

UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

ÉCOLE DOCTORALE 352 – PHYSIQUE ET SCIENCE DE LA MATIÈRE

CEA Cadarache/DEN/DER/SPRC/Laboratoire de Projets Nucléaires

THÈSE PRÉSENTÉE POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR
Discipline : Instrumentation

Matthieu LEBRETON

Développement d'un schéma de calcul déterministe
APOLLO3[®] à 3 dimensions en transport et en évolution
avec description fine des hétérogénéités pour le cœur du
Réacteur Jules Horowitz

Soutenue le 12/10/2020 à Cadarache devant le jury :

Pr. José BUSTO	IN2P3-CPPM Aix-Marseille Université	Président du jury
Pr. Alain HEBERT	Ecole Polytechnique de Montréal	Rapporteur
Pr. Pablo RUBIOLO	IN2P3-LPSC Université Grenoble Alpes	Rapporteur
Dr. Nuria GARCIA-HERRANZ	Universidad Politécnica de Madrid	Examinatrice
Dr. Laurent CHABERT	TechnicAtome	Examinateur
Pr. Gérald RIMPAULT	CEA Cadarache /SPRC	Directeur de thèse
M. Julien POLITELLO	CEA Cadarache /SPRC	Encadrant CEA

REMERCIEMENTS

Arrivé au terme de ces 3 années de recherche en doctorat au CEA Cadarache constituant une expérience enrichissante autant d'un point de vue scientifique que personnel, j'aimerais remercier les personnes m'ayant permis d'arriver au bout de ce projet. Tout d'abord, je remercie M. Julien POLITELLO qui m'a fait confiance pour ce projet de recherche et pour son appui durant ces années de doctorat. Je remercie également M. Gérard RIMPAULT en qualité de directeur de thèse qui m'a fait profiter de son expertise en neutronique et en physique des réacteurs, ainsi que de son expérience de la recherche durant ces 3 années.

Je remercie M. Alain HEBERT en tant que rapporteur d'avoir fait le déplacement depuis Montréal pour assister à ma soutenance de thèse dans un contexte sanitaire difficile. Je remercie également M. Pablo RUBIOLLO qui après avoir largement contribué à ma formation d'ingénieur nucléaire à Grenoble INP Phelma a également accepté d'être rapporteur. Leurs précieuses relectures et très pertinentes remarques m'ont permis d'enrichir grandement ce manuscrit. Je remercie aussi mes examinateurs, Mme Nuria GARCIA-HERRANZ et M. Laurent CHABERT ainsi que M. José BUSTO en qualité de président du jury pour leurs très intéressantes questions durant la soutenance qui m'ont permis d'améliorer ce travail de doctorat.

Cette thèse a été réalisée au laboratoire de projets nucléaires (LPN) du service de physique des réacteurs et du cycle (SPRC) du CEA Cadarache. À ce titre, je remercie Mme Florence JEURY, chef du LPN et M. Jean-Christophe BOSQ, chef du SPRC pour m'avoir accueilli au sein de leurs unités. Ce travail n'aurait pas été possible dans sa forme actuelle sans le soutien de nombreux collègues. Ainsi je remercie Bastien FAURE, et Pascal ARCHIER pour leur aide lors des points de blocages rencontrés avec le code APOLLO3 ainsi que Pierre TAMAGNO pour la réalisation technique d'un maillage énergétique « sur mesure ». Je remercie également Thibaut SAUZEDDE pour nos discussions techniques sur les maillages de calcul et le schéma HORUS3D/N. Je tiens à remercier Jean-François VIDAL pour m'avoir fait part de son expertise des codes de calcul neutronique et des phénomènes physiques modélisés. Nos discussions m'ont permis d'affiner mes connaissances et de me poser les bonnes questions pour avancer plus rapidement. Enfin, pour appréhender toutes les subtilités du code APOLLO3, je remercie les collègues du SERMA au CEA Saclay de m'avoir formé dans leurs locaux durant plusieurs jours et pour leur soutien à distance.

Une thèse étant aussi une aventure humaine, je remercie tous les collègues ayant contribué à rendre ces années les plus agréables possible. D'une part au bâtiment 1222 avec le LPN. Malgré une porte blindée de haute sécurité nous séparant, merci à tous pour votre bienveillance et pour les nombreuses discussions pleines de bonne humeur autour de la machine à café ou d'un gâteau le vendredi. Merci à mes camarades thésards « de l'autre côté de la porte » Louis, Pierre-Louis et Paul depuis peu. Merci à Ettore avec qui je partage le bureau depuis 2018 et à Tommy continuant l'aventure APOLLO3. Je vous souhaite à tous plein de réussite.

D'autre part, je remercie tous les collègues du haut de la colline au bâtiment 230. Ainsi, je pense à toute la promo thésard « SPRC 2017-2020 », et pour ne citer qu'eux merci à Amine, Aurélie et Martin pour tous ces bons moments, j'ai beaucoup apprécié mener ma thèse à vos côtés. Je n'oublie pas la relève, Anne-Laure, Fiona, Carole, Pierre. Kévin et ses fameux after-thésis® à Aix en Provence. Je pense également à Elias qui est là depuis Phelma. Je vous souhaite à tous beaucoup de réussite.

Je terminerai cette partie par mes proches. Je te remercie Anaïs pour tout ce que tu as apporté dans ma vie ces dernières années. Je remercie mes amis pour tous les bons moments passés, que ce soit sur la scène du théâtre VITEZ ou ailleurs. Enfin je remercie ma famille, particulièrement mes parents et ma sœur pour m'avoir aidé et soutenu depuis bien plus longtemps que le début de ce doctorat.

