférieurs d'environ 10 % à celui de l'assemblage central.

Le calcul de la puissance des assemblages RJH normalisée sur la puissance moyenne donne des écarts dans l'intervalle à 2σ de l'incertitude (0.6 % à 0.8 % (1σ) d'incertitude expérimentale et 0.1 % (1σ) d'incertitude venant de la convergence statistique du code de calcul). Ces résultats sont présentés sur la Figure 84.

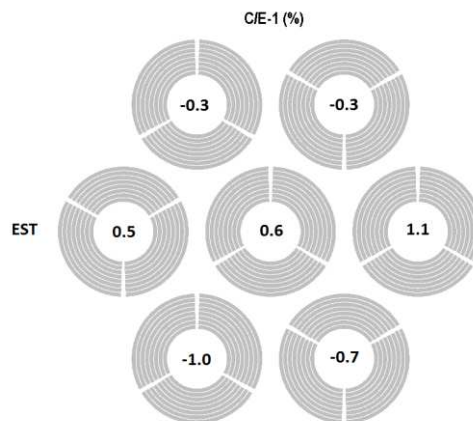


Figure 84 : Ecarts (en %) ($\text{Calcul}_{\text{TRIPOLI4}} / \text{Expérience} - 1$) de la puissance assemblage.

La puissance des assemblages est donc bien reproduite par le calcul.

C.2.2 Distribution axiale de puissance des assemblages RJH

Les mesures de la distribution axiale du taux de fission de la zone expérimentale ont été réalisées par spectrométrie gamma intégrale (voir en partie I au §C.3.1) et par pic particulier.

Les mesures par pic particulier ont été réalisées sur le ^{135}Xe et le ^{135}I , et les mesures intégrales rassemblent les énergies supérieures à 550 keV.

Une plaque est mesurée avant irradiation pour connaître l'activité résiduelle et, dans le cas de la spectrométrie gamma intégrale, une plaque du même assemblage que la plaque mesurée sert à la détermination de la décroissance de l'activité au cours du temps. Les plaques mesurées sont celles de l'assemblage démontable en position centrale 001 (plaques 1, 4, 7 et 8 du secteur 2) et en position périphérique 101 (plaques 6 des secteurs 1 et 3).

Les mesures de la distribution axiale de puissance par pic particulier sur les plaques 1, 4, 7 du secteur 2 de l'assemblage démontable en position centrale sont cohérentes (Figure 85). La valeur du laplacien axial obtenu est $B_z^2 = 1.53 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-2} \pm 0.4\%$ (1σ). Les valeurs obtenues par les deux types de spectrométrie sont cohérentes à 2σ . La spectrométrie par pic particulier a été utilisée sur ces mesures de taux fission axial car la présence des inserts borés perturbe le flux et la spectrométrie intégrale n'est alors plus efficace (en dehors du mode fondamental). Cependant, la cohérence à 2σ entre les résultats des mesures de ces deux techniques indique que les variations de spectre induites par les inserts borés influent peu sur le rendement de fission moyen du combustible.

Le découpage axial des plaques dans la modélisation TRIPOLI4 permet de déterminer le profil axial du taux de fission de celles-ci avec une bonne convergence (0.3% à 1σ avec des volumes de 0.5cm de hauteur aux bouts des plaques à 2cm au centre).

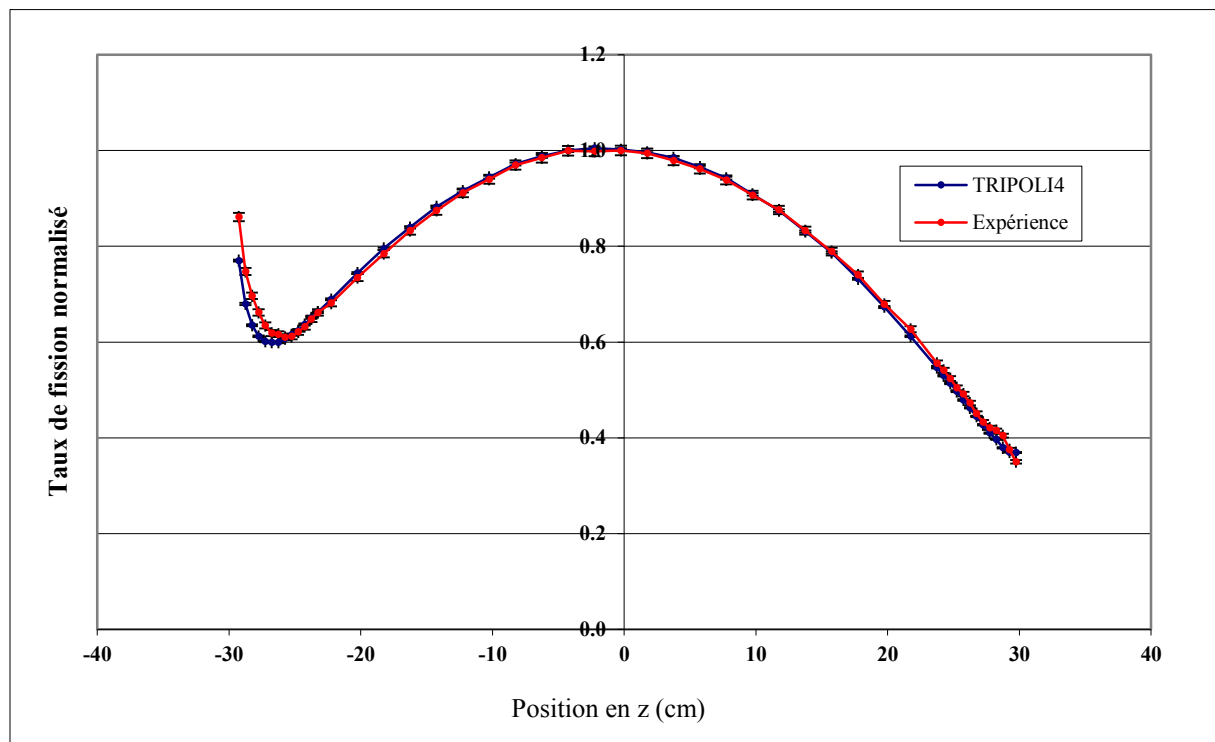
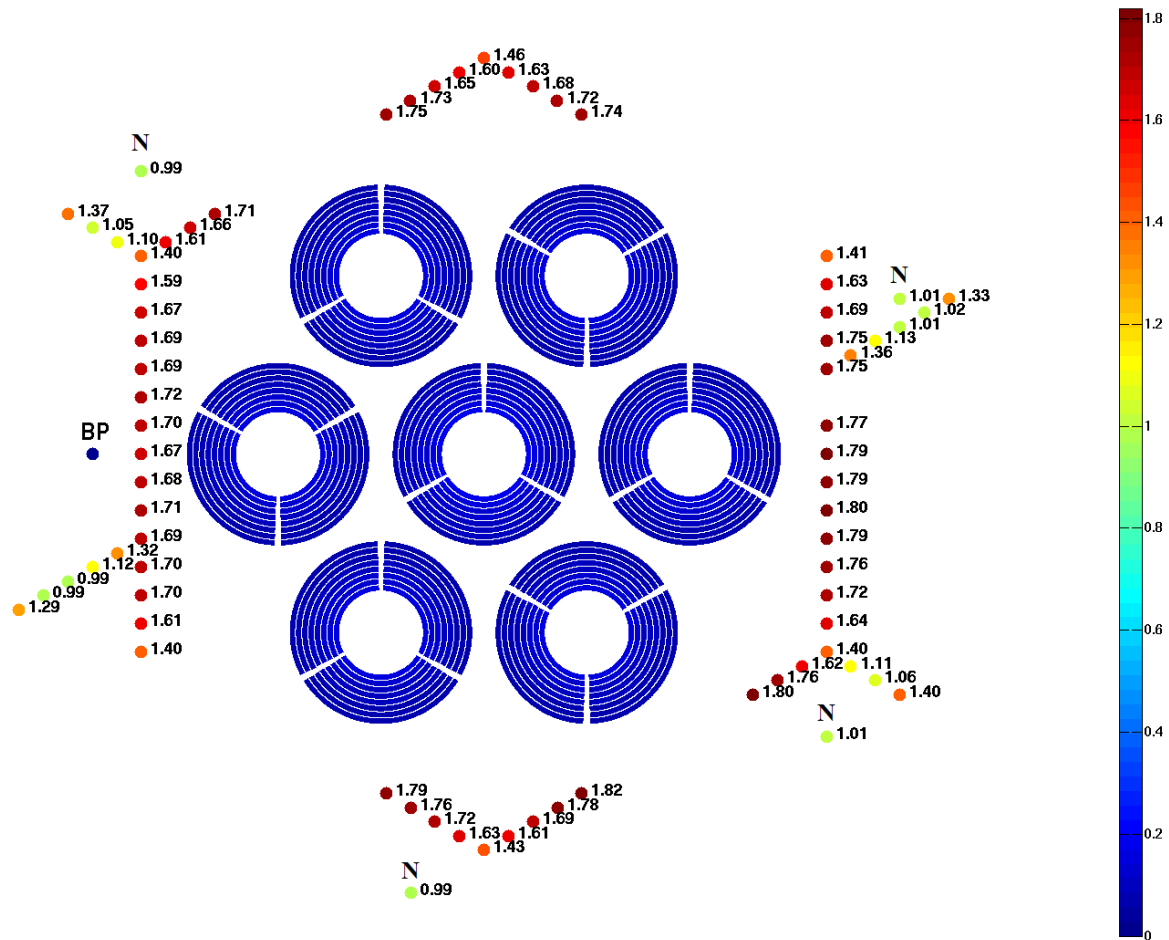


Figure 85 : Profil axial du taux de fission de la plaque 7, secteur II de l'assemblage démontable en position 001 mesuré par spectrométrie gamma (pic Xe) et simulé par TRIPOLI4.

L'écart entre la mesure et le calcul du profil du taux de fission normalisé (à la moyenne) est inférieur à 1 % dans la zone centrale. Ce faible écart est donc dans l'intervalle de l'incertitude à 2σ (environ 1 % d'incertitude expérimentale et 0.3 % d'incertitude statistique de calcul). Des écarts légèrement plus élevés sont observés aux extrémités du combustible.

C.2.3 Distribution radiale des taux de fission dans la zone nourricière

La mesure a été réalisée par spectrométrie gamma intégrale (cf. partie I, §C.3.2), sur l'ensemble des crayons indiqués sur la Figure 86. La collimation en tungstène a été réglée de façon à viser les crayons sur 7 cm autour du plan médian du cœur. Les taux de fission mesurés, présentés en Figure 86, ont été normalisés par rapport à la moyenne des taux de fission mesurés sur quatre crayons de normalisation placés de façon symétrique au centre de la zone nourricière (donc supposés en mode fondamental).



L'incertitude expérimentale type obtenue est de 2% (2σ).

Les crayons proches de la zone expérimentale et sur la frontière extérieure de la zone nourricière ont une puissance plus élevée que les crayons au centre du réseau. En effet, les crayons au bord de la cheminée ont une puissance de 40 % (pour les crayons dans les angles) à 80 % (pour les crayons aux centres des faces) plus élevée que les crayons de normalisation. Ceci s'explique par la sur-modération des crayons extérieurs (due à la présence de polystyrène entre zones expérimentale et nourricière) et par le fait que les crayons au milieu des faces du casier sont en regard des assemblages RJH.

La présence de la barre de pilotage (BP) sur la face *EST* justifie les taux de fission un peu plus faibles que ceux mesurés dans les positons symétriques de la face *OUEST* (1.7 environ à l'est pour 1.8 environ à l'ouest).

Le découpage des crayons dans la modélisation TRIPOLI4 permet la comparaison du calcul à l'expérience (découpage des crayons sur une hauteur de 7 cm autour du plan médian cœur). La normalisation des taux de fission est réalisée par rapport aux crayons de normalisation situés au milieu

de la zone nourricière (en mode fondamental, dans les positions repérables sur la Figure 100 en annexe E.3). La Figure 87 présente les écarts observés entre les résultats de la simulation avec TRIPOLI4 et l'expérience sur la distribution de puissance des crayons de la zone nourricière. Les écarts calcul-expérience élevés sur la puissance des crayons en bordure de la zone expérimentale peuvent s'expliquer en partie par l'épaisseur de la lame d'eau séparant cette rangée de crayons et la cheminée (voir également en partie V, le §B.1.1.4). En effet, une diminution de 1mm (ce qui correspond à 2 sigmas de l'incertitude technologique) de cette lame d'eau réduit en moyenne de 4 % les écarts Calcul – Expérience pour les crayons concernés. S'agissant des crayons en travers de la zone nourricière, les écarts sont de l'ordre de l'incertitude expérimentale (1 % à 1σ).

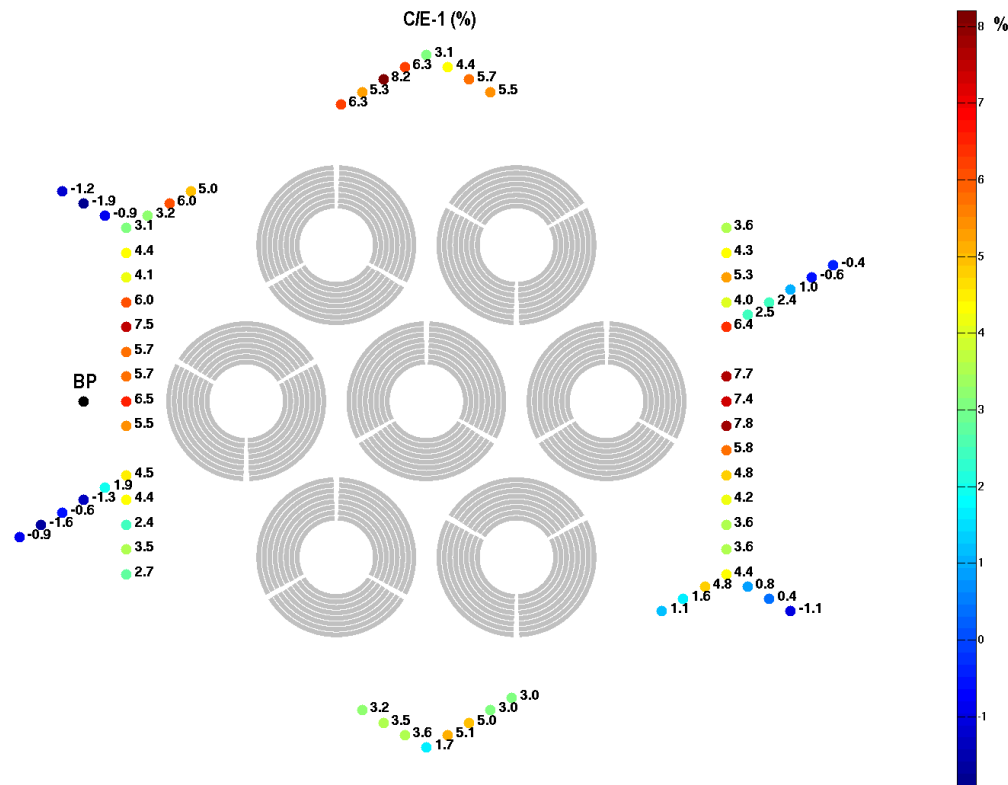


Figure 87 : Ecarts (en %) Calcul (TRIPOLI4) - Expérience des taux de fission des crayons de la zone nourricière.

On remarque que l'écart est maximum aux centres des deux faces de l'hexagone où les taux de fission des crayons ont pu être mesurés (jusqu'à 7.8 % d'écart). L'extraction des crayons au centre des autres faces n'a pas été possible à cause de la présence des fourreaux des barres de sécurité.

C.2.4 Distribution axiale des taux de fission dans la zone nourricière

Les mesures de la distribution axiale du taux de fission de la zone nourricière ont été réalisées par spectrométrie gamma intégrale et par chambre à fission.

Les mesures par chambre à fission (voir en partie I, au §C.3.1) ont été effectuées en positions 49_11, 52_08 et 54_06 pour la chambre ^{235}U et en 49_11 pour la chambre ^{237}Np (se reporter à la Figure 100 en annexe E.3 pour les positions des crayons dans la zone nourricière) en remplacement du crayon combustible initialement présent. Les mesures sont ensuite normalisées au taux de comptage des chambres à fission présentes et fixes dans le cœur lors de l'ensemble des mesures.

Les mesures par spectrométrie gamma intégrale ont été réalisées en extrayant de la zone nourricière les crayons aux mêmes positions que celles des mesures par chambre à fission.

Sachant qu'en mode fondamental, le profil axial de taux de fission suit une loi en cosinus ($\cos(B_z \cdot z)$), on peut alors aisément accéder au laplacien axial B_z^2 .

Les valeurs du laplacien axial extrait des mesures et des calculs sont présentées dans le Tableau 50

	B_z^2 mesuré (10^{-3} cm^{-2})	B_z^2 calculé (10^{-3} cm^{-2})
chambre à fission ^{235}U 52_08	$1,435 \pm 0,005$	$1,444 \pm 0,002$
chambre à fission ^{235}U 54_06	$1,456 \pm 0,006$	$1,434 \pm 0,002$

Tableau 50 : Laplacien axiaux de la zone nourricière venant des mesures par chambre à fission et simulation TRIPOLI4.

En moyenne on retiendra la valeur de : $B_z^2 = 1.44 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \pm 0.4\% (1\sigma)$

Les incertitudes expérimentales intègrent à la fois les incertitudes de mesure (comptage et reproductibilité) et les incertitudes dues à la méthode d'extraction du B_z^2 par moindres carrés.

Le découpage des crayons de la zone nourricière dans la modélisation TRIPOLI4 permet d'obtenir les taux de fission dans les crayons en fonction de la hauteur. De même, la modélisation d'une chambre à fission à la place d'un crayon et son découpage axial permet, en un seul calcul, d'obtenir le profil axial du taux de fission à l'emplacement désiré.

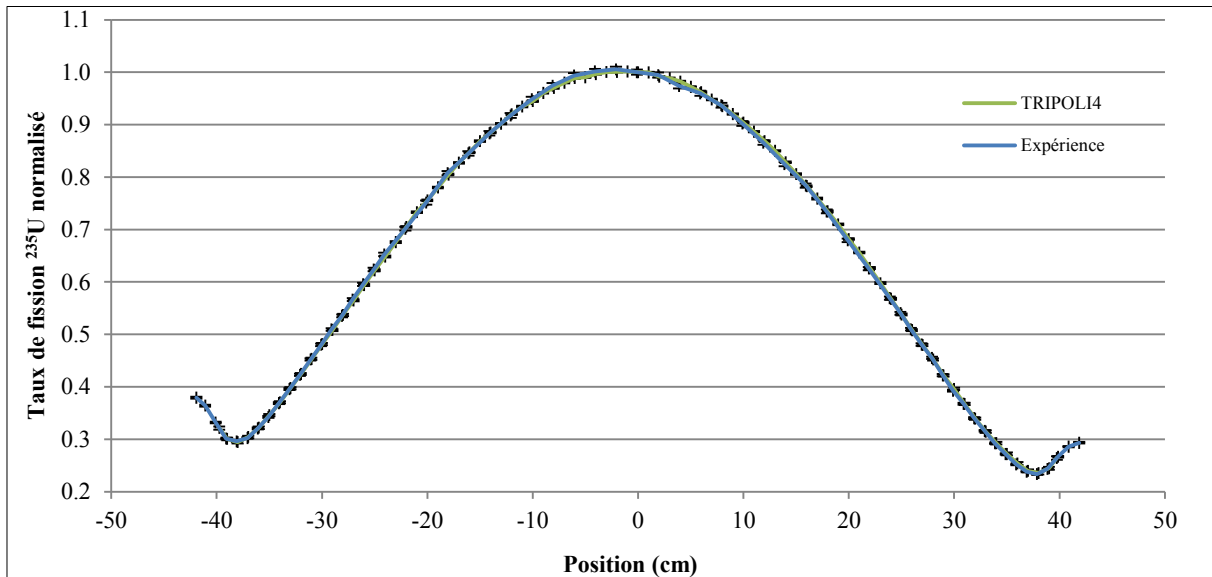


Figure 88 : Mesure du taux de fission par chambre à fission (^{235}U) à l'emplacement 52_08 en fonction de l'axe z.