RESUME

Le réacteur Jules Horowitz est un réacteur d'irradiation technologique en construction en 2020 sur le centre CEA de Cadarache. Son objectif principal est de permettre l'étude du comportement de matériaux et de combustible sous irradiation. Le flux intense généré dans ce réacteur permet de faire subir expérimentalement aux échantillons étudiés un vieillissement accéléré. Il permettra de tester des matériaux avancés sous irradiation pour les nouvelles générations de réacteurs nucléaires (GEN-III et GEN-IV) ou les générations actuelles (GEN-II). Sa modélisation actuelle basée sur des solveurs classiques permet de déterminer ces performances d'irradiation et paramètres de fonctionnement. D'abord, une homogénéisation-condensation sur un motif représentatif en réseau infini est réalisée. Ensuite, l'équation de la diffusion est résolue sur une géométrie homogénéisée du cœur. Ce réacteur étant fortement hétérogène et sans motif simple répétitif, cette modélisation atteint ses limites.

Dans cette thèse, on a développé avec le code APOLLO3[®] un nouveau schéma de calcul de référence qui décrit explicitement les hétérogénéités du cœur. Ce code est une plateforme de calcul neutronique multifilière en développement au CEA apportant des options avancées pour le calcul déterministe. Le schéma de calcul développé est basé sur la méthodologie en 2 étapes améliorées par la définition de clusters à l'étape réseau afin de mieux prédire l'environnement des milieux sous-critiques et aussi par la représentation explicite des hétérogénéités à l'étape cœur via une résolution en transport. Ce schéma a été validé à l'aide de calculs étalon en Monte-Carlo TRIPOLI4[®] et de calculs de quantification des approximations avec des options non standards d'APOLLO3[®] comme le calcul MOC-3D, ou MOC-2D cœur.

Les travaux sur l'étape réseau ont permis de définir un calcul d'autoprotection précis basé sur la méthode des sous-groupes et tenant compte des spécificités physiques des assemblages. Le calcul réseau est réalisé avec la méthode des caractéristiques (MOC-2D) pour le flux et les probabilités de collision exactes pour les sections efficaces décrites par des tables de probabilité. Cette méthode plus performante a été améliorée en étendant le découpage énergétique SHEM au domaine thermique. Cette extension permet de mieux tenir compte des résonances les plus thermiques du domaine énergétique et ainsi de réduire fortement les biais sur les taux de réaction dans ce domaine. Ces améliorations sont importantes pour les assemblages possédant une barre de contrôle en Hafnium insérée ; l'hafnium présentant des résonances larges et diffusantes à l'énergie épithermique.

Le calcul cœur du RJH s'effectue directement par la résolution de l'équation du transport avec le solveur MINARET qui utilise la méthode des éléments finis discontinus de Galerkin. Cette méthode est naturellement adaptée à des géométries non structurées définies par plan et pour lesquelles il n'existe peu ou pas de symétrie, comme pour la

géométrie du RJH. Finalement, une modélisation 3D du cœur du RJH préservant des hétérogénéités comme les dispositifs expérimentaux, les plaques combustibles ou autres structures du cœur permet de déterminer aussi précisément que possible les taux de réaction sur une géométrie exacte et ceci au cours de l'évolution.

Le nouveau schéma APOLLO3[®]-RJH mis en place au cours de cette thèse a des capacités du point de vue de l'exécution et de la précision qui vont au-delà de ce qu'il était possible de faire avec un schéma déterministe APOLLO2-CRONOS2 et en calcul Monte-Carlo TRIPOLI4[®] si l'on considère les aspects évolution du cœur. De plus, APOLLO3[®]-RJH permet de caractériser précisément les barres de contrôle du réacteur, quel que soit leur degré d'insertion ainsi que les dispositifs expérimentaux « groupés » contenant 3 groupes de 3 dispositifs expérimentaux simples.

ABSTRACT

Jules Horowitz Reactor (JHR) is a material testing reactor under construction at CEA Cadarache research center. Its main goal is to study material or fuel behavior under irradiation. The intense flux generated in this reactor allows the experimental samples being studied to undergo accelerated aging. It will allow studying advanced materials under irradiation for new generations of nuclear reactors (GEN-III and GEN-IV) or for current generation (GEN-II). Currently, the neutronic scheme is based on classical solvers for calculating the irradiation performance and operating parameters. Firstly, a homogenization step is performed on a representative infinite lattice. Then, the diffusion equation is solved on an homogenized core geometry. As this JHR core is highly heterogeneous and without simple repetitive pattern, this modeling reaches its limits.

During this PhD thesis, a new neutronic scheme has been set up to explicitly describe core heterogeneity. This reference scheme is designed with the APOLLO3[®] code. This code is a neutronic deterministic calculation platform under development at CEA for computing any type of reactors. In particular, it incorporates advanced options for deterministic calculation. The JHR neutronic scheme is based on a two-steps methodology. This methodology is improved with clusters during the lattice step to better account for the surroundings in order to better predict the environment of subcritical sub-assemblies and also by using explicit representation of some heterogeneities at the core stage. This scheme has been validated using standard Monte-Carlo calculations using TRIPOLI4[®] and by quantifying approximations with non-standard options of APOLLO3[®] such as MOC-3D calculation.

A precise self-shielding taking account physics specificities of fuel sub-assemblies is used at the lattice step. During this step, flux calculation are performed with the method of characteristic MOC-2D while exact collision probabilities are used for cross sections described with probability tables. Self-shielding treatment is led with subgroups method in case of fine structure method. This more efficient method has been improved by adding new groups to the SHEM energy scheme in the epithermal energy domain. This extension allows a better description of the resonances of this energy domain. It also strongly reduces bias on reaction rates in this energy region. These improvements are important for fuel elements hosting hafnium control rods; hafnium isotopes having some wide scattering resonances.