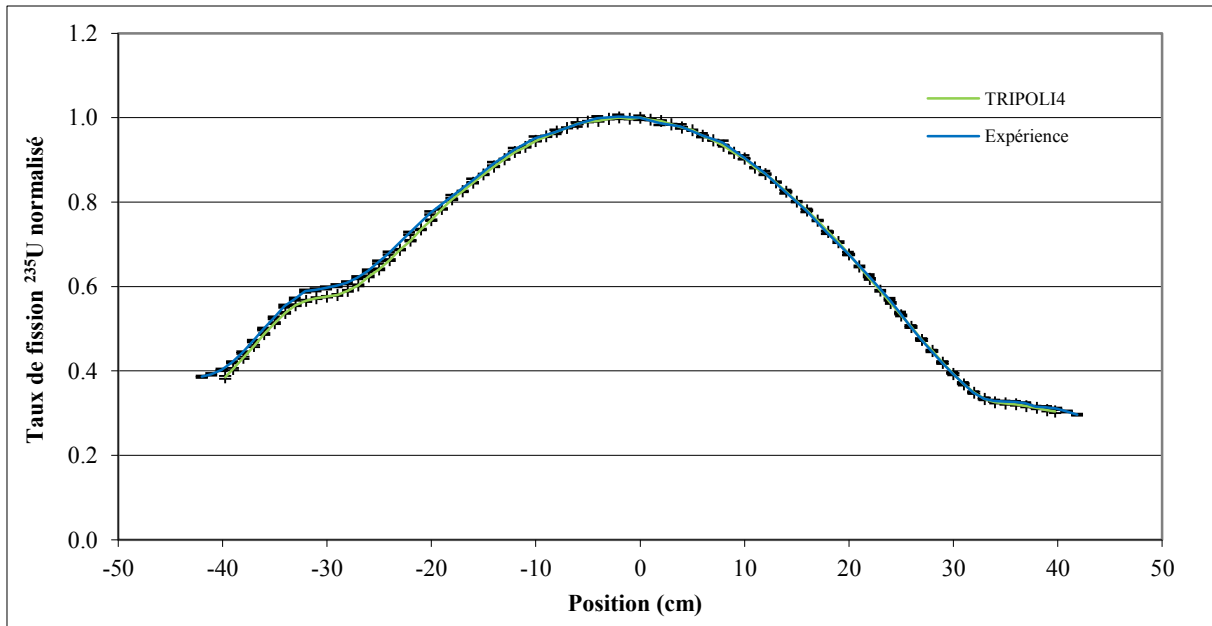


Figure 89 : Mesure du taux de fission par chambre à fission (^{235}U) à l'emplacement 49_11 en fonction de l'axe z.

Le profil établi sur la Figure 88 est représentatif d'un crayon en réseau infini avec sa forme en cosinus et les remontées sur les extrémités dues à la sur-modération provoquée par les embouts. Effectivement, la position 52_08 est au milieu de la zone nourricière contrairement à la position 49_11 qui est à l'interface avec la zone expérimentale et même en regard direct avec les plaques du secteur III de l'assemblage 101. Deux effets caractéristiques de cette dernière position peuvent être observés sur la Figure 89.

Tout d'abord, au plan médian, la forme sinusoïdale est bien établie contrairement à l'extrémité basse où l'on observe une augmentation du taux de fission. Cette partie basse se situe à plus de 30 cm en dessous du plan médian et donc au niveau du pied de l'assemblage 101 où il n'y a plus de matière fissile mais des structures en aluminium et de l'eau. Cette sur-modération locale provoque l'augmentation du taux de fission observé.

Ensuite, sur l'extrémité haute du crayon, aucune remontée n'est observée cela est dû à l'écrasement du flux par les plaquettes en aluminium boré dans les plaques RJH.

L'incertitude expérimentale est de 0.5% (1σ) et l'incertitude de convergence des calculs est de 0.2% (1σ). Les écarts observés entre le calcul et l'expérience sont faibles et compris dans l'intervalle d'incertitude expérimentale à 2σ .

C.3 Conclusions de l'interprétation

Les comparaisons calculs – expérience ont été menées sur la réactivité et sur les distributions de puissance des crayons (axialement et radialement) et des assemblages (axiales des plaques et sur les assemblages). Les écarts observés entre les simulations et l'expérience restent dans l'incertitude de mesure pour les distributions axiales (plaques et crayons) et la puissance des assemblages.

Des écarts plus importants ont été relevés à l'interface sur les taux de fission des crayons au plan médian cœur, une surestimation systématique du schéma indique que cette partie de l'expérience nécessite une investigation plus poussée.

Le calcul de la réactivité présente un biais qui est couvert par le niveau des incertitudes à 1σ (venant des données technologiques, des données nucléaires, de la mesure et du calcul).

$$\rho = +376 \pm 750 pcm$$

L'interprétation de la configuration AMMON/Référence par un schéma de calcul stochastique a permis la qualification des données nucléaires utilisées. Le biais observé sur la réactivité et les incertitudes associées aux données nucléaires de base peuvent donc être transposés au cas du RJH par la méthode de la représentativité.

La partie suivante s'attache à la transposition du biais et des incertitudes dues aux données nucléaires sur la réactivité du cœur RJH. Cette étude est justifiée par les bons accords calculs – expériences obtenus lors de l'interprétation du programme AMMON/Référence.

D TRANSPOSITION DES BIAIS ET INCERTITUDES DE LA RÉACTIVITÉ AU CAS DU RJH

L'étude de représentativité quantifie l'adéquation, d'un point de vue neutronique, entre deux cœurs de réacteurs nucléaires par l'intermédiaire des vecteurs de sensibilité. C'est le produit scalaire défini par les matrices de variance-covariance qui donne la projection des vecteurs entre eux et donc la similitude sur le profil de sensibilité. Une bonne représentativité justifie l'apport des informations de l'expérience au réacteur qui résulte en une réduction des incertitudes venant des données nucléaires. Cette réduction est possible grâce à un coefficient de transfert (basé sur le théorème de Bayes) et est plus ou moins significative selon le poids de l'expérience (poids des incertitudes dues aux données nucléaires par rapport aux données technologiques) et la représentativité.

Le calcul de la représentativité de l'expérience AMMON/Référence par rapport au RJH (U_3Si_2Al enrichi à 19.75%) est tout d'abord présenté, puis la transposition de l'écart calcul-expérience et la réduction d'incertitudes seront effectués pour conclure sur le biais et l'incertitude *a posteriori* à appliquer au RJH.

D.1 Facteur de représentativité

Le calcul du facteur de représentativité à partir des vecteurs de sensibilités précédemment déterminés et des matrices de variances-covariances présentées en partie III au §B (équation (70)) aboutit à :

$$r_{(RJH_{19.75\%}, AMMON)} = \frac{S_{RJH}^t M S_{AMMON}}{\sqrt{(S_{RJH}^t M S_{RJH})(S_{AMMON}^t M S_{AMMON})}} = 0.93$$

La représentativité de la configuration de référence d'AMMON est donc très bonne (>0.9) et permet une réduction des incertitudes applicables à la réactivité début de vie du RJH.

Remarque :

On peut définir de la même manière des facteurs de représentativité partiels pour chaque isotope ou chaque réaction en ne prenant que les vecteurs de sensibilité et les matrices correspondants. Ces représentativités partielles permettent d'analyser plus finement l'origine d'un écart entre le réacteur et l'expérience. Le Tableau 51 regroupe les valeurs des représentativités partielles par isotope et par réaction. Il est important de retenir que le coefficient de représentativité n'est pas déductible des représentativités partielles car elles ne prennent pas en compte les covariances entre les réactions.

	Tous isotopes	²³⁵ U	²³⁸ U	²⁷ Al	H ₂ O
Toutes réactions	0,93	0,996	0,863	0,964	0,992
Nu	0,999	1,000	0,997	x	x
Fission	0,936	0,997	0,974	x	x
Capture	0,890	0,996	0,966	0,969	1,000
Diffusion élastique	0,974	0,999	0,998	0,993	0,998
Spectre	1,000	1,000	x	x	x

Tableau 51 : Représentativités partielles AMMON/RJH selon les isotopes et les réactions.

La représentativité de 0.93 d'AMMON par rapport à RJH_{19.75%} est donc due au très bon accord sur les sensibilités de l'²³⁵U, l'²⁷Al et l'eau et un peu moins bon sur l'²³⁸U (qui provient des réactions de fission et de capture). De plus, les mauvaises représentativités partielles des isotopes de moindre importance pour la réactivité tels que le fer et le béryllium (0.42 pour le fer et 0 pour le béryllium) diminuent les représentativités partielles de la capture et de la diffusion élastique et donc également la représentativité globale de l'expérience.

Le mauvais accord à hautes énergies entre les profils de sensibilité de la réactivité des deux cœurs à la section de fission de l'²³⁸U (au-delà du MeV, lorsque la réaction de fission devient prépondérante sur la réaction de capture) a pour conséquence une dégradation de la représentativité partielle de la fission de l'²³⁸U (Figure 90).

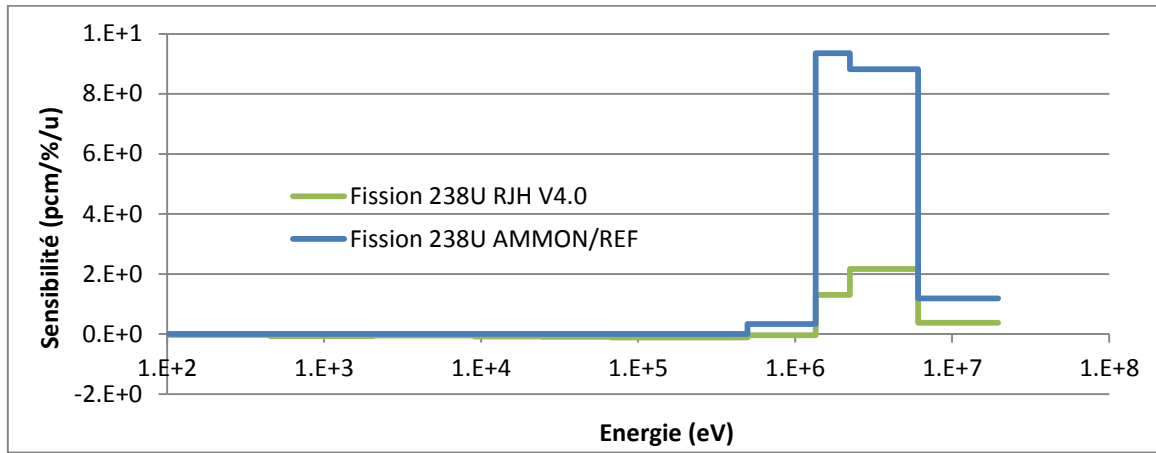


Figure 90 : Profils de sensibilité de la réactivité à la section de fission de l'²³⁸U pour AMMON/Référence et RJH.

D.2 Transposition de l'écart calcul-expérience

Le poids de l'expérience AMMON/Référence par rapport au cœur RJH_{19.75%} est de 0.802, c'est-à-dire que l'on considère que 80.2 % de la variance observée sur la réactivité d'AMMON est originaire des données nucléaires.

$$w = \frac{1}{1 + \sigma_{Exp}^2 / (S_E^t MS_E)} = 0.802$$

Le facteur de transfert est proportionnel à ce poids et à la représentativité de l'expérience, pour un total de 0.71. Donc près de trois quarts du biais observé sur l'écart calcul-Expérience d'AMMON est transposé au RJH car imputable directement aux données nucléaires.

$$a_E^R = \frac{r_{(R,E)}}{1 + \sigma_{Exp}^2 / (S_E^t MS_E)} \sqrt{\frac{S_R^t MS_R}{S_E^t MS_E}} = w \cdot r_{(R,E)} \frac{I_R}{I_E} = 0.71$$

La transposition du biais de +376 pcm sur AMMON/Référence donne, en utilisant la formule citée en IIC.2, un biais de +268 pcm applicable au calcul de la réactivité (pour un cœur critique sans chargement expérimental, réflecteur nu et avec 37 éléments combustibles en U_3Si_2Al ($\epsilon=19.75\%$)) par le formulaire HORUS3D/N V4.0.

D.3 Réduction des incertitudes dues aux données nucléaires

La représentativité étant très bonne (>0.9), la réduction des incertitudes propagées à partir des données nucléaires est justifiée. Le facteur de réduction dépend du poids de l'expérience ainsi que du carré du facteur de représentativité.

$$\alpha = \frac{I_R^{*2}}{I_R^2} = 1 - w \cdot r_{(R,E)}^2 = 0.3$$

Avec un facteur de réduction de 0.3, la variance *a posteriori* du réacteur est réduite d'environ trois quarts et l'incertitude finale de $\sqrt{0.3} = 0.548$ soit quasiment de la moitié.

L'incertitude *a posteriori* due aux données nucléaires pour le RJH ($\epsilon=19.75\%$) est donc de **349 pcm (1 σ)**.

D.4 Conclusion de la transposition

L'étude précédente a montré l'excellente représentativité neutronique du cœur AMMON/Référence par rapport au cœur RJH (37 EC, réflecteur nu) pour le paramètre macroscopique réactivité. Les représentativités partielles montrent un accord proche quasi parfait pour les sensibilités de la réactivité aux sections des principaux isotopes (^{235}U , ^{27}Al et H_2O) mis à part l' ^{238}U dont la représentativité partielle est dégradée par la zone nourricière. Dans l'ensemble, la conception de l'expérience AMMON remplit son objectif de représentativité et cela malgré la zone nourricière qui peut sembler différente (mais qui a été conçue afin d'avoir un spectre neutronique proche de celui de la zone expérimentale).

Cette représentativité a permis la transposition du biais calcul-expérience d'AMMON/Référence dû aux données nucléaires vers le formulaire HORUS. De plus, la réduction des incertitudes permet de se rapprocher de la valeur ciblée (± 500 pcm à 2σ). Les valeurs numériques du biais et de l'incertitude (due aux données nucléaires à 1σ) à retenir de cette étude sur la prédiction de la réactivité par le formulaire HORUS3D/N sont :

Pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 19.75 % en ^{235}U :

$$\rho = +268 \pm 349 \text{ pcm}$$

Pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 27 % en ^{235}U ⁴⁹ :

$$\rho = +252 \pm 321 \text{ pcm}$$

⁴⁹ L'étude de représentativité avec un combustible U_3Si_2Al enrichi à 27% donne :

Représentativité = 0.95

Poids = 0.80

Facteur de réduction = 0.288

Facteur de transfert = 0.670

E SYNTHÈSE DE L'ÉTUDE DU PROGRAMME AMMON/Référence

La qualification globale du calcul de la réactivité du RJH par le formulaire HORUS3D/N est l'objectif de l'interprétation de la réactivité de l'expérience AMMON/Référence. Pour cela, deux schémas de calculs complémentaires ont été développés :

- Un schéma stochastique avec TRIPOLI4 et l'évaluation JEFF-3.1.1, permettant l'interprétation de l'expérience avec le moins d'approximation possible. Ce schéma est utilisé pour l'interprétation du programme AMMON et permet de valider le schéma déterministe.
- Un schéma déterministe utilisant le code APOLLO2 avec la bibliothèque de données nucléaires CEA2005 V5.1 (basée sur JEFF-3.1.1), la méthode des caractéristiques et les procédures propres à HORUS. Ce schéma permet de déterminer la plupart des sensibilités aux données nucléaires par la théorie des perturbations et également de réaliser un grand nombre de calculs de perturbations directes.

La détermination des incertitudes technologiques et des sensibilités aux données nucléaires, nécessaires à l'étude de transposition, a été menée par l'intermédiaire de ces deux schémas.

Les incertitudes technologiques sur les différentes grandeurs (masses, diamètres, pas de réseau) de la configuration de référence ont conduit par propagation directe dans TRIPOLI4 à un important effet en réactivité. Cependant, la propagation des incertitudes sur les dimensions des assemblages RJH a été largement surestimée notamment au niveau des entrefers. Une méthode de propagation statistique prenant en compte la relation liant les différentes variables géométriques des assemblages a permis de réduire significativement l'incertitude technologique de la configuration de référence pouvant venir d'une erreur systématique. Les lois de probabilité des variables aléatoires reposent sur l'analyse des mesures disponibles et, par une analyse globale de la variance en utilisant une décomposition par les facteurs de Sobol, l'origine de la variance introduite est identifiée. Le nombre de simulations effectuées avec le schéma déterministe n'était cependant pas suffisant pour la détermination directe des indices de Sobol. La solution adoptée a été l'établissement d'un méta-modèle sur la moitié des simulations et sa validation sur l'autre moitié. Ainsi, l'incertitude sur les assemblages qui était tout d'abord estimée à 650 pcm, est finalement évaluée à 126 pcm dont, en part de variance, 63% vient des épaisseurs des entrefers et 37% des épaisseurs des gaines. Finalement, **l'incertitude technologique retenue sur la réactivité de la configuration de référence s'élève à 334 pcm (1σ)**. La majeure partie de l'incertitude technologique vient maintenant de la zone nourricière et notamment de la distance entre la première rangée de crayons et la cheminée (220 pcm). Une caractérisation fine de la cheminée et de la position des crayons post-expérience permettrait une meilleure modélisation et réduirait les incertitudes technologiques.

La détermination des incertitudes dues aux données nucléaires requiert les vecteurs de sensibilités. Après une validation du calcul de sensibilités de la réactivité aux données nucléaires à 1 groupe énergétique par le schéma probabiliste, les sensibilités ont été déterminées par théorie des perturbations à 2 dimensions excepté pour les sensibilités aux sections de l'aluminium qui proviennent de perturbations directes dans les fichiers de données nucléaires et propagés avec TRIPOLI4. L'impact des distributions angulaires de l'aluminium sur la réactivité a été estimé, de manière analogue au cas du RJH en partie III, par la dispersion de calculs utilisant diverses distributions angulaires. Au vu des vecteurs de sensibilité et de la détermination des incertitudes, le cœur AMMON/Référence est plus sensible aux sections de l'uranium que le RJH :

- la forte sensibilité aux sections de ^{235}U est originaire de la zone expérimentale amenée par les 7 assemblages RJH (enrichis en ^{235}U à 27%).
- la forte sensibilité aux sections de ^{238}U est originaire de la zone expérimentale amenée par les 623 crayons UO_2 (enrichis en ^{235}U à 3.7%).

L'incertitude totale résultante de cette étude est de 671 pcm (1σ) sur la réactivité du cœur AMMON/Référence. Les détails ainsi que la comparaison avec le RJH sont rappelés dans le Tableau 52.

Isotope	Réaction	Incertitude sur la réactivité à 1σ (pcm)		
		AMMON Référence	RJH ($\epsilon=19.75\%$)	RJH ($\epsilon=27\%$)
^{235}U	Nu	336	274	270
	Fission	201	138	133
	Capture	187	150	175
	Diffusion	9	14	13
	Corrélations inter-réactions	182	133	141
	Spectre	52	33	31
^{238}U	Nu	26	8	6
	Fission	130	32	33
	Capture	156	102	91
	Diffusion	58	59	42
	Corrélations inter-réactions	(-135)	(-52)	(-40)
^{27}Al	Capture	177	267	221
	Diffusion élastique	150	164	153
	Diffusion inélastique	272	252	224
	Corrélations inter-réactions	186	221	195
	Distributions angulaires	77	84	75
H_2O	Capture	50	42	49
	Diffusion élastique	148	189	179
^{56}Fe	Capture	82	6	7
	Diffusion	7	1	4
^9Be	Diffusion	Pas de Béryllium	59	60
	Capture		5	4
	(n, α)		2	2
	(n,2n)		0	0
	Distributions angulaires		11	17
TOTAL		671	637	597

Tableau 52 : Incertitudes *a priori* de la réactivité d'AMMON/Référence et RJH (1σ) dues aux données nucléaires (le signe (-) signifie une anti-corrélation).

La comparaison Calcul-Expérience permet ensuite de connaître le biais sur la réactivité venant des données nucléaires de JEFF-3.1.1: **+376 pcm**. Le schéma déterministe étant validé pour le calcul de la réactivité, son utilisation pour l'étude de représentativité est possible. La transposition du biais et des incertitudes est réalisable grâce à l'excellente représentativité de l'expérience vis-à-vis du RJH :

Pour un combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ enrichi à **19.75 %** en ^{235}U la représentativité d'AMMON/Référence est de **0.93** et la transposition donne (incertitude à 1σ) pour un cœur RJH critique non barré (réflecteur nu):

$$\rho = +268 \pm 349 \text{ pcm}$$

Pour un combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ enrichi à **27 %** en ^{235}U la représentativité d'AMMON/Référence est de **0.95** et la transposition donne (incertitude à 1σ) pour un cœur RJH critique non barré (réflecteur nu):

$$\rho = +252 \pm 321 \text{ pcm}$$

Selon le chargement du cœur et du réflecteur considéré, ces résultats doivent être combinés avec les autres sources d'incertitudes (biais et incertitudes de la validation, incertitudes sur le poids des barres et le poids du chargement expérimental) afin de connaître le biais et l'incertitude à appliquer globalement à la réactivité.