The core calculation of the JHR is carried out by solving the transport equation with the MINARET solver, which uses the discontinuous GALERKIN finite element method. This method is naturally suitable for unstructured geometries defined with plans and without symmetry as it is the case for the JHR geometry. Finally, a 3D calculation of JHR core can preserve heterogeneities like experimental devices, fuel plates or other core structures

and hence allows determining as precisely as possible depleted reaction rates on an exact geometry.

The new APOLLO3-JHR[®] scheme set up during this PhD thesis improves capabilities in terms of accuracy and execution. These capabilities are beyond that was possible to do with the APOLLO2-CRONOS2 deterministic scheme. It is also beyond Monte-Carlo TRIPOLI4[®] calculation if core depletion aspects are considered. In addition, APOLLO3-JHR[®] allows precise characterizing of control rods regardless of their degree of insertion into the core. It also enables characterizing of grouped experimental devices containing three groups of three simple experimental devices.

TABLE DES MATIERES

<i>Remerciements</i>	3
<i>Résumé</i>	4
<i>Abstract</i>	6
<i>Table des matières</i>	8
<i>Liste des tableaux</i>	12
<i>Table des illustrations</i>	14
<i>Introduction Générale</i>	19
Contexte général du travail	19
Notion de VVQI	20
Problématique	23
Plan du document	24
1. Panorama des réacteurs de recherche	27
1.1 La place des réacteurs de recherche dans le nucléaire	28
1.1.1 Rôle et flux d'un réacteur de recherche	28
1.1.2 Types de réacteurs expérimentaux.....	29
1.2 Le réacteur Jules Horowitz	33
1.2.1 Contexte et origine du projet.....	33
1.2.2 Aspect expérimental	34
1.2.3 Création d'isotopes médicaux	35
1.2.4 Caractéristiques du bloc pile	36
1.2.4.1 Caractéristiques du cœur et du réflecteur	36
1.2.4.2 L'assemblage combustible	37
1.2.4.3 Les dispositifs expérimentaux en cœur et en réflecteur	38
2. L'Équation du transport des neutrons : du modèle physique À la résolution numérique	43
2.1 De la réaction en chaîne à l'équation du transport	44
2.1.1 Contrôler la réaction en chaîne	44
2.1.2 Le formalisme des 6 facteurs.....	46
2.1.3 Les grandeurs de la neutronique	50
2.1.4 L'équation du transport des neutrons	51
2.2 Méthodes de résolution de l'équation du transport	53
2.2.1 Les méthodes stochastiques	53
2.2.2 Les méthodes déterministes : approche multi groupes.....	56
2.2.3 Discrétisation angulaire et spatiale.....	57
2.2.4 Algorithme de résolution	58
2.3 Discrétisation de la variable énergétique : problématique de l'autoprotection	60

2.3.1	Cas de l'uranium 238	60
2.3.2	Principe physique du phénomène d'autoprotection.....	61
2.4	Le schéma de calcul déterministe	63
2.4.1	Le calcul en 1 étape : une méthodologie précise, mais coûteuse.....	63
2.4.2	Le calcul en 2 étapes : principe de l'homogénéisation/ condensation...	64
2.5	Enjeux et verrous actuels au calcul neutronique	66
2.5.1	Biais inhérents à la méthodologie 2 étapes	66
2.5.2	Le code APOLLO3®	68
3.	Développement d'un schéma de calcul déterministe pour le RJH	71
3.1	Configuration étudiée	73
3.2	État de l'art : Le schéma HORUS3D/N	76
3.2.1	Vue d'ensemble du schéma	76
3.2.2	Etape réseau : recherche de périodicité.....	76
3.2.3	Maillage énergétique SHEM281 et schéma SHEM-MOC	78
3.2.4	Etape cœur du schéma HORUS3D/N.....	80
3.2.5	Limites du schéma de calcul actuel et enjeux du nouveau schéma	82
3.3	Première étape : Nouvelle modélisation en réseau infini d'un sixième d'assemblage du RJH avec APOLLO3®	84
3.3.1	Options de calcul envisagées pour l'étape réseau	84
3.3.2	La méthode des caractéristiques (MOC)	86
3.3.3	Méthodes de calcul d'autoprotection des résonnances	88
3.3.3.1	Principe général du traitement d'autoprotection.....	88
3.3.3.2	Modèle de la structure fine de Livolant-Jeanpierre	89
3.3.3.3	La méthode des sous-groupes.....	93
3.3.4	Résultats sur un 6 ^e d'assemblage non barré	97
3.3.4.1	Calcul de référence Monte-Carlo	97
3.3.4.2	Résultats du calcul déterministe APOLLO3®	99
3.3.5	Justification des options du calcul réseau	102
3.3.5.1	Convergence du maillage angulaire et spatial.....	102
3.3.5.2	Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV.....	105
3.3.5.3	Apport de la méthode d'autoprotection des sous-groupes.....	108
3.3.5.4	Paramètres de calcul : pas des caractéristiques.....	109
3.4	Transition réseau-cœur : les modèles de fuites	110
3.4.1	Nécessité d'un modèle de fuite	110
3.4.2	Modèle homogène.....	111
3.4.3	Modèle de fuite hétérogène d'APOLLO3®	113
3.4.4	Stockage de l'information réseau.....	113
3.5	Traitements des hétérogénéités réflecteurs.....	114
3.5.1	Le réflecteur radial	114
3.5.1.1	Caractéristique neutronique du réflecteur radial.....	114