Les biais et incertitudes de calcul à 2σ résultant de la validation du formulaire HORUS3D/N V4.0 pour un cœur non barré en début de vie (combustible neuf) et aucun chargement en réflecteur sont :

- 188 ± 15 pcm pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 19.75% en ^{235}U
- 135 ± 15 pcm pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 27% en ^{235}U

Ainsi, au terme de la transposition de la configuration de référence du programme AMMON, les biais et incertitudes à 2σ à associer au calcul de ces cœurs par le formulaire HORUS3D/N V4.0 sont :

- + 80 ± 699 pcm pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 19.75% en ^{235}U
- + 117 ± 643 pcm pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à 27% en ^{235}U

Dans le cas d'un cœur barré et/ou comprenant une charge expérimentale, des incertitudes supplémentaires sont à prendre en compte⁵⁰. Elles sont estimées [88] à 2σ à :

- 7% sur le poids en réactivité des barres $\Delta\rho_{barre}$ venant de la capture neutronique sur le hafnium. L'interprétation de la configuration AMMON/hafnium doit permettre la qualification du poids des barres hafnium.
- 4% sur le poids en réactivité du chargement expérimental de référence du cœur $\Delta\rho_{dispo\ coeur}$ constitué de 3 dispositifs de type « chouca groupé » et de 7 dispositifs de type « chouca isolé ».
- 10% sur le poids en réactivité du chargement expérimental de référence du réflecteur $\Delta\rho_{dispo\ refl}$ constitué de 10 Dispositifs Etalons Nucléaires (DEN) et de 4 dispositifs à MOLybdène de Fission (MOLFI).

L'incertitude évaluée *a posteriori* du programme Valmont, de l'ordre de 1200 pcm (2σ) sur la réactivité en début de vie, donne une incertitude sur la longueur de cycle du RJH d'environ 4 JEPP. L'apport de l'expérience AMMON/Référence sur l'incertitude de la réactivité en début de vie, traduit en longueur de cycle, est de l'ordre de 2 à 3 JEPP⁵¹ à 2σ .

L'expérience AMMON/Référence a donc permis de réduire d'un facteur 2 l'incertitude à appliquer sur la réactivité début de vie du RJH.

Les prochaines configurations du programme AMMON vont apporter des éléments de qualification sur le poids des barres de contrôle, le coefficient de vide, l'effet de l'éjection de la tige centrale du suiveur au centre d'un assemblage...

Un retour sur les données nucléaires est attendu notamment pour le béryllium et le hafnium.

⁵⁰ Les biais et incertitudes du schéma déterminés par la validation varient également selon les configurations de cœur.

⁵¹ 220 pcm/JEPP à 100 MW_{th} (combustible U_3Si_2Al à 27%)
150 pcm/JEPP à 70 MW_{th} (combustible U_3Si_2Al à 19.75%)

CONCLUSION GÉNÉRALE

La détermination et la maîtrise des biais et incertitudes sur les paramètres neutroniques du Réacteur Jules Horowitz, suite logique du processus de vérification, validation et qualification des formulaires neutroniques, est une étape indispensable pour l'instruction de l'étude de sûreté et les études de conception.

C'est dans cette optique que ce travail de recherche s'est déroulé. **Une démarche rigoureuse et générique a été mise en place : c'est un ensemble cohérent, complet et incrémental** qui permet l'identification et la quantification de l'ensemble des sources d'incertitudes et qui a abouti à la maîtrise du biais et des incertitudes dus aux données nucléaires sur la réactivité du cas étudié : le Réacteur Jules Horowitz. Cette méthode est basée sur une succession d'études :

- l'élaboration d'un jeu de matrices de variance-covariance concernant les données nucléaires des isotopes d'intérêt,
- les études de sensibilité aux données nucléaires de l'expérience et de l'application étudiées,
- la détermination fine des incertitudes technologiques par la mise en œuvre d'une méthode innovante,
- une étude de transposition estimant le biais et l'incertitude *a posteriori* dus aux données nucléaires sur l'application étudiée.

Les différentes étapes s'appuient sur les outils de calcul de référence du CEA (code de calcul Monte-Carlo TRIPOLI4, codes déterministes APOLLO2 et CRONOS2, code d'évaluation CONRAD), l'évaluation de données nucléaires JEFF-3.1.1 et des méthodes de propagation, marginalisation et de transposition des incertitudes.

La détermination *a priori* des incertitudes dues aux données nucléaires a été effectuée par la sélection et l'élaboration de matrices de variance-covariances cohérentes à l'application de ce type de réacteur. La qualification élémentaire des données nucléaires relatives au combustible du RJH a été obtenue via le programme expérimental VALMONT dans le réacteur MINERVE. Les mesures d'échantillons dédiés par la technique d'oscillation a permis de confirmer la qualité de la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.1.1.

L'interprétation du programme expérimental AMMON (dans le réacteur EOLE) dans sa configuration de référence, très représentative du RJH a, quant à elle, permis de transposer au cas du RJH le biais et l'incertitude associée sur la réactivité dus aux données nucléaires.

DÉTERMINATION, MAÎTRISE ET RÉDUCTION DES INCERTITUDES

L'étude a été réalisée pour un cœur RJH sans chargement expérimental et contenant 37 éléments combustibles sans barre de contrôle. Le combustible U_3Si_2Al a été considéré avec deux enrichissements en ^{235}U : 19.75% et 27%. La propagation des incertitudes sur les données nucléaires contenues dans les matrices de covariances nécessite :

- L'élaboration d'un jeu de matrices cohérentes pour le type de réacteur considéré. L'intégration de résultats d'expériences permet l'amélioration des matrices et la maîtrise des incertitudes sur

les sections efficaces. Un travail important de marginalisation rétroactive de la matrice des sections efficaces de l'aluminium a été effectué et a abouti à la création d'un jeu de matrices multigroupes associé à JEFF-3.1.1.

- La détermination des vecteurs de sensibilité de la réactivité aux sections multigroupes. Cela a été réalisé par l'aménagement des procédures du formulaire ainsi que par des perturbations directes dans les fichiers d'évaluation.

Cette propagation abouti à l'incertitude *a priori* (1σ) sur la réactivité du RJH venant des données nucléaires qui est de 597 pcm pour le combustible enrichi à 27% en ^{235}U et de 637 pcm pour le combustible enrichi à 19.75% en ^{235}U .

Le programme VALMONT consiste en l'oscillation d'échantillons uranium-molybdène sur matrice aluminium (combustible de référence du RJH). L'interprétation de ces mesures par un schéma de calcul validé correspondant au formulaire HORUS3D/N (par les procédures de calcul, le maillage énergétique et la bibliothèque de données nucléaires) a mis en avant la capacité de ce dernier à bien reproduire l'effet en réactivité d'un combustible enrichi à 19.75% en ^{235}U . De plus, les écarts calcul-expérience observés ont été utilisés pour un retour sur les incertitudes des sections efficaces de l'uranium. **La conclusion en est la cohérence de la bibliothèque CEA2005 V4.1 basée sur l'évaluation JEFF-3.1.1 avec les incertitudes associées présentes dans la matrice de variance-covariance.** Cette évaluation a donc logiquement été utilisée pour l'interprétation de la configuration Référence du programme AMMON.

Le programme AMMON dont le principal objectif est la qualification globale du formulaire neutronique et photonique du RJH, a eu lieu dans la maquette critique EOLE. La configuration de référence est constituée d'un massif expérimental reproduisant le centre du cœur du RJH avec 7 assemblages dans un casier en aluminium et d'une zone nourricière constituée de crayons UO_2 (3.7% d'enrichissement en ^{235}U) assurant la criticité du massif tout en reproduisant au mieux le spectre neutronique du RJH.

L'interprétation des mesures de réactivité par un schéma de calcul de référence basé sur le code TRIPOLI4 et l'évaluation JEFF-3.1.1 montre un biais de +376 pcm. La transposition des incertitudes de la réactivité dues aux données nucléaires d'AMMON/Référence au cas du RJH par la méthode de la représentativité peut être effectuée par l'intermédiaire des vecteurs de sensibilité aux données nucléaires de l'expérience et par la détermination de ses incertitudes technologiques.

La détermination des incertitudes technologiques a été réalisée principalement par perturbations directes dans le bilan matière (composition et géométrie) avec le schéma stochastique. Une méthode statistique innovante de perturbation des données géométriques des assemblages par analyse globale de la variance, mise en place à partir d'un schéma déterministe basé sur le code APOLLO2 et préalablement validé, a abouti à la réduction des incertitudes technologiques. Cette méthode, conjointement utilisée avec une décomposition de la variance par les indices de Sobol, conclut à la dépendance de la variance d'origine technologique de ces assemblages pour deux tiers à l'épaisseur des entrefers et pour un tiers à l'épaisseur des gaines. **L'incertitude technologique finale de la configuration de référence s'élève à 334 pcm (1σ).**

De manière analogue au cas du RJH, la détermination des incertitudes dues aux données nucléaires a été réalisée pour AMMON/Référence par l'application des vecteurs de sensibilité aux matrices de variance-covariance. **Ainsi, les incertitudes dues aux données nucléaires pour AMMON/Référence sont de 671 pcm (1σ).**

La transposition au cas du RJH du biais et des incertitudes sur la réactivité est réalisable grâce à l'excellente représentativité de l'expérience AMMON/Référence vis-à-vis du RJH :

Pour un combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ enrichi à 19.75 % en ^{235}U , la représentativité d'AMMON/Référence est de 0.93 et la transposition donne pour un cœur RJH critique non barré (réflecteur nu):

$$\rho = +268 \pm 349 \text{ pcm } (1\sigma)$$

Pour un combustible U_3Si_2Al enrichi à **27 %** en ^{235}U la représentativité d'AMMON/Référence est de **0.95** et la transposition donne pour un cœur RJH critique non barré (réflecteur nu):

$$\rho = +252 \pm 321 \text{ pcm } (1\sigma)$$

L'ordre de grandeur du biais *a posteriori* sur la réactivité du RJH est cohérent avec la tendance générale observée lors des interprétations des expériences dans les maquettes critiques de REP à savoir une surestimation de l'ordre de 300 pcm [89].

La transposition des incertitudes de l'expérience AMMON/Référence a donc abouti à la réduction d'un facteur 2 sur l'incertitude à appliquer sur la réactivité début de vie du RJH. Ce gain en incertitude correspond à environ 2 JEPP sur la longueur de cycle du RJH.

PERSPECTIVES ET DÉVELOPPEMENTS

L'amélioration des techniques et des codes d'évaluation a permis ces dernières années une nette progression au niveau des études de propagation des incertitudes et de la constitution des matrices de covariance. Une maîtrise accrue des incertitudes venant des données nucléaires est donc attendue dans le futur. Dans ce sens, la prochaine évaluation des sections de l'aluminium (notamment concernant la section efficace de capture thermique) devrait permettre une réduction de l'incertitude sur la réactivité du RJH. De façon plus générale, l'existence de plus en plus systématique de matrices de covariance dans les principales évaluations de données nucléaires (JEFF, ENDF/B, JENDL) permet d'envisager dans le futur une convergence et une amélioration de ces matrices. Il sera toutefois nécessaire de maintenir un regard critique sur leurs fiabilités, le but étant la meilleure estimation possible des incertitudes dues aux données nucléaires.

L'étude de maîtrise et de réduction des incertitudes sur la réactivité réalisée dans le cadre de cette thèse doit également être effectuée pour tous les autres paramètres neutroniques du RJH et dont certains sont immédiatement transposables comme la puissance des assemblages et celle des plaques. La rédaction du rapport de qualification du formulaire HORUS3D/N pourra s'établir sur le travail d'interprétation et de transposition des configurations restantes du programme AMMON.

Un travail de réduction des incertitudes technologiques sur le cœur AMMON devra par ailleurs être engagé, et permettra une transposition optimale au cas du RJH. En particulier, une métrologie fine de la cheminée du cœur AMMON sera nécessaire en fin de programme, et donnera les éléments à la réduction de l'incertitude sur la réactivité due à la distance entre la cheminée et la première rangée de crayons de la zone nourricière. De plus, un travail sur les incertitudes technologiques propres au réacteur RJH (assemblages, barres de contrôle, casier, écrans, blocs réflecteur) devra également être engagé lors de son assemblage ; ce travail pourra bénéficier des méthodes utilisées dans le cas du cœur AMMON/Référence.

La poursuite du programme AMMON, en particulier dans ses configurations *Hafnium* et *Béryllium*, permettra de compléter ces travaux par la maîtrise des incertitudes dues aux données nucléaires spécifiques aux barres de contrôle et au réflecteur béryllium du RJH.

Enfin, le programme AMMON ne met en œuvre que du combustible neuf. Un travail de recherche est encore nécessaire pour l'estimation des incertitudes sur les paramètres neutroniques du RJH en évolution. En effet, l'irradiation du combustible fait apparaître des produits de fission et des noyaux lourds dont les incertitudes sur les sections efficaces ne sont pas négligeables et ne sont pas toujours finement maîtrisées. Ce travail complexe nécessitera l'amélioration conjointe des outils de calcul et des incertitudes sur les données nucléaires.

RÉFÉRENCES

- [1] W. L. Oberkampf, G. Trucano and C. Hirsch, "Verification, validation and predictive capability in computational engineering and physics," *Applied Mechanics Reviews*, vol. 57, no. 5, pp. 345-384, September, 2004.
- [2] J. Rider, J. R. Kamm and V. G. Weirs, *Verification, validation and Uncertainty Quantification Workflow in CASL*, SAND2010-234P, 27 p., December, 2010.
- [3] J. P. Hudelot, A. C. Colombier, C. D'Aletto, J. Di Salvo, L. Gaubert, O. Gueton, O. Leray, P. Sireta, C. Vaglio-Gaudard and M. Valentini, *Development, validation and qualification of neutronics calculation tools for small reactors - Application to the JHR, Cabri and Osiris reactors*, Prague, Czech Republic: Proceedings of the International Conference IGORR, March 18-22, 2012.
- [4] R. Sanchez, I. Zmijarevic, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz and N. Guler, "APOLLO2 year 2010," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 5, no. 42, 2010.
- [5] J. J. Lautard and al., *CRONOS, a modular computational system for neutronics core calculation*, Cadarache, France: Proceedings of the IAEA topical meeting, 1990.
- [6] A. Santamarina and al., "The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library" *JEFF Report 22, Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1*, OECD/NEA 2009, 2009.
- [7] J. P. Hudelot, C. Döderlein, M. Antony, J. M. Girard, V. Laval, P. Fougeras, G. Willermoz and P. Leconte, *The Valmont Program: Accurate experimental techniques to support the Neutronics Qualification of UMo/Al*, Budapest, Hungary: 9th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management, 10-13 April, 2005.
- [8] O. Leray, J. P. Hudelot, M. Antony, C. Döderlein, A. Santamarina, D. Bernard and C. Vaglio-Gaudard, *Neutronics Experimental Validation of the Jules Horowitz Reactor Fuel by Interpretation of the VALMONT Experimental Program – Transposition of the Uncertainties on the Reactivity of JHR with JEF2.2 and JEFF3.1.1*, IEEE, Transactions on Nuclear Science, Vol. 59, p 1335-1343, August, 2012.
- [9] A. Gruel, P. Leconte, D. Bernard, P. Archier and G. Noguère, "Interpretation of Fission Product Oscillations in the Minerve reactor, from Thermal to Epithermal Spectra," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 169, no. 3, pp. 229-244, November, 2011.
- [10] G. Bignan, P. Fougeras, P. Blaise, J. P. Hudelot and F. Mellier, "Reactor Physics Experiments on Zero Power Reactors" *Handbook of Nuclear Engineering*, Dan Gabriel Cacuci, Vol. 3 Reactor analysis, Springer, p. 2154-2159.
- [11] M. Antony and al., *Oscillation experiments techniques in CEA MINERVE experimental reactor*, Marseille, France: Proceedings of the Int. Conf. ANIMMA, 7-10 June, 2009.
- [12] D. Bernard, P. Leconte, A. Gruel, M. Antony, A. Pepino, J. Di Salvo, A. Lecluze, J. F. Ledoux, C. Morel and B. Satabin, "Validation of Actinides Nuclear Cross-Section Using Pile-Oscillation Experiments Performed at MINERVE Facility," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 59, no. 2, pp. 1119-1122, August, 2011.
- [13] J. Di Salvo, *Communication privée*.
- [14] M. Neuilly et CETAMA, *Modélisation et estimation des erreurs de mesure*, 2ème édition, Lavoisier TEC&DOC.
- [15] C. Döderlein, M. Antony, D. Blanchet, J. Di Salvo, J. P. Hudelot, N. Huot, A. Santamarina, P. Sireta and G. Willermoz, *The Valmont Experimental Programme for the Neutronics Qualification of the UMo/Al Fuel for the Jules-Horowitz-Reactor*, Vienna, Austria: Proceedings of the international Reduced Enrichment for Research and Test Reactor (RERTR) Meeting Programm, November 7-12, 2004.
- [16] J. Di Salvo, Contribution à l'étude des incertitudes des paramètres neutroniques d'un Coeur

- compact et hétérogène : le réacteur d'irradiation Jules Horowitz, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 2002.
- [17] D. Bernard, *Détermination des incertitudes liées aux grandeurs neutroniques d'intérêt des réacteurs à eau pressurisée à plaques combustibles et application aux études de conformité*, Mémoire de doctorat, Clermond-Ferrand II, 2001.
 - [18] R. Barjon, *Physique des réacteurs nucléaires*, Presses universitaires de Grenoble, 1993.
 - [19] A. Foderaro, "The Elements of Neutron Interaction Theory," *Reviews of Modern Physics*, vol. 30, no. 2, part 1, pp. 257-353, April, 1958.
 - [20] F. H. Fröhner, "Evaluation et analyse des données relatives aux résonances nucléaires," Rapport JEFF-18.
 - [21] A. M. Lane and R. G. Thomas, "R-Matrix theory of Nuclear Reactions," *Reviews of Modern Physics*, vol. 30, no. 2, part 1, pp. 257-353, April, 1958.
 - [22] C. De Saint Jean, B. Habert, O. Litaize, G. Noguère and C. Suteau, *Status of CONRAD, a nuclear reaction analysis tool*, Nice, France: Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22-27, 2007.
 - [23] G. Noguère, C. De Saint Jean, B. Iooss, P. Schilleebeeckx and P. Siegler, *Production of Multigroup Data Covariance in the Resonance Range by Monte-carlo Calculations*, Vancouver, BC, Canada: Proceedings of the international conference PHYSOR-2006, ANS Topical Meeting on Reactor Physics, September 10-14, 2006.
 - [24] A. Koning, S. Hilaire and S. Goriely, "TALYS-1.4, A Nuclear reaction program," User Manual, NRG, Petten, The Netherlands, 2011.
 - [25] D. Rochman, A. J. Koning, D. F. Da Cruz, P. Archier and T. Tommasi, "On the evaluation of ^{23}Na neutron-induced reactions and validations," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Elsevier, 2009.
 - [26] R. Sanchez et Z. Stankovski, *SILENE and TDT : A Code for Collision Probability Calculations in XY geometries*, San Diego, California, USA: Advanced Integral Transports Methods II, Vol. 68, Part A, 1993.
 - [27] R. Sanchez, "Approximate solutions of the two-dimensional transport equation by Collision Probability Method," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 64, pp. 384-404, 1977.
 - [28] R. Sanchez and N. J. McCormick, "A review of neutron transport approximations," *Nuclear Science and Engineering*, no. 80, pp. 481-535, 1982.
 - [29] E. E. Lewis and W. F. J. Miller, *Computational Methods for Neutron Transport*, Lewis Book, John Wiley & Sons Inc., 1984.
 - [30] S. Santandrea et R. Sanchez, «Acceleration techniques for the characteristic method in unstructured meshes,» *Annals of Nuclear Energy*, vol. 29, pp. 323-352, 2002.
 - [31] M. Coste-Delclaux, *Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2*, Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2006.
 - [32] Joint Committee for Guides in Metrology, *Evaluation des données de mesures – Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure*, JCGM 100:2008, GUM 1995 avec corrections mineurs, JCGM 2008, Septembre, 2008.
 - [33] G. Arbanas, L. Leal, N. M. Larson and H. Derrien, *Retroactive covariances Matrix for ^{235}U in the Resolved-Resonance Region*, Vancouver, BC, Canada: Proceedings of the international conference PHYSOR-2006, ANS Topical Meeting on Reactor Physics, September 10-14, 2006.
 - [34] B. Habert, C. De Saint Jean, G. Noguère and L. Leal, "Retroactive Generation of Covariance Matrix of Nuclear Model Parameters Using Marginalization Techniques," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 166, pp. 276-287, 2010.
 - [35] P. Archier, *Contribution à l'Amélioration des Données Nucléaires Neutroniques du Sodium pour le Calcul des Réacteurs de Génération IV*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale IMEP-2, Université de Grenoble, 2011.
 - [36] G. Noguère, P. Archier, C. De Saint Jean et B. Habert, *Zero Variance-Penalty Model for the*

- Generation of Covariance Matrix in Integral Data Assimilation Problems*, 2011.
- [37] Y. Nagaya, I. Kodeli, G. Chiba et M. Ishikawa, «Evaluation of sensitivity coefficients of effective multiplication factor with respect to prompt fission neutron spectrum,» *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, n° 1603, pp. 485-490, 2009.
 - [38] W. S. Yang, G. Aliberti, R. D. McKnight and I. Kodeli, "Fission spectrum Covariance Matrix and Sensitivity Coefficients for Response Parameter Uncertainty Estimation," *Nuclear data Sheets*, vol. 109, pp. 2852-2857, 2008.
 - [39] J. M. Palau and D. Bernard, "Uncertainty Propagation Methodology and Nuclear Data Sensitivity Analysis in 3D Heterogeneous Problems," *Journal of Nuclear Science and Technology*, pp. 912-915, August, 2002.
 - [40] G. Saporta, Probabilités, analyse de données et statistique, Editions Technip, 2ème édition, 2006.
 - [41] A. Marrel, *Introduction à la statistique*, Summer school CEA-EdF-INRIA 2011 of Numerical Analysis, 2011.
 - [42] A. Saltelli, "Making best use of model evaluations to compute sensitivity indices," *Computer Physics Communication, Elsevier*, vol. 145, pp. 280-297, 2002.
 - [43] A. Saltelli, M. Ratto, S. Tarantola and F. Campolongo, "Sensitivity Analysis for Chemical Models," *Chemical Reviews, American Chemical Society*, 2004.
 - [44] A. Saltelli, "Sensitivity Analysis for Importance Assessment," *Risk Analysis, Society for Risk Analysis*, vol. 22, no. 3, 2002.
 - [45] A. Saltelli, S. Tarantola and K. P. S. Chan, "A Quantitative Model-Independent Method for Global Sensitivity Analysis of Model Output," *American Statistical Association and the American Society for Quality, Technometrics*, vol. 41, no. 1, 1999.
 - [46] G. E. B. Archer, A. Saltelli and I. Sobol, "Sensitivity Measures, ANOVA-like Techniques and the Use of Bootstrap," *Journal of Statistical Computation and Simulation*, vol. 58, pp. 99-120, 1997.
 - [47] I. M. Sobol, "Sensitivity estimates for non linear mathematical models," *Mathematical Modelling and Computational Experiments*, vol. 1, pp. 407-414, 1993.
 - [48] B. Habert, *Estimation des Incertitudes dans l'Évaluation des Sections Efficaces de Réactions Nucléaires*, Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble, 2009.
 - [49] C. Vaglio-Gaudard, *Validation des données nucléaires du fer pour le calcul neutronique des réacteurs nucléaires*, Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble, 2010.
 - [50] T. Kitada and Y. Inoue, *Confirmation of the similarity between critical experiments and real cores by using representativity factor in LWR cell*, Pittsburgh, Pennsylvania, USA: Proceedings of the international conference PHYSOR, May 9-14, 2010.
 - [51] P. Blaise, P. Fougeras and S. Cathalau, *New developpments in representativity approach to study advanced assembly concepts in the EOLE critical facility*, Pittsburgh, Pennsylvania, USA: Proceedings of the international conference PHYSOR, May 7-12, 2000.
 - [52] P. Blaise, P. Fougeras and S. Cathalau, *100% MOX BWR Experimental Program Design using Multi-parameter Representativity*, Chicago, USA: Proceedings of the international conference ICAPP 2012, June 24-28, 2012.
 - [53] V. V. Orlov, A. A. Van'kov, A. I. Voropaev, Y. A. Kazanskij, V. I. Matveev, V. M. Mugorov et E. A. Khodarev, «Problem of fast reactor physics related to breeding,» *Atomic Energy Review*, vol. 4, n° 118, pp. 989-1077, 1980.
 - [54] Cross Section Evaluation Working Group, *Endf-6 Data Formats And Procedures For The Evaluated Nuclear Data File Endf-Vii*, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, M. Herman, June, 2005.
 - [55] D. Bernard, L. Leal, O. Leray, A. Santamarina and C. Vaglio-Gaudard, *U235 Covariance Matrix associated with JEFF3.1.1 evaluation*, Paris, France: JEFF/DOC-1360, JEFF Meeting, December 1-3, 2010.
 - [56] A. Santamarina, D. Bernard, N. Dos Santos, O. Leray, C. Vaglio-Gaudard and L. Leal, *Re-estimation of Nuclear Data and JEFF3.1.1 Uncertainty Calculations*, Knoxville, USA:

- Proceedings of the International Conference PHYSOR 2012, April 15 – 20, 2012.
- [57] A. Courcelle, A. Santamarina, F. Boquet, G. Combes, C. Mounier and G. Willermoz, *JEF2.2 Nuclear Data Statistical Adjustment Using Post-Irradiation Experiments*, Chicago, USA: Proceedings of the International Conference PHYSOR, 2004.
 - [58] P. J. Griffin and J. W. Williams, "Adjustment of the ^{235}U spectrum," *Reactor Dosimetry : Radiation Metrology and Assessment*, pp. 352-359, 2001.
 - [59] D. Madland and J. Nix, "New Calculation of prompt fission neutron spectra and average prompt neutron multiplicities," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 81, pp. 213-271, 1982.
 - [60] J. Di Salvo, V. Brun, A. Courcelle, C. Döderlein, B. Pouchin and G. Willermoz, *Nuclear data uncertainty propagation on the Jules Horowitz Reactor neutronic parameters*, Séoul, South Korea: Proceedings of the International Conference PHYSOR, 2002.
 - [61] D. K. Olsen, G. de Saussure, R. B. Perez, E. G. Silver, F. C. Difilippo, R. W. Ingle and H. Weaver, "Precise Measurement and Analysis of Neutron Transmission Through Uranium-238," *Precise Measurement and Analysis of Neutron Transmission Through Uranium-238*, vol. 62, pp. 479-501, 1977.
 - [62] C. De Saint Jean, P. Archier, G. Noguère, O. Litaize, C. Vaglio-Gaudard, D. Bernard and O. Leray, *Estimation of multi-group cross section covariances of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{56}Fe , ^{23}Na and ^{27}Al* , Knoxville, USA: Proceedings of the International Conference PHYSOR 2012, April 15-20, 2012.
 - [63] B. Morillon and P. Romain, "Dispersive and global spherical optical model with a local approximation for the scattering of neutrons by nuclei from 1 keV to 200 MeV," *Physical Review C*, vol. 70, 2004.
 - [64] H. Henriksson, O. Schwerer, D. Rochman, M. V. Mikhaylyukova and N. Otuka, *The art of collecting experimental data internationally: EXFOR, CINDA and the NRDC network*, ND 2007, 2007.
 - [65] L. Leal, K. H. Guber, H. Derrien and R. Q. Wright, *Aluminium Data Measurements and Evaluation for Criticality Safety Application*, JEF/DOC-913, 2002.
 - [66] P. G. Young, E. D. Arthur and M. B. Chadwick, *Comprehensive nuclear model calculations: theory and use of the GNASH code*, Trieste, Italy: Proceeding of the IAEA Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety, February 10 March 13, 1992.
 - [67] IAEA, «International Reactor Dosimetry File 2002 (IRDF-2002),» Technical Reports series number 452, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 2006.
 - [68] S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances*, Amsterdam: 5th ed., Elsevier, 2006.
 - [69] S. F. Mughabghab, *Thermal neutron capture cross sections resonance integrals and g-factors*, International Nuclear Data Committee, IAEA, February, 2003.
 - [70] P. Leconte, «Expression de besoin CEA pour la réalisation dans MINERVE du programme MAESTRO (MATériaux Et STRuctures étudiés par Oscillation),» NT CEA/DEN/DER/SPRC/LEPh/11-201, 2011.
 - [71] I. Kodeli, *Evaluation and Use of the Prompt Fission Spectrum and Spectra Covariance Matrices in Criticality and Shielding*, Summary report, First research Coordination Meeting on Prompt Fission Neutron Spectra of Major Actinides, International Nuclear Data Committee, IAEA, April 6-10, 2010.
 - [72] A. Gruel, *Développement et validation de schemas de calcul dédiés à l'interprétation des mesures par oscillation pour l'amélioration des données nucléaires*, Thèse de doctorat, Ecole Doctorale de Physique de Grenoble, université de Grenoble, 2011.
 - [73] N. Hfaiedh, *Nouvelle méthodologie de calcul de l'absorption résonnante*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 21 Septembre 2006.
 - [74] S. Perruchot-Triboulet, *Validation et extensions du module d'autoprotection du code de transport neutronique multigroupe APOLLO-2*, Thèse de doctorat, Ecole Doctorale d'Aix Marseille I,

- 1996.
- [75] R. Klann, J. P. Hudelot, A. Antony, B. Micklich, G. Perret, N. Thiollay, G. Imel, J. M. Girard and V. Laval, *MINERVE Reactor Characterization in Support of the OSMOSE Program: Spectral Indices*.
 - [76] A. Gruel, P. Leconte and D. Bernard, *Interpretation of In-Pile Oscillation Experiments in the MINERVE Facility for the Improvement of Fission Product Cross Sections*, Marseille, France: Proceedings of the INternational Conference ANIMMA, June 7-10, 2009.
 - [77] A. Gruel et P. Leconte, *Stochastic and deterministic methods for the calculation of small-sample reactivity experiments*, Ghent, Belgium: Proceedings of the International Conference ANIMMA, June 6-9, 2011.
 - [78] M. Salvatores and R. Jacqmin, *Uncertainty and target accuracy assessment for innovative systems using recent covariance data evaluations*, Report by the working party on International Evaluation Cooperation of the NEA Nuclear Science Committee, OECD, 2008.
 - [79] O. Leray, C. Vaglio-Gaudard, J. P. Hudelot, A. Santamarina, G. Noguère and J. Di Salvo, *Sensitivity and uncertainty analysis applied to the JHR reactivity prediction*, Knoxville, USA: Proceedings of the International Conference PHYSOR, April 15-20, 2012.
 - [80] J. F. Vidal, O. Litaize, D. Bernard, A. Santamarina and C. Vaglio-Gaudard, *New Modelling of LWR Assemblies using the APOLLO2 Code Package*, Monterey, USA: Proceedings of the Int. Conf. on Math. and Comp. M&C2007, April 15-17, 2007.
 - [81] J. Di Salvo, J. C. Klein, A. Roche, J. P. Wieryszkow, D. Garnier, P. Sauvecane, J. F. Ledoux, A. C. Colombier, O. Leray et C. Vaglio-Gaudard, «Programme AMMON dans EOLE Valeurs recommandées pour le bilan matière,» NT DEN, SPEX/LPE/11/009 Ind. 0, 2011.
 - [82] M. Mahe, *Incertitude sur la masse d'U235 par noyau pour le RJH*, NT CERCA, SCA-08-323/MM Ind. 0.
 - [83] G. Miras, *Interprétation des mesures de canaux hydrauliques effectuées sur les éléments précurseurs RJH (éléments AMMON et EVITA)*, NT AREVA TA-642819 Ind. A. RJH-RCE.
 - [84] A. Cabarbaye et R. Laulheret, *Estimation d'un quantile concourant à la maîtrise d'un dimensionnement, The best quantile estimation to validate dimensioning*, Avignon: Présentation CNES 5D-2, 16ème congrès de Maitrise des Risques et de Sécurité de Fonctionnement, 6-10 octobre 2008.
 - [85] B. Iooss, *SMURFER V1.0: Sensitivity, Metamodel, Uncertainty and Reliability featured by R*.
 - [86] P. M. Pair et B. Iooss, «Construction de surface de réponse non linéaires : étude comparative de nouvelles méthodes de régression,» Rapport de stage DEN/CAD/DER/SESI/LCFR/NT DO 21, Juin, 2004.
 - [87] C. Vaglio-Gaudard, O. Leray, A. C. Colombier, C. D'Aletto, L. Gaubert, O. Gueton, J. P. Hudelot, M. Valentini, P. Siréta, J. Di Salvo, J. C. Klein, A. Roche, D. Beretz and J. M. Girard, *Monte Carlo Interpretation of the AMMON/REF Experiment Dedicated to the JHR Reactor*, Knoxville, Tennessee, USA: Proceeding of PHYSOR 2012, Advances in Reactor Research, Industry and Education, April 15-20, 2012.
 - [88] C. Vaglio-Gaudard, A. C. Colombier, J. P. Hudelot, O. Leray, O. Gueton et M. Valentini, *Interprétation de la configuration de référence du programme AMMON par des calculs Monte-Carlo avec TRIPOLI4/JEFF-3.1.1*, NT CAD/DEN/DER/SPRC/LPN/12-1615, Juin, 2012.
 - [89] A. Santamarina, D. Bernard, P. Blaise, L. Erradi, P. Leconte, R. Le Tellier, C. Vaglio and J. F. Vidal, *APOLLO2.8 : A validated code package for PWR neutronics calculations*, Hilton head Island, South Carolina, USA: Proceedings of the International Conference in Advances in Nuclear Fuel Management IV, April 12-15, 2009.
 - [90] P. Reuss, *Précis de neutronique*, collection genie atomique, EDP science, ISBN 2-86883-637-2.

ANNEXES

A ANNEXES DE LA PARTIE I : PROGRAMMES EXPÉRIMENTAUX EN SOUTIEN À LA QUALIFICATION DES OUTILS DE CALCUL NEUTRONIQUE DU RJH

Cette partie rappelle tout d'abord des éléments de base de la neutronique puis présente les caractéristiques du réacteur MINERVE dans sa configuration R1UO2 et les caractéristiques géométriques des échantillons du programme VALMONT

A.1 Éléments de Neutronique

La neutronique est la branche de la physique nucléaire qui s'intéresse aux réactions d'une population de neutrons dans la matière. Les principales grandeurs neutroniques étudiées dans cette thèse sont brièvement abordées ci-dessous.

A.1.1 La réactivité

Dans un milieu fini, c'est-à-dire avec fuites de neutrons et multiplicateur (matériau fissile), le quotient du taux de production de neutrons produits par une génération de neutrons sur le taux de disparition (par absorption ou fuite) donne le coefficient de multiplication effectif k_{eff} .

C'est donc le nombre moyen de neutrons émis par fission provoquant une nouvelle fission. Le k_{eff} donne une indication de l'état de la réaction en chaîne (si la population de neutrons s'auto-entretien, diminue ou augmente).

L'écart à la criticité (population de neutron constante, $k_{eff} = 1$) du réacteur s'appelle la réactivité ρ et est exprimée en pcm (pour-cent-mille = 10^{-5}), c'est donc l'écart relatif à 1 du k_{eff} .

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (122)$$

Lorsque la réactivité est positive, la population de neutrons augmente, le réacteur est sur-critique. Inversement, lorsque la réactivité est négative, la population de neutrons diminue, le réacteur est dit sous-critique. Dans le cas où la réactivité est nulle, la population de neutron est constante et le réacteur est critique. On comprend donc que la réactivité est un paramètre clé pour piloter un réacteur nucléaire.

Expérimentalement, c'est le taux de comptage d'une chambre à fission qui va permettre de suivre une population de neutrons et de déterminer son temps de doublement. La réactivité est ensuite déduite de l'équation de Nordheim [90].

L'effet en réactivité entre un état de référence k_{eff1} et un état perturbé k_{eff2} peut être donné par un calcul direct :

$$\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 = \frac{k_{eff2} - 1}{k_{eff2}} - \frac{k_{eff1} - 1}{k_{eff1}} = \frac{1}{k_{eff1}} - \frac{1}{k_{eff2}} \quad (123)$$

A.1.2 Les Taux de réaction

On appelle section efficace macroscopique Σ le produit de la densité volumique n d'un isotope par sa section efficace microscopique σ . Pour un matériau contenant plusieurs isotopes (de densité d et de nombre de masse A) on a :

$$\Sigma_{réaction} = \sum_{isotopes} n_i \sigma_i = N_{Avogadro} \sum_{isotopes} \frac{d_i}{A_i} \sigma_i \quad (124)$$

Pour un isotope de densité n (at.cm⁻³) dont la section efficace microscopique de réaction r est σ_r (cm²), dans un milieu de volume V (cm³) où règne un flux de neutrons φ (n.cm⁻².s⁻¹), le taux de réaction τ_r (s⁻¹) est défini par :

$$\tau_r = n \sigma_r \varphi V = \Sigma_r \varphi V \quad (125)$$

Expérimentalement, les taux de réactions sont mesurés à l'aide de détecteurs (chambres à ionisation, dosimétrie, détecteurs gamma) et sont proportionnels aux taux de comptage mesurés.

A.2 Le Programme VALMONT

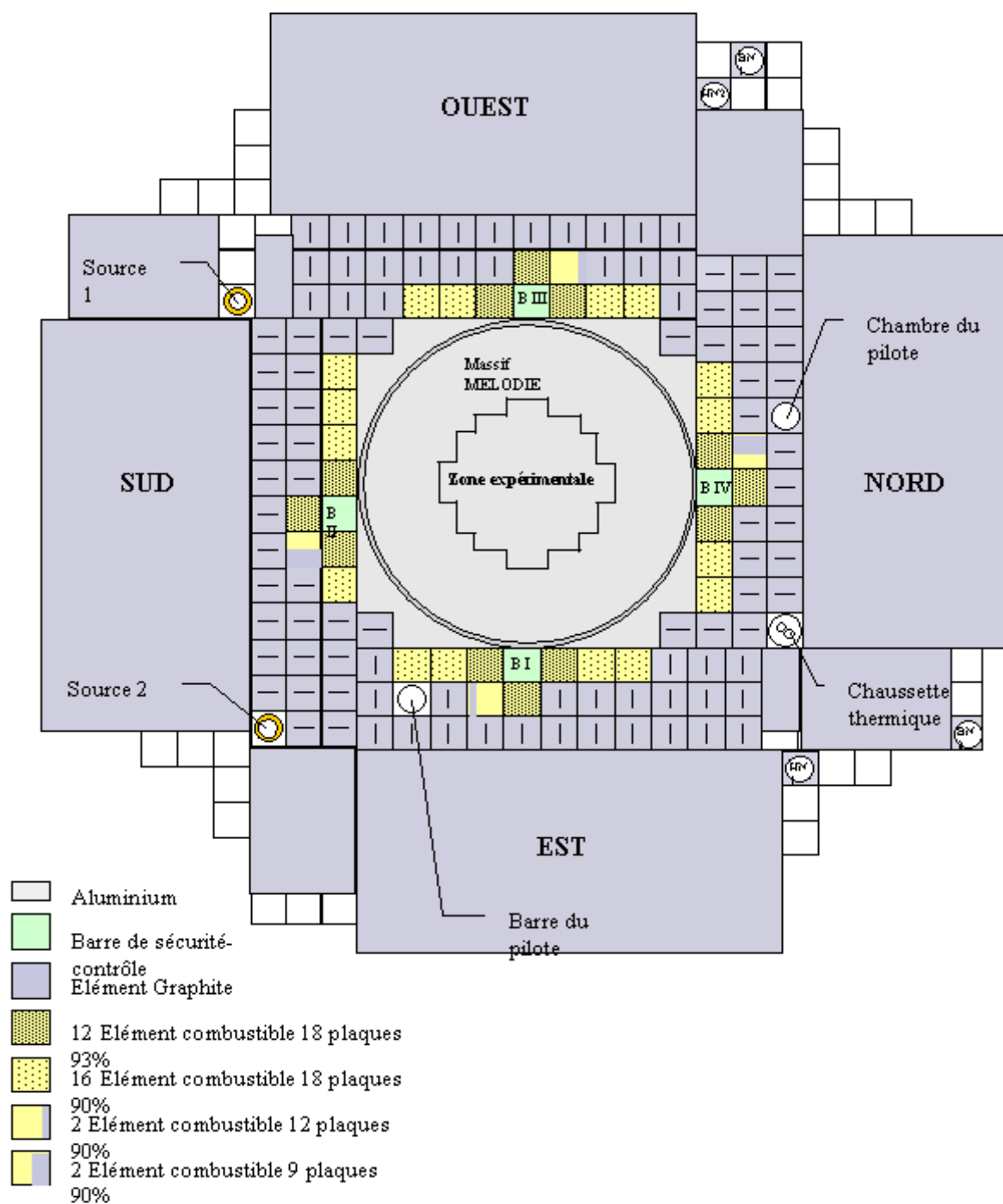


Figure 91 : Coupe horizontale du réacteur MINERVE.