3.5.1.2	Modélisation du réflecteur radial : MOC2D cœur	115
3.5.2	Les structures axiales	117
3.6	Deuxième étape : Modélisation du cœur en configuration standard ..	119
3.6.1	Options de calcul envisagées pour l'étape cœur	119
3.6.2	La méthode des éléments finis discontinus de GALERKIN (DG-FEM) ..	122
3.6.3	Résultats du nouveau schéma sur le cœur nu.....	125
3.6.3.1	Calcul de référence Monte-Carlo	125
3.6.3.2	Résultat du schéma APOLLO3® : biais à la référence	127
4.	Étude des hétérogénéités en cœur	131
4.1	Étude des hétérogénéités absorbantes	132
4.1.1	Caractéristique et isotopie du hafnium	132
4.1.2	Caractéristique d'un assemblage combustible avec barre de contrôle insérée	134
4.1.3	Option de calcul envisagée pour l'assemblage barré	135
4.1.4	Résultats sur un 6 ^e d'assemblage barré	138
4.1.4.1	Calcul de référence Monte-Carlo	139
4.1.4.2	Résultats du calcul déterministe APOLLO3®	141
4.1.5	Justification des options du calcul réseau sur un assemblage barré.....	145
4.1.5.1	Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV.....	145
4.1.5.2	La résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸ Hf.....	149
4.1.5.3	Apport de la méthode d'autoprotection	153
4.1.6	Flux d'homogénéisation/condensation de l'assemblage barré	155
4.2	Étude des hétérogénéités diffusantes en cœur	157
4.2.1	Description des dispositifs de type CHOUCA	157
4.2.2	Modélisation adoptée pour les dispositifs CHOUCA groupés	159
5.	Application du schéma de calcul à une configuration hétérogène du cœur .	163
5.1	Configuration étudiée et options du schéma de calcul du cœur hétérogène.....	165
5.1.1	Configuration étudiée.....	165
5.1.2	Options du schéma de calcul déterministe choisies	166
5.1.3	Validation du calcul à temps 0	170
5.1.3.1	Résultats de sûreté en fonctionnement.....	170
5.1.3.2	Prédiction des performances expérimentales	174
5.1.3.3	Validation du calcul vis-à-vis de la référence TRIPOLI4®	175
5.1.4	Justification des options du calcul cœur	178
5.1.4.1	Choix du découpage énergétique	178
5.1.4.2	Influence du modèle de fuite	181
5.1.4.3	Choix des paramètres de convergence	182
5.1.5	Etude de l'impact de l'hypothèse du réseau infini sur le cœur	182
5.1.5.1	Validité des sections efficaces en réseau infini.....	182
5.1.5.2	Méthodologie du test	182

5.1.5.3	Quantification des écarts dus à l'approximation du réseau infini.....	184
5.1.6	Extension à l'approximation 2D du calcul des sections efficaces.....	187
5.2	Evolution d'un cœur au cours du temps	190
5.2.1	Les équations de Bateman généralisées	190
5.2.2	Couplage Boltzmann/Bateman.....	192
5.2.3	Paramètres d'évolution	193
5.2.4	Résultats au cours du temps	195
5.2.5	Comparaison des différents modes d'évolution.....	199
5.2.5.1	Comparaison évolution micro-macro.....	199
5.2.5.2	Influence de l'évolution du bore.....	202
5.2.6	Performances informatiques du calcul cœur 3D en évolution.....	205
	Conclusion	209
	Bibliographie.....	215
	Annexe 1 : Composition des milieux du réacteur Jules Horowitz.....	221
	Annexe 2 : Stratégie de maillage de la géométrie cœur	224
	Annexe 3 Biais axiaux sur les taux de fission HORUS3D/N.....	225
	Annexe 4 Soutenance de doctorat	226

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 Caractéristiques des 2 principaux MTR français comparées à celles d'un réacteur commercial	32
Tableau 2 Chocs successifs de 2MeV à 1eV [17]	45
Tableau 3 Principales sections efficaces tabulées dans ENDF.....	50
Tableau 4 Dimensions caractéristiques de l'assemblage RJH.....	73
Tableau 5 Options d'autoprotection appliquées au schéma HORUS3D/N pour un assemblage standard.....	80
Tableau 6 Options du calcul assemblage standard du schéma de calcul APOLLO3-RJH®	84
Tableau 7 Calcul des 6 facteurs avec TRIPOLI4.9® pour un assemblage standard (STD)	97
Tableau 8 Taux de capture volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 capt/s/cm ³)	98
Tableau 9 Taux de fission volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 fiss/s/cm ³)	99
Tableau 10 Calcul des 6 facteurs avec le nouveau schéma APOLLO3® pour un assemblage standard RJH.....	99
Tableau 11 Découpage énergétique à 6 groupes.....	100
Tableau 12 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de capture volumiques dans l'assemblage standard (%)	101
Tableau 13 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de fission volumiques dans l'assemblage standard (%)	102
Tableau 14 Étude de convergence du nombre de mailles dans les lames d'eau inter-assemblage.....	103
Tableau 15 Étude de convergence du nombre de mailles dans les plaques combustible	104
Tableau 16 Étude de convergence du nombre de directions angulaires du calcul ...	104
Tableau 17 Étude de biais de la limite d'autoprotection aux basses énergies sur l'assemblage standard	106
Tableau 18 Étude de l'impact de la méthode d'autoprotection (sans autoprotection étendue)	109
Tableau 19 Etude de convergence du pas des caractéristiques	109
Tableau 20 Découpage énergétique à 11 groupes utilisé pour le calcul cœur d'APOLLO3®.....	122
Tableau 21 Options de calcul de la partie cœur nu du schéma APOLLO3®	122
Tableau 22 k_{eff} TRIPOLI4® coeur nu	125
Tableau 23 Comparaison des biais sur la réactivité en les taux de fission sur le cœur nu	128
Tableau 24 Options du calcul assemblage barré du schéma de calcul APOLLO3-RJH®	136