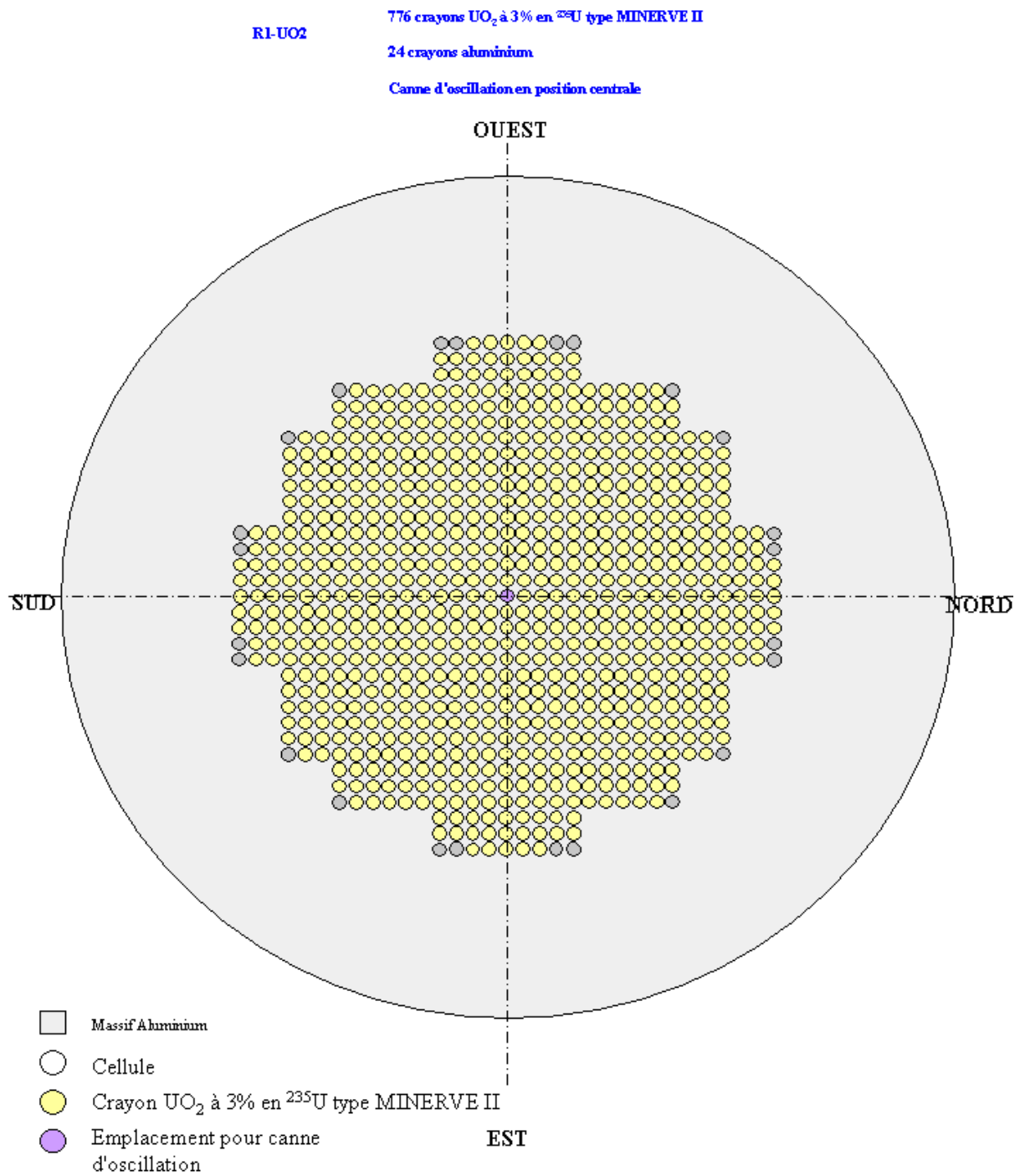


Figure 92 : Coupe horizontale du massif Mélodie.

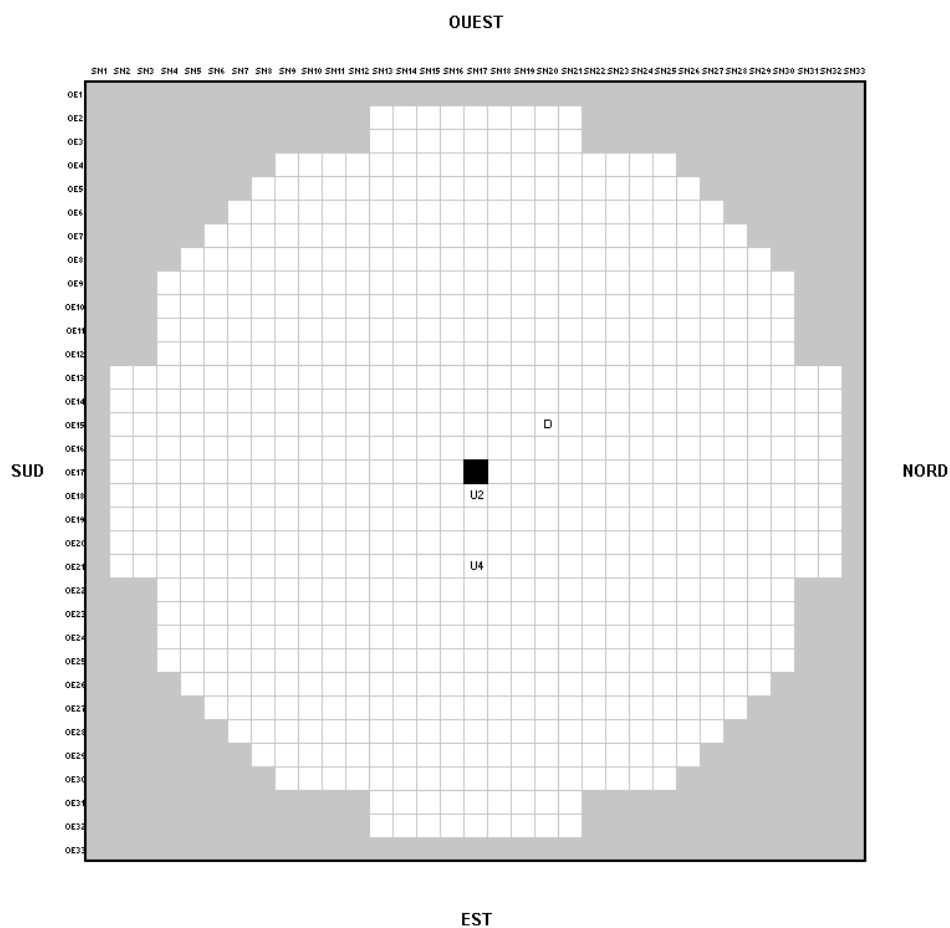


Figure 93 : Position des crayons utilisés pour la mesure de la capture ^{238}U .

■ Crayon Valmont
 U2 Crayon UO2 à 3% Face
 U4 Crayon UO2 à 3% Asymptotique
 D Crayon décroissant (réf.)

	NOM	Caractéristiques						
		Masse [g]	Précision [g]	Longueur [cm]	Diamètre intérieur [cm]	Précision [cm]	Diamètre extérieur [cm]	Précision [cm]
OSMOSE	F0025	50.550	0.0029	9.408			0.80943	0.00029
	F0050	50.672	0.0029	9.410			0.80946	0.00029
	N0071	50.892	0.0029	9.406			0.80943	0.00029
	S0100	51.480	0.0029	9.404			0.81114	0.00029
	S0200	51.410	0.0029	9.410			0.80986	0.00029
	S0300	51.526	0.0029	9.408			0.81032	0.00029
	S0400	51.518	0.0029	9.406			0.80999	0.00029
	S0495	51.676	0.0029	9.410			0.81036	0.00029
CBU	ETAL07	48.943	0.0029	9.996			0.80790	0.00029
	ETAL08	49.275	0.0029	9.998			0.81080	0.00029
	ETAL09	48.952	0.0029	9.998			0.81060	0.00029
	ETAL10	48.790	0.0029	9.982			0.80840	0.00029
	ETAL32	51.919	0.0029	9.970			0.82030	0.00029
	ETAL33	51.502	0.0029	9.950			0.82000	0.00029
Valmont	UappAl	19.360	0.0029	9.498			0.80460	0.00029
	U20Al	20.210	0.0029	9.482			0.80460	0.00029
	UMoAl22	13.700	0.0029	9.470	0.499	0.00029	0.80240	0.00029
	UMoAl8	29.400	0.0029	9.495	0.499	0.00029	0.80380	0.00029
	Apur	10.220	0.0029	9.480			0.80380	0.00029
	AMo	24.450	0.0029	9.480			0.80380	0.00029
Crayons	Crayon Valmont	153.330	0.0029	50.070	0.499	0.00029	0.80300	0.00029
	Crayon Uox*	7.753	0.063	1.494			0.80460	0.0008

* Valeurs pour une pastille

Tableau 53 : Caractéristiques géométriques des échantillons OSMOSE, CBU et Valmont utilisés ainsi que des crayons Valmont et MINERVE II.

	Gaine intérieure (Zy4)			
	Diamètre intérieur [cm]	Précision [cm]	Diamètre extérieur [cm]	Précision [cm]
Echantillons	0.835	0.0005	0.956	0.0005
Crayon Valmont	0.833	0.0005	0.955	0.0005
Crayon UOx	0.820	0.0005	0.940	0.0005

	Gaine extérieure (AG3)			
	Diamètre intérieur [cm]	Précision [cm]	Diamètre extérieur [cm]	Précision [cm]
Echantillons	1.022	NC	1.060	NC
Crayon Valmont	0.970	NC	1.100	NC
Crayon UOx	0.970	NC	1.100	NC

Tableau 54 : Caractéristiques géométriques des gaines.

B ANNEXES DE LA PARTIE II : MÉTHODES DE PROPAGATION ET DE MAÎTRISE DES INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ

Cette partie regroupe des compléments à la compréhension de la partie II. Tout d'abord, en ce qui concerne la partie théorique de physique nucléaire, des précisions sont apportées sur les sections efficaces, le formalisme de la matrice R et sur le modèle optique. Puis, Des détails sont apportés pour la résolution de la minimisation de la fonction coût dans le cadre de la réestimation des données nucléaires [48].

B.1 Eléments de physique nucléaire

B.1.1 Sections efficaces

La résolution de l'équation de Schrödinger pour la région externe est une combinaison des amplitudes des ondes entrantes de la voie c : I_c (Incoming waves) et des ondes sortantes de la voie c' : $O_{c'}$ (Outgoing waves).

$$\psi = \sum_c y_c I_c + \sum_{c'} x_{c'} O_{c'} \quad (126)$$

On appelle matrice de collision $U_{cc'}$ la matrice qui lie les coefficients de cette somme :

$$x_{c'} \equiv - \sum_c U_{cc'} y_c \quad (127)$$

La norme de la matrice de collision $|U_{cc'}|^2$ donne la probabilité de passer d'une voie d'entrée c à une voie de sortie c' (et donc $\sum_{c'} |U_{cc'}|^2 = 1$).

Les sections efficaces différentielles en angle dans le système du centre de masse s'écrivent par une somme de polynômes de Legendre (équation de Schrödinger):

$$d\sigma_{\alpha\alpha'} = \tilde{\lambda}^2 \sum_{L=0}^{\infty} B_L P_L(\cos \theta_{\alpha'}) d\Omega \quad (128)$$

Avec :

- P_L les polynômes de Legendre d'ordre L
- $\theta_{\alpha'}$ l'angle de déviation de la particule sortante par rapport à la particule entrante
- $\tilde{\lambda}$ la longueur d'onde réduite
- B_L des coefficients faisant intervenir :
 - Les fonctions de collisions U_l correspondant à la modification de l'onde sortante d'ordre l par la réaction (la norme de U_l donne la modification en amplitude et l'argument donne le déphasage).
 - Les coefficients de Clebsch-Gordan : $(l'l'00, L0)$ qui s'annulent sauf si :

$$|l - l'| \leq L \leq l + l'$$

et

$$\pi^{l+l'} = \pi^L$$

$$B_L = \frac{1}{4} \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1)(l'l'00, L0)^2 (1-U_l)(1-U_{l'}) \quad (129)$$

En simplifiant ce cas à un neutron incident (et si on considère une réaction passant d'un couple α à un couple α' de particules (voies c et c')) on arrive au formalisme de Blatt et Biedenharn pour la section efficace angulaire qui nous servira dans le cas des distributions angulaires. Dans le cas des sections non différenciées en angle, l'équation se simplifie par orthogonalité des polynômes de Legendre, et on arrive à :

$$d\sigma_{\alpha\alpha'} = \pi \hat{\kappa}_\alpha^2 \sum_J g_J \sum_{l,l'} \sum_{s,s'} \left| \delta_{\alpha,\alpha'} \delta_{l,l'} \delta_{s,s'} - U_{als,\alpha'l's'}^J \right|^2 \quad (130)$$

Avec $g_J = \frac{2J+1}{(2i_N+1)(2i_n+1)}$, facteur statistique de spin qui correspond au poids de chaque moment angulaire total.

On a donc $\delta_{\alpha,\alpha'} \delta_{l,l'} \delta_{s,s'} = 1$ uniquement lorsque la voie de sortie est la même que la voie d'entrée.

B.1.2 Le formalisme de la matrice R

Ce formalisme permet d'exprimer la matrice de collision U en fonction des éléments de la matrice R. Pour un état λ , on introduit les paramètres de résonance:

- $\gamma_{\lambda c}$, l'amplitude de probabilité pour la décroissance des états du noyau composé par la voie de sortie c'.
- $\gamma_{\lambda c}$ l'amplitude de probabilité pour la formation des états du noyau composé par la voie d'entrée c.
- E_λ , l'énergie du niveau

Ainsi, un élément de la matrice R pour un état λ , s'écrit :

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad (131)$$

Et l'expression de la matrice de collision $U_{cc'}$ en fonction de R, est :

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c - \varphi_{c'})} P_c^{1/2} \left([1 - R(L - B)]^{-1} [1 - R(L^* - B)] \right)_{cc'} P_{c'}^{1/2} \quad (132)$$

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c - \varphi_{c'})} \left(\delta_{cc'} + 2iP_c^{1/2} \left[[1 - RL^0]^{-1} R \right]_{cc'} P_{c'}^{1/2} \right) \quad (133)$$

Avec :

- L^* la matrice conjuguée de L
- $L_{cc'}^0 \equiv L_{cc'} - B_{cc'} = (L_c - B_c) \delta_{cc'} \equiv (S_c + iP_c - B_c) \delta_{cc'}$
- φ_c le déphasage de la sphère dure.
- L étant la matrice contenant les éléments L_c , dérivées logarithmiques de la fonction d'onde radiale sortante en $r = a_c$.
- B étant la matrice contenant les éléments B_c , dérivées logarithmiques des fonctions propres radiales en $r = a_c$ (dont les valeurs propres sont les E_λ).
- S_c la partie réelle de L_c , appelé facteur de décalage de la barrière de potentiel de la voie c.
- P_c la partie imaginaire de L_c , appelé pénétrabilité de la barrière de potentiel de la voie c.

On notera que les éléments L_c et B_c sont des conditions aux limites de la région interne du modèle du noyau composé. On peut définir maintenant les largeurs partielles des résonances :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma_{\lambda c}^2 \quad (134)$$

Ainsi, pour chaque niveau et chaque réaction, on a une largeur partielle : $\Gamma_n, \Gamma_\gamma, \Gamma_f, \dots$ et on peut définir une largeur totale $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots$.

Pour simplifier la taille de la matrice R , on introduit la matrice des niveaux A , qui sert aussi à exprimer la matrice de collision :

A est telle que, pour deux niveau λ et μ : $(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} - \sum_c \gamma_{\lambda c} L_c^0 \gamma_{\mu c}$

Ainsi on a :

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c - \varphi_{c'})} \left(\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda, \mu} \sqrt{\Gamma_{\lambda c}} A_{\lambda\mu} \sqrt{\Gamma_{\lambda c'}} \right) \quad (135)$$

Les approximations existantes du formalisme de la matrice R sont nombreuses, nous ne décrivons ici que succinctement trois de celles-là qui portent sur des simplifications de la matrice des niveaux A et que nous rencontrerons ultérieurement.

B.1.2.1 L'approximation simple niveau de Breit et Wigner (SLBW)

L'approximation simple niveau de Breit et Wigner consiste à ne considérer qu'un seul niveau. Ainsi, la matrice des niveaux A devient un scalaire.

$$A^{-1} = E_0 - E - \sum_c L_c^0 \gamma_c^2 = E_0 - E + \Delta - i \frac{\Gamma}{2} \quad (136)$$

Avec :

la largeur totale $\Gamma = \sum_c \Gamma_c$

le décalage de niveau $\Delta = \sum_c (S_c - B_c)$

En développant ensuite l'expression de la section efficace en fonction de la matrice de collision exprimée par la matrice A , on arrive à :

Pour une réaction d'absorption $i \in \{\gamma, f, \dots\}$:

$$\sigma_i = \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (137)$$

Pour la diffusion élastique, la section efficace présente trois termes :

- Un terme de diffusion élastique résonante qui se présente comme la section d'une réaction d'absorption (avec $\Gamma_i = \Gamma_n$).
- Un terme de diffusion élastique potentielle qui correspond à la surface du noyau cible (de rayon R).
- Un terme d'interférence.

$$\sigma_s = \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} + 4R\tilde{\lambda}g_J \frac{\Gamma_n(E - E_0)}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} + 4\pi R^2 \quad (138)$$

Enfin, la section totale est la somme de tous ces termes, ou tout simplement en remplaçant Γ_n^2 par $\Gamma_n \Gamma$ dans l'expression précédente :

$$\sigma_{totale} = \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} + 4R\tilde{\lambda}g_J \frac{\Gamma_n(E - E_0)}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} + 4\pi R^2 \quad (139)$$

B.1.2.2 L'approximation multi-niveaux de Breit et Wigner (MLBW)

Cette approximation consiste à ne considérer que les termes diagonaux de la matrice A^{-1} (interférences entre les niveaux):

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = \left(E_\lambda - E - \sum_c L_c^0 \gamma_{\lambda c}^2 \right) \delta_{\lambda\mu} \equiv \left(E_\lambda - E + \Delta_\lambda - i \frac{\Gamma_\lambda}{2} \right) \delta_{\lambda\mu} \quad (140)$$

La matrice de collision s'écrit alors :

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c - \varphi_{c'})} \left(\delta_{cc'} + i \sum_\lambda \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - i \frac{\Gamma_\lambda}{2}} \right) \quad (141)$$

En développant on obtient les sections partielles (cc') et la section totale (c) en sommant sur toutes les réactions.

B.1.2.3 L'approximation de Reich-Moore

Les voies photons contribuent, dans certains cas, à de très nombreux termes de la matrice A^{-1} . Cependant, ces termes qui sont d'amplitude similaire ont le même signe sur la diagonale mais possèdent un signe aléatoire dans les éléments non diagonaux. Ainsi, Reich et Moore ont proposé un développement de la matrice R en négligeant les interférences entre voies photons. La matrice A se simplifie donc et on aboutit à une matrice R réduite (les voies gamma supprimées sont visibles par les largeurs radiatives totales $\Gamma_{\lambda\gamma}$):

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E - i \frac{\Gamma_{\lambda\gamma}}{2}} \text{ pour } c, c' \neq \gamma \quad (142)$$

Ensuite, la matrice de collision se déduit de la nouvelle expression de la matrice R et enfin les sections sont calculées avec cette nouvelle matrice $U_{cc'}$. L'avantage se situe dans le fait que la matrice R est réduite et donc que l'inversion du terme $1 - RL^0$ est facilité. La section de capture radiative se déduit par la différence entre la section totale et toutes les autres sections partielles.

B.1.3 Le modèle optique

De plus, les termes de couplage spin-orbite sont paramétrés par les coefficients de surface (diffusivité, profondeur du puits, rayon) et dépendent également du couplage spin-orbite :

$$\vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) \quad (143)$$

Or

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \Rightarrow j = l \pm \frac{1}{2} \quad (144)$$

Donc

$$\begin{cases} \vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}l \\ ou \\ \vec{l} \cdot \vec{s} = -\frac{1}{2}(l+1) \end{cases} \quad (145)$$

Par la résolution de l'équation radiale de Schrödinger dans les deux régions (interne et externe et avec la continuité des fonctions d'onde à l'interface) et pour un état (l, j) , la matrice de collision U_{lj} s'exprime par un quotient des fonctions d'onde formant la solution générale. Les coefficients de transmission sont définies par :

$$T_{lj} = 1 - |U_{lj}| \quad (146)$$

Et la section totale, la section potentielle élastique (shape) et celle de réaction sont données par :

$$\sigma_{totale} = \frac{\pi}{2} \sum_l \sum_{j=l \pm \frac{1}{2}}^{\infty} (2j+1) |1 - \text{Re}(U_{lj})| \quad (147)$$

$$\sigma_{reaction} = \frac{\pi}{2} \sum_l \sum_{j=l \pm \frac{1}{2}}^{\infty} (2j+1) T_{lj} \quad (148)$$

$$\sigma_{shape} = \frac{\pi}{2} \sum_l \sum_{j=l \pm \frac{1}{2}}^{\infty} (2j+1) |1 - U_{lj}| \quad (149)$$

Avec

$$\sigma_{totale} = \sigma_{shape} + \sigma_{reaction} \quad (150)$$

Ensuite, le calcul des réactions directes et de pré-équilibre permet de déduire par différence avec $\sigma_{reaction}$ la composante du noyau composé. Les différentes voies de ce mécanisme sont calculées par le modèle d'Hauser-Feshbach (théorie la plus utilisée).

B.2 Réestimation des Données Nucléaires de Base

On cherche à minimiser la fonction coût :

$$S(\vec{x}^*) = (\vec{x}^* - \vec{x})^t M_x^{-1} (\vec{x}^* - \vec{x}) + (\vec{z} - \vec{y})^t M_y^{-1} (\vec{z} - \vec{y}) \quad (151)$$

On cherche \vec{x}^* tel que $\text{grad}(S(\vec{x}^*)) = 0$ afin de trouver un extremum de S. En supposant que l'*a priori* est proche de la solution, cet extremum est l'optimum de la fonction coût. Dans ce but, la méthode itérative de Gauss-Newton est utilisée.

Les notations suivantes sont adoptées :

Pour le gradient de S :

$$\Gamma(\vec{x}^*) = \frac{\partial S}{\partial \vec{x}^*} \bigg|_{\vec{x}^*} \quad (152)$$

Pour la dérivée de Γ (matrice Hessienne) :

$$H_{i,j}(\vec{x}^*) = \frac{\partial \Gamma_i}{\partial \vec{x}_j} \bigg|_{\vec{x}^*} = \frac{\partial^2 S}{\partial \vec{x}_i \partial \vec{x}_j} \bigg|_{\vec{x}^*} \quad (153)$$

Pour la jacobienne (qui correspond à la sensibilité) :

$$G_{i,j} = \frac{\partial \vec{z}_i}{\partial \vec{x}_j} \bigg|_{\vec{x}^*} \quad (154)$$

La linéarisation du gradient en \vec{x} donne en utilisant la définition de H :

$$\Gamma(\vec{x}^*) = \Gamma(\vec{x}) + H \cdot (\vec{x}^* - \vec{x}) \quad (155)$$

Enfin, en inversant la relation précédente (H est inversible [48]), on aboutit à :

$$\vec{x}^* = \vec{x} + H^{-1} \cdot (\Gamma(\vec{x}) - \Gamma(\vec{x}^*)) \quad (156)$$

Ce qui n'est rien d'autre que la relation de récurrence dont on se sert pour la méthode de Gauss-Newton (on itère sur \vec{x}^* avec $\Gamma(\vec{x}^*) = 0$) :

$$\vec{x}_{(n)}^* = \vec{x}_{(n-1)}^* + H_{(n-1)}^{-1} (\vec{x}_{(n-1)}^* \cdot \Gamma(\vec{x}_{(n-1)}^*)) \text{ avec } \vec{x}_{(0)}^* = \vec{x} \quad (157)$$

La matrice de variances-covariances *a posteriori* est obtenue par H^{52} . En développant H et en supprimant les termes négligeables du deuxième ordre [48] on obtient :

$$H(\vec{x}^*) = 2 \times (M_x^{-1} + G^t M_y^{-1} G) \quad (158)$$

Donc la matrice recherchée est donnée par :

⁵² La matrice Hessienne sert à calculer la matrice de variances-covariances *a posteriori* car celle-ci est

définie par : $M_{x^*} = 2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \vec{x}_i \partial \vec{x}_j} \right)^{-1} = 2 (H_{(\vec{x}^*)})^{-1}$

$$M_{x^*,n-1} = \left(M_x^{-1} + G_{n-1}^t M_y^{-1} G_{n-1} \right)^{-1} \quad (159)$$

C ANNEXES DE LA PARTIE III : CALCUL D'INCERTITUDES SUR LA RÉACTIVITÉ DU RJH

Des compléments aidant à la lecture d'un fichier d'évaluation au format *ENDF* sont données dans cette partie. Puis les paramètres de résonance et les corrélations obtenus pour l'étude de marginalisation rétroactive de l'évaluation de l'aluminium sont présentés.

C.1 Précisions sur le format *ENDF*

Les principaux « flags » des Files 1 à 4 sont succinctement présentés ici et aide à la compréhension de la lecture d'un fichier au format *ENDF*.

FILE 1, Contient des informations sur l'évaluation.

Le flag LRP permet de connaître le contenu de la *FILE* 2 :

LRP = -1 : La *FILE* 2 n'est pas donnée

LRP = 0 : La *FILE* 2 ne contient que le rayon de diffusion, aucun autre paramètre n'est fourni.

LRP = 1 : La *FILE* 2 contient des paramètres de résonance du RRR et/ou de l'URR. Les sections calculées à partir de ces paramètres doivent être ajoutées aux sections de la *FILE* 3.

LRP = 2 : La *FILE* 2 contient les paramètres de résonance et les sections calculées à partir de ces paramètres ne doivent pas être ajoutées aux sections de la *FILE* 3.

FILE 2, les paramètres de résonance :

Dans le RRR (flag LRU=1), cinq formats sont possibles dans le fichier *ENDF* et sont repérés par le flag LRF. Seules les valeurs 1 à 3 nous intéressent ici :

LRF = 1 : formalisme de Breit et Wigner simple niveau

LRF = 2 : formalisme de Breit et Wigner multi-niveaux

LRF = 3 : formalisme de Reich-Moore

Dans l'URR (LRU=2)

LRF=1 indique que seule la largeur de fission varie en fonction de l'énergie.

LRF=2 indique que plusieurs paramètres peuvent varier avec l'énergie.

La *FILE* 3 qui contient les sections efficaces ne demande pas d'explication supplémentaire lorsque l'on sait que les sections sont données directement en barn pour chaque valeur d'énergie croissante.

FILE 4, Les distributions angulaires :

Les distributions angulaires sont calculées à partir des fonctions de distributions normalisées $f(E, \mu)$ qui s'expriment par une somme de polynômes de Legendre :

$$f(E, \mu) = \sum_{l=0}^{N_L} \frac{2l+1}{2} a_l(E) P_l(\mu)$$

Avec :

- E l'énergie du neutron
- μ le cosinus de l'angle de renvoi
- N_L l'ordre maximum des polynômes
- a_l le $l^{\text{ième}}$ coefficient des polynômes de Legendre

La *FILE* 4 regroupe soit les fonctions f soit les coefficients a_1 . Dans ce dernier cas, comme $a_0 = 1$ quelle que soit l'énergie, les coefficients tabulés commencent à a_1 .

Plusieurs représentations sont autorisées et sont repérées par le flag LTT :

LTT=0, toutes les distributions angulaires sont isotropes

LTT=1, les coefficients de Legendre sont directement donnés

LTT=2, ce sont les densités de probabilités tabulées qui sont fournies: $f(\mu, E)$

LTT=3, les coefficients de Legendre sont donnés pour la région en énergie la plus basse et les valeurs tabulées des densités de probabilités sont ensuite données (région la plus haute en énergie).

De plus, un autre flag permet de savoir si les distributions angulaires sont toutes isotropes ou non (en plus de LTT=0):

LI=0, les distributions ne sont pas toutes isotropes

LI=1, les distributions sont toutes isotropes

Le référentiel utilisé est spécifié par le flag LCT :

LCT=1, on se place dans le référentiel du laboratoire

LCT=2, on se place dans le référentiel du centre de masse

Le flag NE indique le nombre de points en énergie pour lesquels les distributions angulaires sont données.

La Figure 94 donne l'exemple de l'en-tête de la *FILE* 4 du ${}^9\text{Be}$ (ZA=4009) de JEFF-3.1.1. Les densités de probabilités sont données dans le référentiel du centre de masse (LTT=2 et LCT=2). Les distributions angulaires du ${}^9\text{Be}$ sont isotropes (E_1 et E_2) puis deviennent (légèrement) anisotropes à partir de 230 keV.

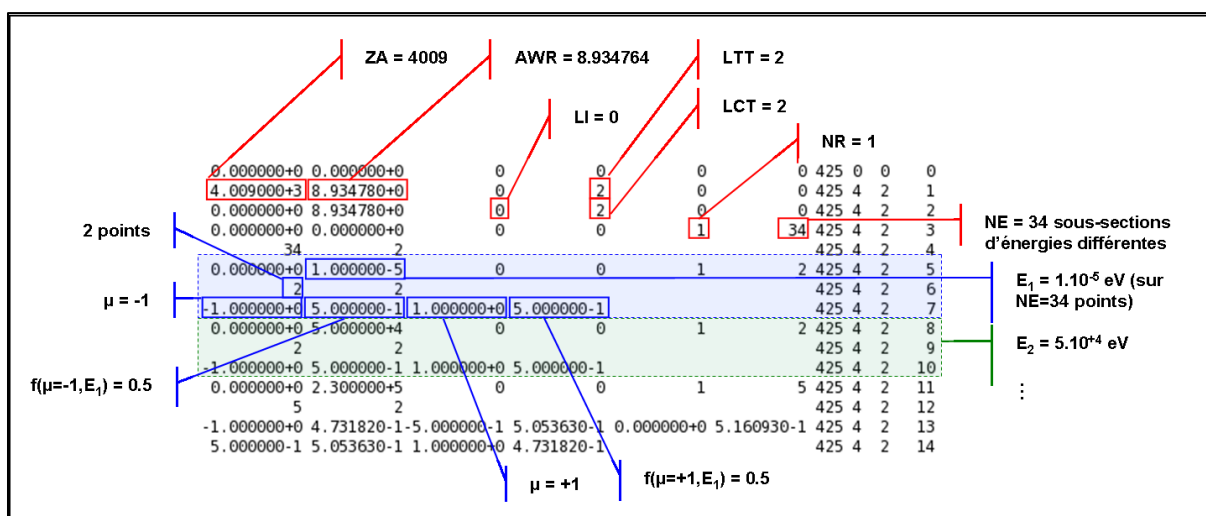


Figure 94 : début de la *FILE* 4 du ^9Be de JEFF-3.1.1. Deux points (μ ; $f(\mu, E)$) sont donnés pour $E=E_1$: (-1 ; 0.5) et (1 ; 0.5), la distribution angulaire à $E=E_1$ est donc isotrope.

C.2 Etude sur l'aluminium

C.2.1 Paramètres de résonance

Energy (eV)	J^π	Γ_γ (eV)	Γ_n (eV)
5904.7 ± 1.5	-1.0	0.61 ± 0.05	16.69 ± 0.22
24306.0	-1.0	0.01	1.54
34828.0 ± 70.0	2.0	2.68 ± 0.20	3347.00 ± 191.51
86268.0 ± 90.0	3.0	2.06 ± 0.20	10934.00 ± 1366.70
91249.0	-2.0	0.37	201.80
99732.0	-1.0	1.79	4.39
103840.0	-1.0	0.62	3.76
120010.0 ± 80.0	-3.0	2.16 ± 0.90	2815.40 ± 342.78
142930.0 ± 100.0	3.0	3.34 ± 0.10	18690.00 ± 1524.80
146210.0	-2.0	0.20	114.60
158730.0 ± 100.0	-3.0	0.84 ± 0.40	3428.90 ± 947.06
203560.0 ± 150.0	2.0	3.42 ± 1.70	13408.00 ± 2486.40
203760.0	-3.0	0.95	4.52
220290.0	-1.0	0.58	10.00
224060.0	-2.0	1.17	471.26
257360.0	-3.0	0.59	799.64
260780.0	2.0	2.75	99.26
268540.0	2.0	0.87	158.90
280290.0 ± 200.0	3.0	2.27 ± 0.77	14174.00 ± 1152.10
315050.0 ± 250.0	1.0	2.44 ± 0.52	8155.70 ± 721.00
345110.0	1.0	2.39	115.50
360340.0	0.0	8.37	266.80
366850.0 ± 550.0	-4.0	1.52 ± 0.30	4619.10 ± 398.21
367950.0	-2.0	1.54	4398.30
376070.0	-2.0	0.65	2909.20
386350.0 ± 560.0	3.0	0.61 ± 0.31	2303.20 ± 127.67
415750.0 ± 350.0	-2.0	5.06 ± 2.53	21103.00 ± 2747.60
420260.0	3.0	0.81	400.89
429510.0 ± 350.0	2.0	0.51 ± 0.25	51989.00 ± 4526.90

Energy (eV)	J^x	Γ_γ (eV)	Γ_n (eV)
477350.0	-3.0	0.68	1273.40
490120.0	-2.0	0.38	2335.00
490420.0 \pm 400.0	2.0	0.49 \pm 0.25	2885.40 \pm 469.57
494380.0	-1.0	0.50	999.89
521240.0	0.0	3.35	35913.00
523430.0	-2.0	1.66	7200.30
526200.0 \pm 400.0	3.0	0.98 \pm 0.49	5140.60 \pm 2396.90
545870.0	1.0	0.67	148.00
546260.0	1.0	0.74	95.45
569530.0 \pm 450.0	-3.0	1.64 \pm 0.82	17255.00 \pm 5805.60
586240.0 \pm 900.0	3.0	1.38 \pm 0.69	4595.50 \pm 1503.70
586290.0	3.0	0.36	105.50
592720.0	4.0	0.35	4.40
598240.0	-4.0	0.29	1547.70
602910.0	4.0	0.21	47.37
614570.0 \pm 800.0	3.0	0.71 \pm 0.35	13644.00 \pm 5723.90
647300.0 \pm 2000.0	-3.0	2.63 \pm 1.31	10330.00 \pm 4847.80
651970.0 \pm 2000.0	-2.0	0.45 \pm 0.23	3583.90 \pm 1034.50
654610.0	2.0	0.20	161.50
655090.0	3.0	0.17	256.90
698920.0	1.0	1.09	53.55
706340.0 \pm 500.0	5.0	1.09 \pm 0.55	1295.80 \pm 134.44
707710.0	-1.0	1.13	10010.00
714900.0 \pm 1500.0	2.0	2.21 \pm 0.11	1452.40 \pm 637.54
725170.0	-1.0	1.13	890.70
759350.0	2.0	1.09	6600.90
762720.0 \pm 1500.0	-2.0	1.13 \pm 0.56	84929.00 \pm 34244.00
766340.0	3.0	1.40	318.90
774590.0	-2.0	1.13	6725.60
782100.0	-1.0	1.13	4577.70

Energy (eV)	J^π	Γ_γ (eV)	Γ_n (eV)
786110.0	5.0	1.09	11137.00
786710.0 \pm 2100.0	3.0	2.21 \pm 1.11	24237.00 \pm 7956.40
820720.0	3.0	1.71	259.06
822130.0	2.0	2.21	8502.60
849580.0	4.0	1.09	3701.00

Figure 95 : Paramètres de résonance de JEFF3.1.1 pour l'aluminium et les incertitudes obtenues avec CONRAD.

C.2.2 Matrices de corrélations

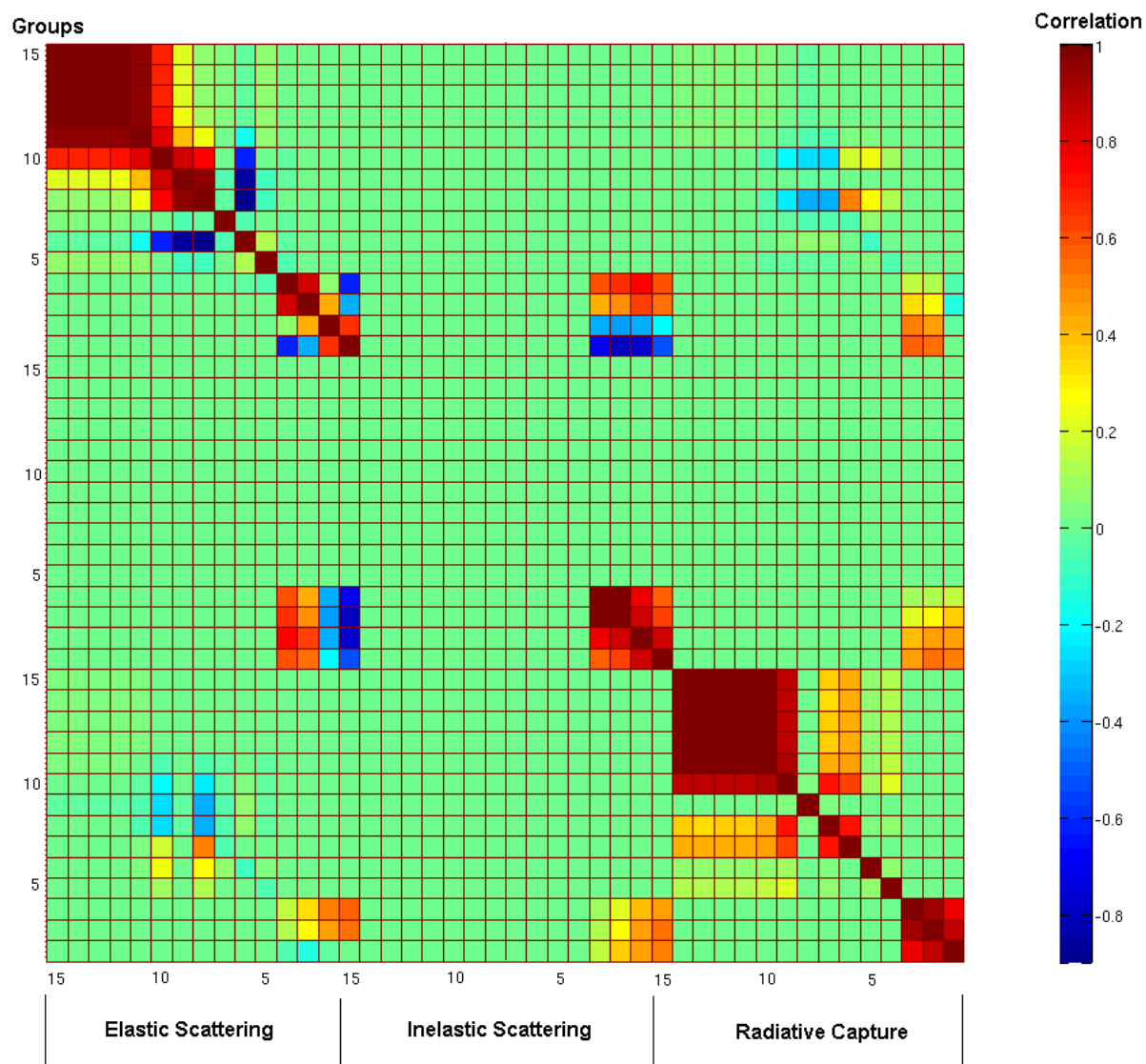


Figure 96 : Matrice de corrélation de l'aluminium pour les réactions de diffusion élastique, diffusion inélastique et capture.

D ANNEXES DE LA PARTIE IV : INTERPRÉTATION DU PROGRAMME VALMONT

Cette partie rassemble les éléments complémentaires à la partie IV : spectre γ , détermination du coefficient de calibration, corrections des calculs d'effets en réactivité et leurs incertitudes.