Tableau 25 Détermination des 6 facteurs sur un assemblage barré	139
Tableau 26 Taux de fission volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 fiss/s/cm ³)	140
Tableau 27 Taux de capture volumique dans l'assemblage barré (norm. 1 capt/s/cm ³)	140
Tableau 28 Calcul des 6 facteurs avec le nouveau schéma APOLLO3 [®] pour un assemblage avec barre en hafnium du RJH	142
Tableau 29 Biais APOLLO3 [®] /TRIPOLI4 [®] sur les taux de capture volumiques dans l'assemblage barré à proximité de l'élément absorbant (%)	144
Tableau 30 Biais APOLLO3 [®] /TRIPOLI4 [®] sur les taux de fission volumiques dans l'assemblage barré (%)	145
Tableau 31 Étude de biais de la limite d'autoprotection aux basses énergies sur l'assemblage barré	146
Tableau 32 Gain en léthargie d'un neutron après collision sur l'un des principaux noyaux résonnant du problème.....	150
Tableau 33 Options d'autoprotection appliquées au schéma HORUS3D/N sur le hafnium pour un assemblage barré (méthode Livolant-Jeanpierre).....	154
Tableau 34 Étude de l'impact de la méthode d'autoprotection (sans autoprotection étendue).....	154
Tableau 35 Options du calcul CHOUCA groupé du schéma de calcul APOLLO3-RJH [®]	160
Tableau 36 Options de calcul de la partie cœur hétérogène du schéma APOLLO3 [®]	170
Tableau 37 Flux rapide (> 0,95 MeV) dans les emplacements expérimentaux du cœur	174
Tableau 38 Biais sur la réactivité en les taux de fission sur le cœur hétérogène	176
Tableau 39 Ecart en réactivité par rapport au calcul de référence TRIPOLI4 [®] selon le maillage énergétique utilisé	181
Tableau 40 Ecart en réactivité par rapport au calcul de référence TRIPOLI4 [®] selon le modèle de fuites utilisé	181
Tableau 41 Section efficace de fission ²³⁵ U condensée pour E < 0,135 eV	187
Tableau 42 k _{eff} calcul MINARET 3D cœur nu	188
Tableau 43 Pas de temps pour le calcul cœur en évolution	195
Tableau 44 Composition combustible enrichi à 27% en ²³⁵ U (COMBU)	221
Tableau 45 Composition gaine (GAINE)	221
Tableau 46 Composition du modérateur (MODE)	221
Tableau 47 Composition des structures en aluminium (ALU).....	222
Tableau 48 Composition Béryllium homogène.....	222
Tableau 49 Composition Ecran Zirconium	222
Tableau 50 Composition du bouchon en aluminium boré en tête d'assemblage	223
Tableau 51 Composition ABS des barres absorbantes.....	223
Tableau 52 Composition de la zone expérimentale.....	223

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Figure 1 Diagramme fonctionnel du schéma de calcul	21
Figure 2 Démarche de VVQI[3]	23
Figure 3 Comparaison d'un profil de flux rapide (réacteur PHENIX) avec un profil de flux thermique (PWR).....	29
Figure 4 Maquette critique Eole [6]	30
Figure 5 Cœur de l'ATR [7].....	31
Figure 6 Bâtiment du réacteur CABRI [6].....	31
Figure 7 Cœur du réacteur OSIRIS [6].....	32
Figure 8 État du parc électronucléaire français.....	33
Figure 9 Bâtiment réacteur du RJH sur le centre CEA de Cadarache	34
Figure 10 Coupe radiale de la géométrie du RJH	37
Figure 11 Description de l'assemblage RJH [12].....	38
Figure 12 Matrice en aluminium support de dispositifs expérimentaux groupés.....	39
Figure 13 Coupe radiale d'un dispositif expérimental MICA.....	39
Figure 14 La réaction en chaîne [3]	44
Figure 15 Sections efficaces principales de l'uranium.....	45
Figure 16 Cheminement d'un neutron via les 6 facteurs.....	49
Figure 17 Algorithme simplifié de la méthode de Monte-Carlo appliquée à la vie d'un neutron [3], [28].....	55
Figure 18 Principe de l'approche multigroupes.....	56
Figure 19 Panorama des méthodes de résolution de l'équation du transport.....	58
Figure 20 Distribution des neutrons de fission sur l' ²³⁵ U en fonction de leur énergie (spectre de Watt).....	59
Figure 21 Section efficace d'absorption de l'uranium 238.....	60
Figure 22 Illustration du phénomène d'autoprotection énergétique sur une résonance de l' ²³⁸ U.....	62
Figure 23 Illustration du phénomène d'autoprotection spatiale [17].....	63
Figure 24 Approche à 2 étapes comparée à l'approche en 1 étape	66
Figure 25 Géométrie « cœur nu » étudiée.....	74
Figure 26 Structure du réflecteur radial	75
Figure 27 Coupe axiale de la géométrie étudiée prise au niveau du combustible	75
Figure 28 Réseau carré caractéristique des REP (à gauche) et réseau hexagonal caractéristique des RNR (à droite)	77
Figure 29 Réseau hexagonal au centre du cœur du RJH	77
Figure 30 Géométrie de calcul de flux de l'assemblage standard avec suiveur aluminium schéma iso-HORUS3D/N	78
Figure 31 Résonnances des isotopes en présence dans un REP entre 4eV et 22 eV... 79	79
Figure 32 Découpage radial du RJH avec CRONOS2	80
Figure 33 Schéma HORUS3D/N.....	81