D.1 Mesures

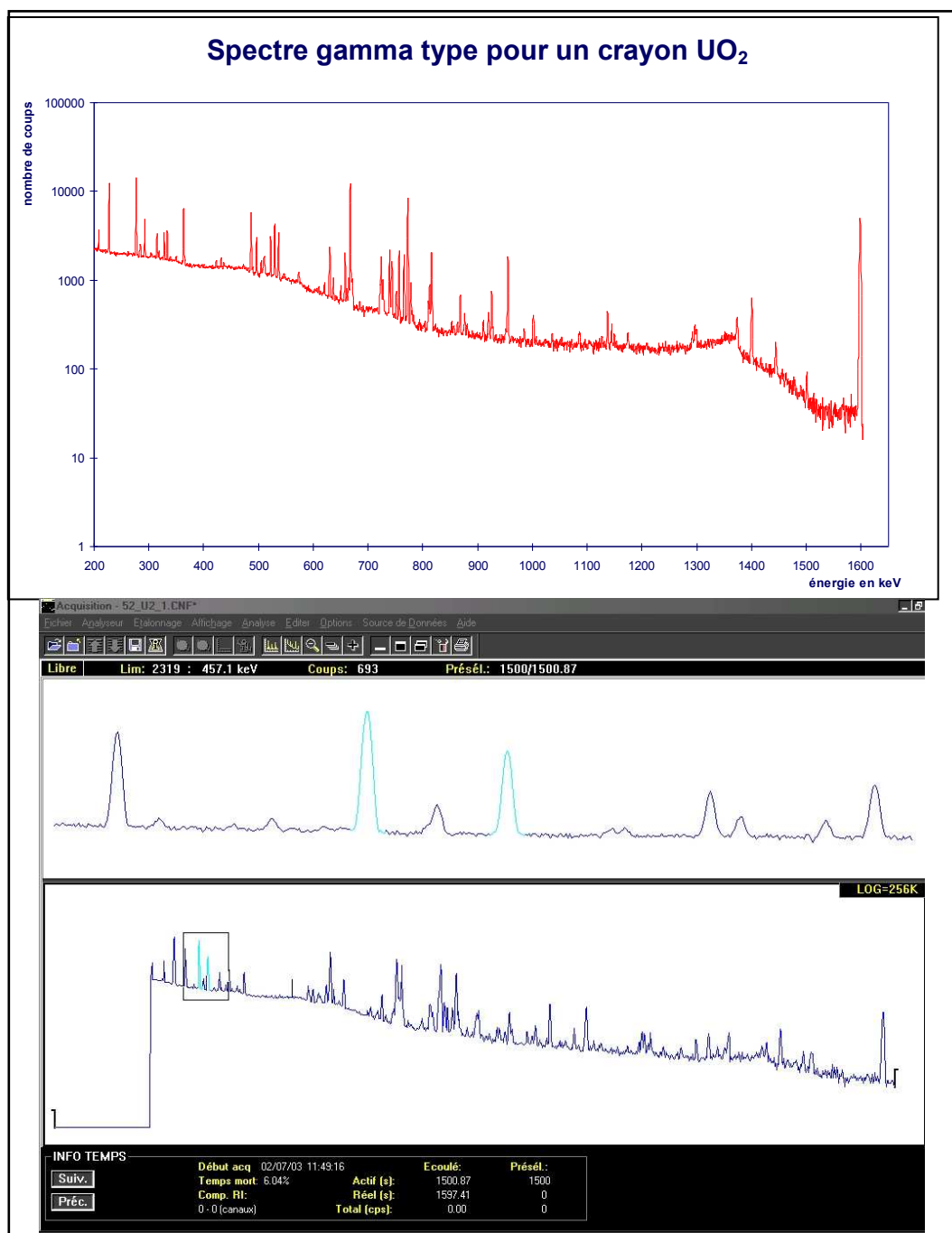


Figure 97 : Spectre γ mesuré et identification des raies γ d'intérêt.

D.2 Schémas de calcul

D.2.1 Effets en réactivité des échantillons de calibration

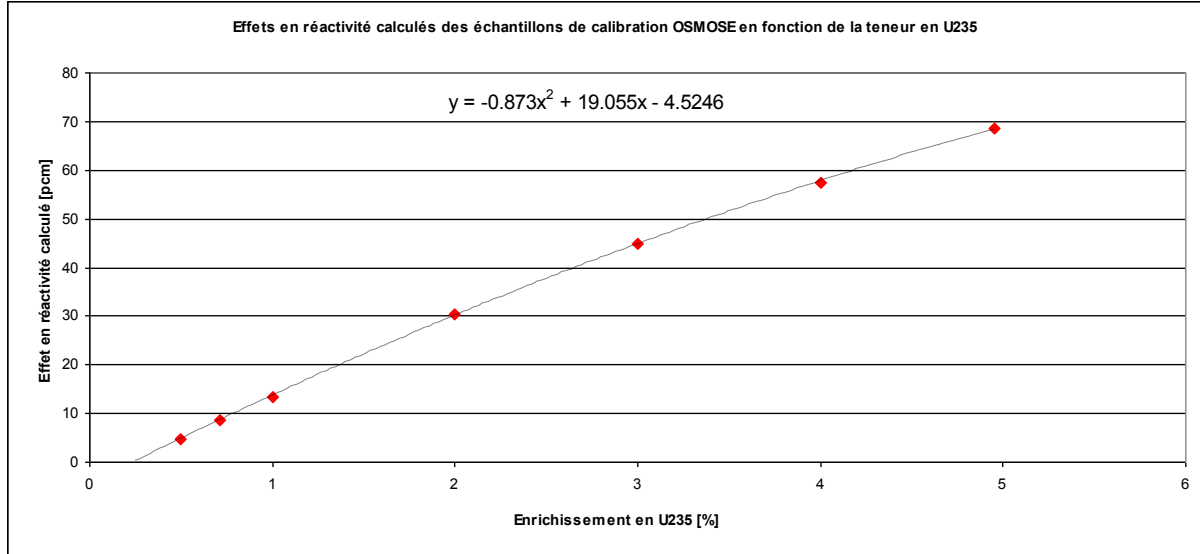


Figure 98 : Effets en réactivité calculés des échantillons de calibration de la série OSMOSE en fonction de l'enrichissement en 235U et la courbe de tendance associée.

D.2.2 Calculs des coefficients de calibration par la méthode itérative

Soit :

X_i la valeur de l'effet en réactivité de l'échantillon i (en pcm) calculé et Y_i celle déterminée expérimentalement (en up).

σ_{X_i} et σ_{Y_i} les incertitudes technologiques et expérimentales de l'échantillon i (respectivement en pcm et en up).

α_n et β_n les coefficients de calibration de la droite à la $n^{\text{ième}}$ itération

On pose :

$$w_{i,n-1} = \frac{1}{\sigma_{Y_i}^2 + \alpha_{n-1}^2 \sigma_{X_i}^2} \text{ le poids à la } n^{\text{ième}} \text{ itération}$$

Les coefficients de la droite et leurs incertitudes, pour une série de N échantillons, sont obtenus par :

$$\alpha_n = \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i Y_i - \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i \sum_{i=1}^N w_{i,n-1} Y_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1}}}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n-1} X_i \right)^2}{\sum_{i=1}^N w_{i,n-1}}},$$

$$\sigma_{\alpha_n} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n} Y_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n} Y_i\right)^2}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}} - \alpha_n^2 \sum_{i=1}^N w_{i,n} \left(X_i - \frac{w_i X_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}}\right)^2}{N \times \sum_{i=1}^N w_{i,n} \left(X_i - \frac{w_i X_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}}\right)^2}}$$

Et

$$\beta_n = \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n} X_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}} - \alpha_n \frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n} Y_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}},$$

$$\sigma_{\beta_n} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N w_{i,n} Y_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n} Y_i\right)^2}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}} - \alpha_n^2 \sum_{i=1}^N w_{i,n} \left(X_i - \frac{w_i X_i}{\sum_{i=1}^N w_{i,n}}\right)^2}{N \times \sum_{i=1}^N w_{i,n}} + \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n} X_i\right)^2}{\left(\sum_{i=1}^N w_{i,n}\right)^2} \sigma_{\alpha_n}^2}}$$

D.2.3 Corrections de longueur

	Ancien schéma d'interprétation	HORUS3D/N V4.0	REF SHEM/MOC
Echantillon			
F0025	0.81179	0.81179	0.81179
F0050	0.81195	0.81112	0.81116
N0071	0.81162	0.81207	0.81205
S0100	0.81145	0.81202	0.81199
S0200	0.81195	0.81182	0.81183
S0300	0.81179	0.81179	0.81179
S0400	0.81162	0.81169	0.81169
S0495	0.81195	0.81190	0.81190
ETAL07	0.91306	0.91306	0.91306
ETAL09	0.91324	0.91342	0.91343
ETAL10	0.91182	0.91134	0.91130
ETAL32	0.91076	0.92230	0.92216
ETAL33	0.90899	0.90689	0.90672
A pur	0.82390	0.82390	0.82390
UappAl	0.82542	0.82448	0.82448
U20Al	0.82407	0.82411	0.82411
UMoAl22	0.82305	0.82266	0.82269
UMoAl8	0.82516	0.82535	0.82534
AMo	0.82390	0.82390	0.82390

Tableau 55 : Valeurs des corrections de longueur pour chaque schéma de calcul selon les échantillons OSMOSE, Crédit-BurnUp et Valmont.

D.2.4 Incertitudes

Schema	Ancien schéma d'interprétation					HORUS3D/N V4.0					Schéma de référence SHEM/MOC				
Calibration	Méthode itérative					Méthode Monte-Carlo					Méthode Monte-Carlo				
Incertitude en %	σ _{tech}	σ _{exp}	σ _{corr}	σ _α	σ _{tot}	σ _{tech}	σ _{exp}	σ _{corr}	σ _α	σ _{tot}	σ _{tech}	σ _{exp}	σ _{corr}	σ _α	σ _{tot}
Echantillons															
UappAl	0.04	2.00	0.10	0.38	2.04	4.35	2.00	0.22	1.08	4.91	3.37	2.00	0.22	1.04	4.06
U20Al	0.13	0.73	0.10	0.38	0.84	1.56	0.73	0.22	1.08	2.05	1.34	0.73	0.22	1.04	1.86
UMoAl22	0.15	1.08	0.10	0.38	1.16	2.74	1.08	0.22	1.08	3.15	2.09	1.08	0.22	1.04	2.58
UMoAl8	0.14	0.40	0.10	0.38	0.58	0.93	0.40	0.22	1.08	1.50	0.71	0.40	0.22	1.04	1.34
AMo	0.03	0.61	0.10	0.38	0.72	2.04	0.61	0.22	1.08	2.40	1.57	0.61	0.22	1.04	1.99

Tableau 56 : Bilan des incertitudes. L'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes technologiques, expérimentales, des corrections et de la calibration.

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{tech}^2 + \sigma_{exp}^2 + \sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{corr}^2}$$

E ANNEXES DE LA PARTIE V : INTERPRÉTATION DU PROGRAMME AMMON

Ces annexes présentent d'abord le calcul des indices de Sobol dans le cas du Méta-modèle utilisé pour la détermination des incertitudes technologiques. Puis, l'effet de l'enrichissement en ^{235}U sur la sensibilité de la réactivité à la section de fission de ce même isotope est montré pour un réseau infini de crayons et un réseau infini d'assemblages RJH. Ensuite, le plan de chargement de la configuration de référence du programme AMMON est utile pour la visualisation des crayons de la zone nourricière utilisés lors du programme. Enfin, les vecteurs de sensibilités de la réactivité du RJH et d'AMMON/Référence aux sections efficaces sont présentés.

E.1 Détermination des indices de Sobol par le Méta-Modèle

Pour le méta-modèle proposé en VB.1.3.3, la variance s'écrit :

$$Var(Y) = \sum_{i \in \{e, g, \text{Rest}\}} \beta_i^2 Var(\tilde{X}_i) + \sum_{i \in \{e, g\}} \beta_{i,i}^2 Var(\tilde{X}_i^2) + \beta_{e,g}^2 Var(\tilde{X}_e \tilde{X}_g) + \beta_e \beta_{e,e} \text{cov}(\tilde{X}_e, \tilde{X}_e^2) + \dots$$

On rappelle les moments d'ordre 1 à 4 d'une variable aléatoire X suivant une gaussienne de moyenne μ et d'écart-type σ :

$$\begin{aligned} E(X) &= \mu \\ E(X^2) &= \mu^2 + \sigma^2 \\ E(X^3) &= \mu^3 + 3\mu \sigma^2 \\ E(X^4) &= \mu^4 + 6\mu^2 \sigma^2 + 3\sigma^4 \end{aligned}$$

L'intérêt de travailler avec des variables centrées ($E(\tilde{X}_i) = 0$) apparaît lorsque l'on développe les termes de covariances :

$$\text{pour } i \neq j, \text{ cov}(\tilde{X}_i, \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) - E(\tilde{X}_i)E(\tilde{X}_j) = 0$$

$$\text{car } \tilde{X}_i \text{ et } \tilde{X}_j \text{ sont indépendantes } (E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i)E(\tilde{X}_j))$$

$$\text{pour } i \neq j, \text{ cov}(\tilde{X}_i, \tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i^2 \tilde{X}_j) - E(\tilde{X}_i)E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i^2)E(\tilde{X}_j) - E(\tilde{X}_i)E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) = 0$$

$$\text{car } \tilde{X}_i^2 \text{ et } \tilde{X}_j \text{ sont indépendantes et } \tilde{X}_i \text{ et } \tilde{X}_j \text{ sont centrées } (E(\tilde{X}_i) = E(\tilde{X}_j) = 0)$$

$$\text{pour } i, \text{ cov}(\tilde{X}_i, \tilde{X}_i^2) = E(\tilde{X}_i^3) - E(\tilde{X}_i)E(\tilde{X}_i^2) = E(\tilde{X}_i^3) = \mu_i^3 + 3\mu_i \sigma_i^2 = 0$$

$$\text{pour } i \neq j, \text{ cov}(\tilde{X}_i^2, \tilde{X}_j^2) = E(\tilde{X}_i^2 \tilde{X}_j^2) - E(\tilde{X}_i^2)E(\tilde{X}_j^2) = 0$$

$$\text{car } \tilde{X}_i^2 \text{ et } \tilde{X}_j^2 \text{ sont indépendantes}$$

$$\text{pour } i \neq j, \text{ cov}(\tilde{X}_i^2, \tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i^3 \tilde{X}_j) - E(\tilde{X}_i^2)E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i^3 \tilde{X}_j) = 0$$

De plus, le calcul des termes de variance donne :

$$\text{pour } i, \text{ Var}(\tilde{X}_i) = \sigma_i^2 = 1$$

$$\text{et } \text{Var}(\tilde{X}_i^2) = E(\tilde{X}_i^4) - E(\tilde{X}_i^2)^2 = \mu_i^4 + 6\mu_i^2\sigma_i^2 + 3\sigma_i^4 - (\sigma_i^2 + \mu_i^2)^2 = 2\sigma_i^4 = 2$$

$$\text{Puis, pour } i \neq j, \text{ Var}(\tilde{X}_i \tilde{X}_j) = E(\tilde{X}_i^2 \tilde{X}_j^2) - E(\tilde{X}_i \tilde{X}_j)^2 = (\mu_i^2 + \sigma_i^2)(\mu_j^2 + \sigma_j^2) = \sigma_i^2 \sigma_j^2 = 1$$

Finalement, on obtient pour des variables centrées réduites :

$$\text{Var}(Y) = \sum_{i \in \{e, g, \text{Rext}\}} \beta_i^2 + \sum_{i \in \{e, g\}} 2\beta_{i,i}^2 + \beta_{e,g}^2$$

Et les indices de Sobol se déduisent facilement de l'expression ci-dessus :

$$S_e^1 = \frac{\beta_e^2 + 2\beta_{e,e}^2}{\text{Var}(Y)} ; S_g^1 = \frac{\beta_g^2 + 2\beta_{g,g}^2}{\text{Var}(Y)} ; S_{\text{Rext}}^1 = \frac{\beta_{\text{Rext}}^2}{\text{Var}(Y)}$$

$$S_e^T = \frac{\beta_e^2 + 2\beta_{e,e}^2 + \beta_{e,g}^2}{\text{Var}(Y)} ; S_g^T = \frac{\beta_g^2 + 2\beta_{g,g}^2 + \beta_{e,g}^2}{\text{Var}(Y)} ; S_{e,g}^1 = \frac{\beta_{e,g}^2}{\text{Var}(Y)}$$

E.2 Effet de l'enrichissement en ^{235}U sur la sensibilité de la réactivité a la section de fission

Considérons deux cas : un réseau infini de crayons de type REP et un réseau infini d'assemblage RJH. Nous souhaitons déterminer l'effet en réactivité d'une perturbation de la section de fission de l' ^{235}U en fonction de l'enrichissement du combustible.

$$\Delta\rho = \frac{1}{k_{\text{eff}_{\text{ref}}}} - \frac{1}{k_{\text{eff}_{\text{pert}}}}$$

$$\Delta\rho = \frac{1 + M_r^2 B_r^2}{k_{\infty_r}} - \frac{1 + M_p^2 B_p^2}{k_{\infty_p}}$$

Les M^2 et B^2 restent constants

$$\Delta\rho = (1 + M^2 B^2) \left(\frac{1}{k_{\infty_r}} - \frac{1}{k_{\infty_p}} \right)$$

En développant les k_{inf} :

$$\Delta\rho = (1 + M^2 B^2) \left(\frac{\Sigma_{a_r}}{v_r \Sigma_{f_r}} - \frac{\Sigma_{a_p}}{v_p \Sigma_{f_p}} \right)$$

On suppose que la section d'absorption reste constante :

$$\Delta\rho = (1 + M^2 B^2) \frac{\Sigma_a}{\nu} \left(\frac{1}{\Sigma_{fr}} - \frac{1}{\Sigma_{fp}} \right)$$

En définissant la perturbation de la section de fission par $\Sigma_{fp} = \Sigma_f + d\Sigma_f$

$$\Delta\rho = \frac{\Sigma_a (1 + M^2 B^2)}{\nu} \left(\frac{1}{\Sigma_f} - \frac{1}{\Sigma_f + d\Sigma_f} \right)$$

$$\Delta\rho = \frac{\Sigma_a (1 + M^2 B^2)}{\nu} \frac{\Sigma_f + d\Sigma_f - \Sigma_f}{\Sigma_f (\Sigma_f + d\Sigma_f)}$$

$$\Delta\rho = \frac{\Sigma_a (1 + M^2 B^2)}{\nu} \frac{d\Sigma_f / \Sigma_f}{\Sigma_f (1 + d\Sigma_f / \Sigma_f)}$$

La section de fission s'écrit en fonction de l'enrichissement (avec les v_i le vecteur isotopique de l'uranium sans l' ^{235}U (i.e. $\sum_{i \neq ^{235}\text{U}} v_i = 1$) et n la densité des noyaux d'uranium):

$$\Sigma_{f(e)} = ne\sigma_f^{^{235}\text{U}} + n(1-e) \sum_{i \neq ^{235}\text{U}} v_i \sigma_i$$

On pose $S = \sum_{i \neq ^{235}\text{U}} v_i \sigma_i$, i.e. :

$$\Sigma_{f(e)} = n \left(e\sigma_f^{^{235}\text{U}} + (1-e)S \right)$$

et la perturbation de la section macroscopique de fission s'écrit en fonction de l'enrichissement en ^{235}U et de la perturbation de la section microscopique ε :

$$d\Sigma_{f(e)} = ne\varepsilon\sigma_f^{^{235}\text{U}}$$

On étudie la fonction f dépendant de l'enrichissement et qui est proportionnel à la perturbation:

$$f : e \rightarrow \frac{d\Sigma_{f(e)} / \Sigma_{f(e)}}{\Sigma_{f(e)} (1 + d\Sigma_{f(e)} / \Sigma_{f(e)})}$$

$$f(e) = \frac{\frac{ne\varepsilon\sigma}{n(e\sigma + (1-e)S)}}{n(e\sigma + (1-e)S) \left(1 + \frac{ne\varepsilon\sigma}{n(e\sigma + (1-e)S)} \right)}$$

$$f(e) = \frac{ne\varepsilon\sigma}{n(e\sigma + (1-e)S)(n(e\sigma + (1-e)S) + ne\varepsilon\sigma)}$$

$$f(e) = \frac{ne\varepsilon\sigma}{e^2[n^2(\sigma - S)(\sigma(1 + \varepsilon) - S)] + e[2n^2S(\sigma - S) + n^2S\varepsilon\sigma] + n^2S^2} = \frac{ne\varepsilon\sigma}{P(e)}$$

Cette fonction est définie en $e = 0$ (et est bien nulle !) et possède deux points singuliers (les deux racines de $P(e) = ae^2 + be + c$).

L'étude de P aboutit à un déterminant positif (les deux racines sont réelles) : $\Delta = (n^2\varepsilon S\sigma)^2$ et à deux racines $e_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a}$. Pour l'uranium, on a $\sigma \gg S$ donc les coefficients a, b et c sont positifs.

Donc, dans le domaine de variation de e ($[0 ; 1]$), P ne s'annule pas et la fonction f est positive (donc la sensibilité est positive). Une analyse numérique avec des sections à 2200 m/s et $\epsilon=1\%$ donne une seule racine positive très proche de 0 (2.10^{-7}) et démontre que la fonction est décroissante sur le domaine de e supérieur à cette racine. Par les simulations de réseaux infinis radialement d'assemblages RJH et de crayons UO_2 , on obtient la Figure 99 qui montre bien que la sensibilité à la section de fission de l' ^{235}U diminue avec l'enrichissement à partir d'une certaine valeur (proche de 0%) et que la sensibilité des assemblages RJH est supérieur, à enrichissement égal, à la sensibilité des crayons.

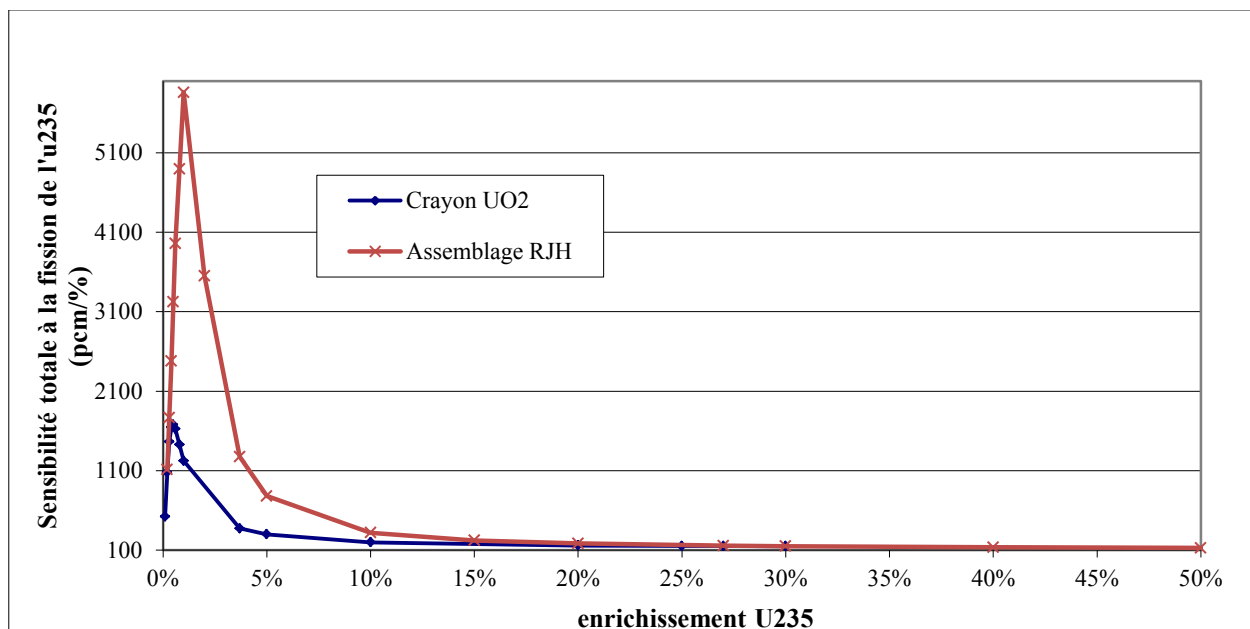


Figure 99 : Effet de l'enrichissement en ^{235}U sur la sensibilité de la réactivité à la section de fission de l' ^{235}U (en milieux infinis radialement et rapport de modération constant).

E.3 Plan de chargement de la configuration de référence

La Figure 100 présente le chargement de la configuration de référence du programme AMMON. L'EST est présentée en haut (position de la barre de pilotage) et le quadrillage permet de repérer la position des crayons et des chambres à fission de la zone nourricière.

Les crayons de normalisation sont aux positions (en orange sur la Figure 100) :

54_8
63_39
23_11
12_28

Les crayons et les chambres à fission utilisés pour les mesures axiales de taux de fission sont en (positions bleues sur la Figure 100) :

49_11
52_08
54_06

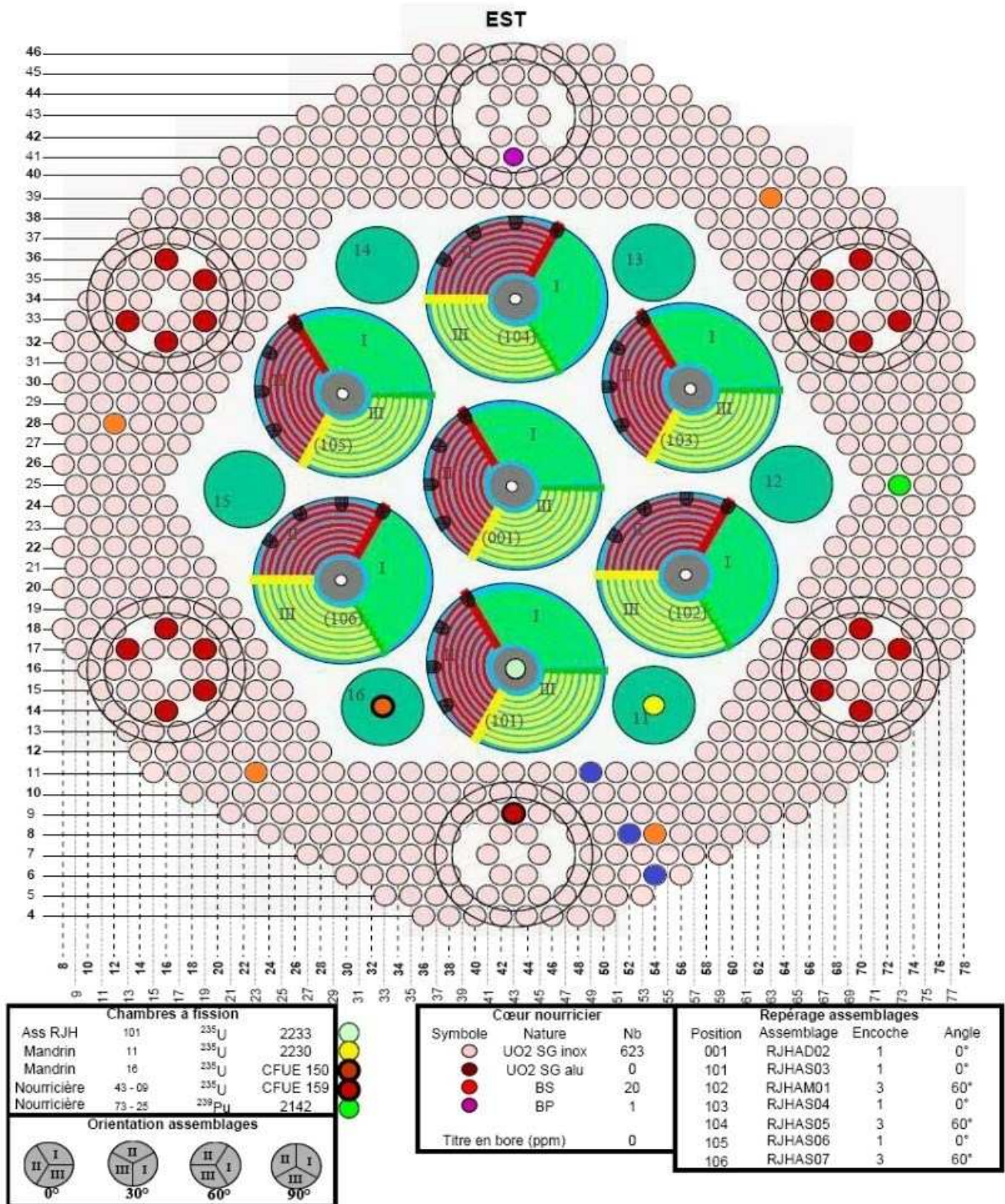


Figure 100 : Plan de chargement de la configuration de référence du programme AMMON (mesures axiales en bleu et crayons de normalisation en orange).

E.4 Sensibilités

E.4.1 Vecteurs de sensibilités

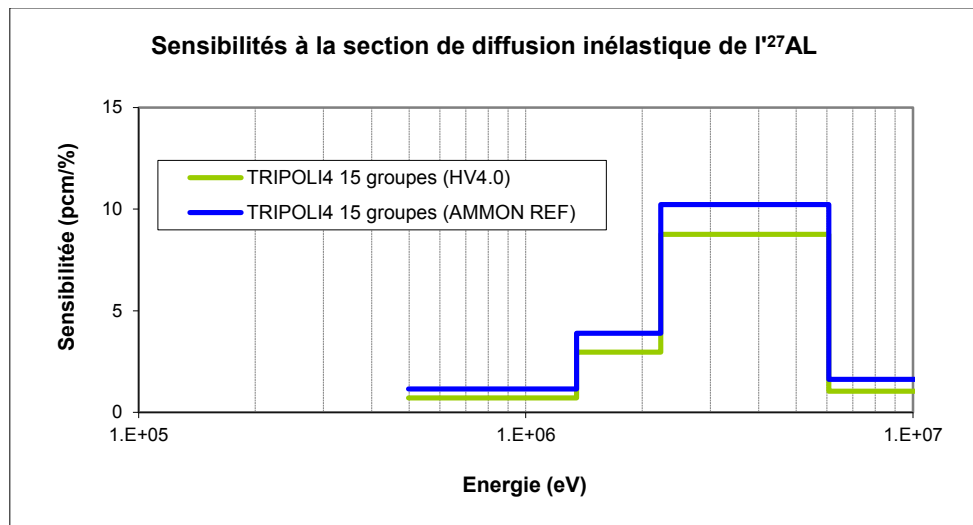


Figure 101 : Profil de sensibilités de la réactivité RJH et AMMON/REF à la section de diffusion inélastique à 15 groupes (calculs réalisés par TRIPOLI4).

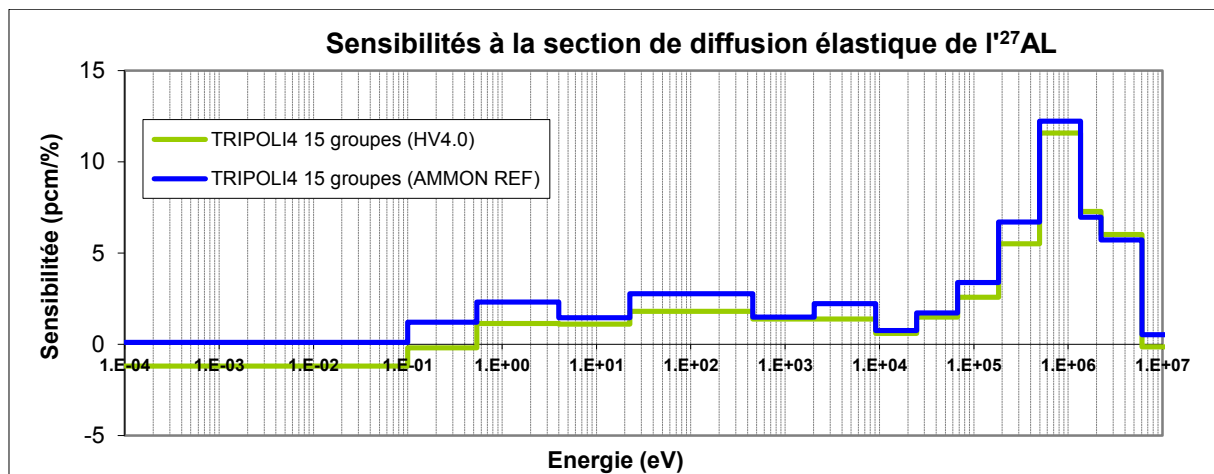


Figure 102 : Profil de sensibilités de la réactivité RJH et AMMON/REF à la section de diffusion élastique à 15 groupes (calculs réalisés par TRIPOLI4).

E.4.2 Vecteurs de sensibilités du cœur AMMON/REF

Fission ^{235}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	2,38E-01	6,89E-02	3,07E-01	0,0020%
2	1,80E+00	5,38E-01	2,34E+00	-0,0002%
3	1,31E+00	4,04E-01	1,72E+00	-0,0020%
4	1,81E+00	6,58E-01	2,47E+00	-0,0019%
5	1,04E+00	4,16E-01	1,46E+00	0,0012%
6	7,48E-01	2,99E-01	1,05E+00	-0,0027%
7	6,74E-01	2,63E-01	9,37E-01	0,0026%
8	7,58E-01	3,01E-01	1,06E+00	0,0027%
9	1,66E+00	6,79E-01	2,34E+00	-0,0023%
10	3,25E+00	1,37E+00	4,62E+00	0,0008%
11	1,60E+01	7,05E+00	2,30E+01	-0,0001%
12	9,77E+00	4,46E+00	1,42E+01	-0,0004%
13	9,69E+00	4,98E+00	1,47E+01	0,0002%
14	3,73E+01	2,25E+01	5,98E+01	-0,0004%
15	9,78E+01	7,77E+01	1,76E+02	0,0001%

Tableau 57 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de fission de l' ^{235}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Nu ^{235}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	3,01E-01	9,32E-02	3,94E-01	-0,0010%
2	2,62E+00	8,15E-01	3,44E+00	-0,0002%
3	2,12E+00	6,59E-01	2,78E+00	0,0000%
4	3,24E+00	1,13E+00	4,38E+00	-0,0002%
5	2,08E+00	7,60E-01	2,84E+00	0,0003%
6	1,58E+00	5,62E-01	2,14E+00	-0,0003%
7	1,47E+00	5,04E-01	1,97E+00	-0,0005%
8	1,68E+00	5,79E-01	2,26E+00	0,0000%
9	3,79E+00	1,31E+00	5,09E+00	0,0001%
10	7,65E+00	2,65E+00	1,03E+01	-0,0001%
11	3,95E+01	1,36E+01	5,32E+01	0,0000%
12	2,59E+01	8,99E+00	3,49E+01	-0,0001%
13	3,23E+01	1,16E+01	4,39E+01	0,0004%
14	1,38E+02	5,43E+01	1,92E+02	0,0002%
15	4,03E+02	2,00E+02	6,02E+02	0,0003%

Tableau 58 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité au nu de l' ^{235}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Capture ^{235}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	-1,10E-04	-4,15E-05	-1,51E-04	0,0000%
2	-1,79E-02	-5,99E-03	-2,39E-02	-0,0008%
3	-4,64E-02	-1,46E-02	-6,10E-02	0,0000%
4	-1,51E-01	-5,03E-02	-2,01E-01	-0,0005%
5	-1,88E-01	-6,27E-02	-2,51E-01	-0,0032%
6	-2,19E-01	-6,91E-02	-2,88E-01	-0,0003%
7	-2,52E-01	-7,63E-02	-3,28E-01	0,0003%
8	-3,16E-01	-9,54E-02	-4,12E-01	-0,0007%
9	-8,08E-01	-2,39E-01	-1,05E+00	0,0010%
10	-2,05E+00	-5,98E-01	-2,65E+00	0,0004%
11	-1,25E+01	-3,51E+00	-1,60E+01	0,0006%
12	-1,28E+01	-3,45E+00	-1,62E+01	-0,0043%
13	-5,56E+00	-1,63E+00	-7,19E+00	0,0000%
14	-1,92E+01	-6,04E+00	-2,52E+01	0,0004%
15	-5,12E+01	-2,05E+01	-7,17E+01	0,0000%

Tableau 59 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de capture de l' ^{235}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Diffusion
 ^{235}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	2,83E-02	3,58E-03	3,19E-02	-0,0016%
2	3,67E-01	5,04E-02	4,17E-01	0,0005%
3	1,82E-01	2,32E-02	2,05E-01	0,0005%
4	1,34E-01	2,42E-02	1,59E-01	-0,0013%
5	2,45E-02	3,89E-03	2,84E-02	-0,0007%
6	4,37E-03	1,03E-03	5,40E-03	0,0000%
7	1,17E-03	9,55E-05	1,27E-03	0,0006%
8	6,61E-04	8,32E-06	6,69E-04	-0,0006%
9	8,27E-04	3,56E-05	8,62E-04	-0,0022%
10	8,24E-04	7,37E-05	8,98E-04	0,0021%
11	-1,97E-03	-2,11E-03	-4,08E-03	0,0000%
12	5,96E-03	2,31E-03	8,27E-03	0,0000%
13	1,81E-03	3,75E-04	2,19E-03	0,0009%
14	1,59E-03	5,03E-04	2,09E-03	0,0010%
15	2,83E-04	2,52E-04	5,35E-04	-0,0299%

Tableau 60 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de diffusion P0 de l' ^{235}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Fission ^{238}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	3,68E-01	1,03E+00	1,39E+00	0,0029%
2	2,27E+00	6,54E+00	8,82E+00	-0,0011%
3	1,19E+00	3,49E+00	4,68E+00	0,0000%
4	7,97E-02	2,55E-01	3,35E-01	-0,0015%
5	5,91E-04	2,21E-03	2,80E-03	-0,0014%
6	1,07E-04	4,06E-04	5,13E-04	0,0000%
7	5,14E-05	1,96E-04	2,47E-04	0,0012%
8	6,58E-05	2,24E-04	2,90E-04	-0,0031%
9	4,11E-05	1,36E-04	1,77E-04	-0,0017%
10	4,00E-04	1,26E-03	1,66E-03	-0,0012%
11	1,06E-05	1,74E-05	2,80E-05	0,0000%
12	1,94E-05	2,87E-05	4,81E-05	0,0000%
13	2,69E-06	1,33E-05	1,60E-05	-0,0013%
14	5,19E-06	3,03E-05	3,55E-05	0,0025%
15	1,19E-05	9,15E-05	1,03E-04	0,0029%

Tableau 61 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de fission de l' ^{238}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Nu ^{238}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	4,64E-01	1,38E+00	1,85E+00	-0,0022%
2	3,29E+00	9,86E+00	1,31E+01	0,0008%
3	1,90E+00	5,65E+00	7,55E+00	0,0013%
4	1,37E-01	4,31E-01	5,68E-01	-0,0018%
5	1,17E-03	4,03E-03	5,20E-03	0,0000%
6	2,24E-04	7,64E-04	9,88E-04	0,0000%
7	1,12E-04	3,76E-04	4,88E-04	0,0000%
8	1,46E-04	4,33E-04	5,79E-04	0,0000%
9	9,30E-05	2,63E-04	3,56E-04	0,0006%
10	9,48E-04	2,44E-03	3,39E-03	-0,0009%
11	2,58E-05	3,33E-05	5,91E-05	0,0000%
12	4,27E-05	4,82E-05	9,09E-05	0,0011%
13	9,00E-06	3,10E-05	4,00E-05	-0,0003%
14	1,95E-05	7,41E-05	9,36E-05	0,0011%
15	5,00E-05	2,38E-04	2,88E-04	0,0007%

Tableau 62 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité au nu de l' ^{238}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Capture ^{238}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	-1,75E-04	-6,50E-04	-8,24E-04	0,0000%
2	-2,33E-02	-7,51E-02	-9,84E-02	0,0000%
3	-9,57E-02	-2,90E-01	-3,86E-01	0,0003%
4	-3,96E-01	-1,27E+00	-1,67E+00	-0,0012%
5	-2,59E-01	-8,31E-01	-1,09E+00	-0,0028%
6	-2,53E-01	-7,74E-01	-1,03E+00	-0,0019%
7	-3,92E-01	-1,12E+00	-1,52E+00	0,0000%
8	-5,43E-01	-1,51E+00	-2,05E+00	-0,0034%
9	-1,24E+00	-2,93E+00	-4,17E+00	-0,0024%
10	-2,59E+00	-4,14E+00	-6,72E+00	-0,0015%
11	-1,32E+01	-1,31E+01	-2,63E+01	0,0038%
12	-1,91E+01	-1,27E+01	-3,18E+01	0,0000%
13	-7,99E-01	-2,24E+00	-3,04E+00	0,0000%
14	-1,47E+00	-4,51E+00	-5,98E+00	0,0000%
15	-3,86E+00	-1,49E+01	-1,87E+01	0,0027%

Tableau 63 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de capture de l' ^{238}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

Diffusion
 ^{238}U

	Zone Expérimentale	Zone nourricière	Cœur AMMON	Erreur (%)
1	1,16E-01	1,41E-01	2,57E-01	0,0004%
2	1,43E+00	1,90E+00	3,33E+00	-0,0013%
3	7,34E-01	9,07E-01	1,64E+00	-0,0004%
4	3,92E-01	6,33E-01	1,03E+00	0,0042%
5	3,38E-02	5,03E-02	8,41E-02	0,0000%
6	1,14E-02	2,70E-02	3,84E-02	0,0000%
7	3,86E-03	3,00E-03	6,85E-03	0,0015%
8	2,10E-03	1,99E-04	2,29E-03	0,0174%
9	2,82E-03	1,78E-03	4,60E-03	-0,0109%
10	2,32E-03	-2,23E-03	9,12E-05	0,2314%
11	-5,98E-02	-2,78E-01	-3,38E-01	-0,0006%
12	-1,19E-02	-7,09E-02	-8,27E-02	0,0000%
13	3,41E-03	6,64E-03	1,00E-02	0,0020%
14	2,70E-03	8,24E-03	1,09E-02	0,0101%
15	4,75E-04	4,07E-03	4,54E-03	-0,0484%

Tableau 64 : Sensibilités (pcm/%) de la réactivité à la section de diffusion P0 de l' ^{238}U selon les zones et pour le cœur entier (et l'erreur entre les deux).