Figure 34 Géométrie de calcul de flux et d'autoprotection de l'assemblage standard avec suiveur aluminium schéma APOLLO3®	85
Figure 35 Illustration méthode des caractéristiques	87
Figure 36 Sections efficaces sur les noyaux modérateurs H et D	90
Figure 37 Construction mathématique d'une table de probabilité.....	96
Figure 38 Comparatif section efficace totale d'absorption ^{235}U ^{238}U	98
Figure 39 Taux de capture volumiques dans l'assemblage standard	100
Figure 40 Taux de fission volumiques dans l'assemblage standard.....	101
Figure 41 Section efficace totale de l'U235 entre 2 eV et 23 eV.....	105
Figure 42 Section efficace totale de l'U238 entre 2 eV et 23 eV.....	105
Figure 43 Taux de capture dans le combustible par groupe entre 23 eV et 2,55 eV.....	106
Figure 44 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonnances de l'uranium 238 entre 2,5 eV et 22,5 eV	107
Figure 45 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonnances de l'uranium 235 entre 2,5 eV et 22,5 eV	108
Figure 46 Flux volumique à 383 groupes dans les plaques de l'assemblage standard	110
Figure 47 Comparaison géométrie de calcul réseau (à gauche) et homogénéisée (à droite)	114
Figure 48 Réflecteur radial simplifié de la géométrie RJH étudiée.....	115
Figure 49 Géométrie de condensation des sections efficaces réflecteur de 383 groupes à 41 groupes	116
Figure 50 Zoom sur le maillage du réflecteur radial	116
Figure 51 Géométrie du calcul MOC2D cœur complet.....	117
Figure 52 Démarche schématique de détermination des sections efficaces condensées pour le réflecteur radial.....	117
Figure 53 Géométrie de calcul MOC-3D pour structures axiales.....	118
Figure 54 Géométrie APOLLO3® pour le calcul cœur nu 3D	119
Figure 55 Coupe radiale du maillage généré par le mailleur de MINARET pour le cœur nu	121
Figure 56 Illustration de maillage triangulaire.....	123
Figure 57 Bords éclairés sur une mailles triangulaire.....	124
Figure 58 Schéma du balayage 2D pour la méthode des éléments finis discontinus de Galerkin	125
Figure 59 Carte radiale des puissances volumiques dans le cœur nu (normalisées à la puissance moyenne).....	126
Figure 60 Profil de taux de fission axial dans la plaque combustible 001_1_1.....	127
Figure 61 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® pour les taux de fission radiaux sur le cœur nu	128
Figure 62 Biais axial sur le taux de fission dans la plaque combustible 001_1_1	129
Figure 63 Isotopie du hafnium.....	132
Figure 64 Section efficace du Hf177.....	133
Figure 65 Section efficace du Hf178.....	133

Figure 66 Section efficace du Hf179.....	134
Figure 67 Section efficace du Hf180.....	134
Figure 68 Coupe radiale d'un assemblage avec suiveur en aluminium inséré (à gauche) et avec barre de contrôle en Hf insérée (à droite).....	135
Figure 69 Géométrie du cluster de sixième d'assemblage pour l'assemblage barré schéma de calcul HORUS3D/N.....	136
Figure 70 Géométrie du cluster de sixième d'assemblage pour l'assemblage barré du schéma APOLLO3®	137
Figure 71 Zoom sur la partie centrale de l'assemblage standard (à gauche), et de l'assemblage barré (à droite).....	137
Figure 72 Dimension des 2 disques absorbants en hafnium.....	138
Figure 73 Géométrie de calcul de l'assemblage barré avec TRIPOLI4® (à gauche) et avec APOLLO3® (à droite).....	139
Figure 74 Taux d'absorption selon la direction radiale	141
Figure 75 Taux de capture dans les structures de l'assemblage barré	143
Figure 76 Taux de fission dans les plaques de l'assemblage barré.....	144
Figure 77 Taux de capture groupe par groupe dans les barres absorbantes	147
Figure 78 Conséquences de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonnances du hafnium 177 entre 2,5 eV et 22,5 eV.....	147
Figure 79 Résonance à 13,9 eV du ¹⁷⁷ Hf découpée par le maillage REL383.....	148
Figure 80 Résonance à 22 eV du ¹⁷⁷ Hf découpée par le maillage REL383	148
Figure 81 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonnances du hafnium 178 entre 2,5 eV et 22,5 eV.....	149
Figure 82 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonnances du hafnium 179 entre 2,5 eV et 22,5 eV.....	149
Figure 83 Résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸ Hf	151
Figure 84 Découpage à 383 groupes superposés à la résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸ Hf	151
Figure 85 Raffinement à 408 groupes superposés à la résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸ Hf	152
Figure 86 Comparaison du biais par rapport à la référence TRIPOLI4® entre un calcul à 383 groupes ou 408 groupes.....	153
Figure 87 Flux dans l'assemblage barré.....	156
Figure 88 Carte des emplacements disponible pour dispositifs expérimentaux	157
Figure 89 Coupe radiale d'un dispositif groupé contenant 3 CHOUCA : « CHOUCA groupé ».....	158
Figure 90 Géométrie du cluster de calcul du CHOUCA groupé schéma HORUS3D/N	159
Figure 91 Géométrie du cluster de calcul du CHOUCA groupé nouveau schéma APOLLO3®	160
Figure 92 Flux calculé dans la zone expérimentale du CHOUCA	161
Figure 93 Représentation schématique du cœur étudié en configuration hétérogène	165

Figure 94 Géométrie technologique pour le cœur hétérogène	166
Figure 95 Assemblage standard (à gauche), barré (au centre) et dispositif CHOUCA (à droite) tels que décrit dans la géométrie cœur	167
Figure 96 Géométrie pour le calcul déterministe du cœur hétérogène	168
Figure 97 Coupe axiale schématique de la géométrie RJH utilisé pour le cœur nu (en bas), et pour le cœur hétérogène (en haut)	168
Figure 98 Coupe radiale du maillage généré par le mailleur de MINARET pour le cœur nu	169
Figure 99 Carte radiale des puissances volumiques dans le cœur (normalisées à la puissance moyenne).....	171
Figure 100 Gradient de taux de fission volumiques axiaux pour plusieurs éléments combustibles du cœur hétérogène	173
Figure 101 Biais du schéma APOLLO3 [®] sur les taux de fission radiaux par rapport au calcul de référence TRIPOLI4 [®]	175
Figure 102 Biais axial dans 3 plaques d'intérêt du cœur hétérogène.....	177
Figure 103 Comparaison des flux sur la plaque P1 condensés à 6 groupes ou 383 groupes.....	179
Figure 104 Comparaison des flux sur la plaque P1 condensés à 11 groupes ou 383 groupes.....	179
Figure 105 Comparaison des flux sur un assemblage combustible condensés à 41 groupes ou 383 groupes	180
Figure 106 Démarche de quantification de l'influence de l'hypothèse du réseau infini : -calcul 2-étapes (à gauche) -calcul 3-étapes (à droite).....	184
Figure 107 Biais sur les taux de fission du calcul cœur « 2-étapes » par rapport au calcul cœur « 3-étapes ».....	185
Figure 108 Flux de condensation du calcul MOC-2D cœur ou réseau infini sur la plaque 8.....	186
Figure 109 Ecart taux de fission dans la plaque 1, assemblage 001_1 approche MOC-2D par rapport au MOC-3D.....	189
Figure 110 Sections efficaces de fission ²³⁵ U E< 0,135 eV plaque 1	190
Figure 111 Rendements des produits de fission à la suite d'une fission d' ²³⁵ U en fonction du nombre de masse	194
Figure 112 Evolution du k-eff au cours du temps	196
Figure 113 Pourcentage d' ²³⁵ U consommé après 30 jours à 100 MW	196
Figure 114 Variation de la consommation d' ²³⁵ U au cours du temps pour les plaques extrêmes.....	197
Figure 115 Concentration en ¹³⁵ Xe au cours du temps	198
Figure 116 Concentration en ¹⁴⁹ Sm au cours du temps	199
Figure 117 Biais sur la réactivité entre un calcul en évolution « micro » et en évolution « macro ».....	200
Figure 118 Biais « micro » / « macro » pour les taux de fission par plaques.....	201
Figure 119 Biais axiaux entre les évolutions micro et macro pour 3 plaques combustibles d'intérêts.....	202

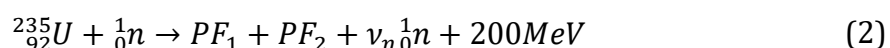
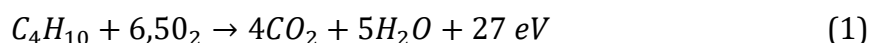
Figure 120 Biais en réactivité entre calculs APOLLO3 [®] faisant ou non évoluer le bore	203
Figure 121 Biais avec/sans évolution bore pour les taux de fission radiaux par plaques	204
Figure 122 Biais axiaux avec/sans évolution bore pour 3 plaques combustibles d'intérêts	205
Figure 123 Temps de calcul pour la résolution de l'équation de Boltzmann selon le pas de temps	206
Figure 124 Biais axial HORUS3D/N par rapport à TRIPOLI4 [®] pour la puissance sur le cas 8	225
Figure 125 Biais axial HORUS3D/N par rapport à TRIPOLI4 [®] pour la puissance sur le cas 9	225

INTRODUCTION GENERALE

CONTEXTE GENERAL DU TRAVAIL

Depuis la première pile atomique, la pile de Fermi conçue à Chicago dans le cadre du projet Manhattan en 1942, jusqu'aux réacteurs EPR actuels de plusieurs gigawatts thermiques, le principe du réacteur nucléaire est resté le même : récupérer l'énergie thermique issue de la fission en chaîne du noyau d'atome lourd tel que l'uranium. Face à la diminution progressive des ressources fossiles (pétrole, gaz, charbon ...), le nucléaire est apparu dès la seconde moitié du XX^{ème} siècle comme une nouvelle source d'énergie crédible.

L'un des principaux avantages de l'énergie nucléaire est sa densité d'énergie. En effet, en se ramenant aux énergies de liaison des particules élémentaires engagées, l'énergie dégagée par la combustion (réaction chimique : électronique) d'une molécule de butane décrite dans l'équation (1) est d'environ 27eV. La fission (réaction nucléaire) d'un noyau d'²³⁵U dégage quant à elle environ 200MeV, soit environ 10⁶ fois plus élevée comme le mentionne l'équation (2). Ceci explique que, pour alimenter une tranche nucléaire d'environ 1000 MW électriques pendant 1 an, seulement 80 tonnes d'uranium enrichi sont nécessaires.



Le principe de la réaction de fission est de faire entrer en collision un neutron avec un noyau fissile afin de « casser » ce noyau en deux ou trois fragments et de récupérer l'énergie de liaison ainsi libérée. Le bilan énergétique est dicté par la formule d'équivalence masse-énergie $E=mc^2$ formulée par Albert Einstein en 1905. Cependant, bien que cette réaction soit fortement énergétique, elle n'est pas aussi simple à mettre en œuvre qu'une réaction de combustion où la présence de combustible et d'oxygène, associé à l'apport d'une énergie d'activation (chaleur) suffit à amorcer un processus qui s'autoentretient. Pour l'énergie nucléaire, il est nécessaire de mettre en présence de l'uranium et des neutrons. Disposer d'une source de neutrons n'est pas chose aisée, car les neutrons libres ont une demi-vie d'un peu moins de 15 minutes. Cependant comme on peut le voir dans l'équation (2) décrivant la réaction de fission de l'²³⁵U, cette réaction produit 2 à 3 neutrons. En veillant à ce qu'au moins un de ces neutrons produits se trouve dans les conditions pour amorcer une nouvelle fission, la réaction peut être auto entretenue. C'est la réaction en chaîne rendant exploitable l'énergie nucléaire pour la production de chaleur.

Très rapidement après la 2^{de} guerre mondiale, l'intérêt du nucléaire comme source abondante d'énergie est apparu. De nombreux réacteurs des recherches ont alors été construits en France et à travers le monde en vue d'un développement commercial de l'énergie nucléaire pour la production d'électricité. Ceci a permis de concevoir les futures technologies de réacteurs nucléaires électrogènes et poser les bases de la physique des réacteurs.

Aujourd'hui, à l'aube du XXI^{ème} siècle, où les effets climatiques liés à l'accumulation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère consécutive à l'exploitation massive des sources d'énergies fossiles depuis la première révolution industrielle se font de plus en plus sentir, l'énergie nucléaire apparaît comme une partie de la solution, car n'émettant pas de CO₂ lors de son exploitation. Aujourd'hui, une grande partie des réacteurs électrogènes français approche des 40 ans, durée de fonctionnement fixée initialement. Les réacteurs de recherches ayant contribué à leur conception sont vieillissants ou à l'arrêt définitif tels que le réacteur OSIRIS fermé en 2015. L'augmentation de la part de l'énergie électrique dans le mix énergétique global cumulée au vieillissement du parc nucléaire actuel pose les questions de son renouvellement ou de sa prolongation.

Le réacteur Jules Horowitz en construction sur le centre CEA de Cadarache doit permettre de répondre à ces questions. Il permettra de tester des matériaux avancés sous irradiations pour les nouvelles générations de réacteurs nucléaires (GEN-III et GEN-IV) ou les générations actuelles (GEN-II). Le flux intense qu'il génère permet de faire subir à ces matériaux un vieillissement accéléré. Ainsi, il sera possible d'explorer des domaines de fluence encore jamais atteint expérimentalement afin d'étudier le comportement, mécanique et thermomécanique de ces matériaux en soutien aux dossiers de sûreté. Son grand nombre d'emplacements expérimentaux permet de réaliser en simultanément des expériences sur le combustible ou les matériaux dans des situations normales ou transitoires.

NOTION DE VVQI

Les expérimentations sont une voie indispensable pour la quantification précise du comportement d'un réacteur nucléaire. Cependant, avant de confronter le calcul à l'expérience, il est nécessaire de valider la simulation numérique et plus particulièrement celle déterministe [1]. Le rôle d'une simulation numérique est de réaliser une prédiction fiable du comportement neutronique d'un cœur de réacteur dans tous les domaines de fonctionnements. La simulation numérique va mettre en œuvre un schéma de calcul plus ou moins complexe. Son rôle est, à partir de données nucléaires microscopiques d'entrées, d'aboutir à une prédiction des grandeurs technologiques macroscopiques du cœur au cours du temps. Un diagramme fonctionnel du schéma de calcul est présenté **Figure 1**. Les données d'entrées microscopiques du schéma de calcul sont, hormis la géométrie et les compositions des divers milieux, les données nucléaires concernant les isotopes. Ces

données nucléaires sont déterminées, entre autres, à travers des expériences différentielles dans lesquelles l'énergie des neutrons est précisément caractérisée par des techniques dites de « temps de vols ». La confiance que l'on peut accorder à la prédiction se prouve donc à travers la fiabilité de deux concepts bien distincts :

- La fiabilité du schéma de calcul
- La fiabilité des données nucléaires

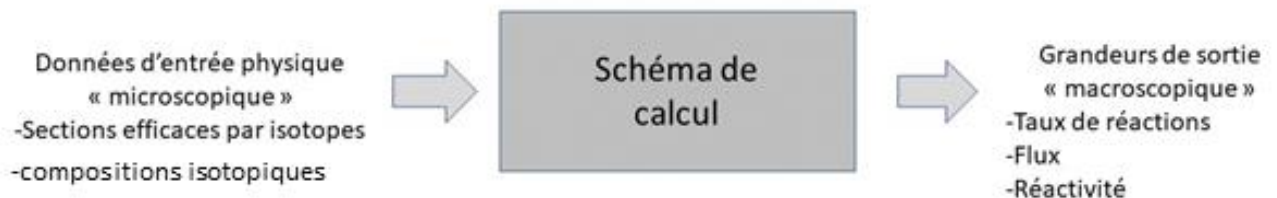


Figure 1 Diagramme fonctionnel du schéma de calcul

La démarche de VVQI (Vérification-Validation numérique et expérimentale-quantification des Incertitudes, anciennement VVQ-UQ (Vérification-Validation-Qualification-Quantification des incertitudes) a été mise en place pour évaluer la fiabilité de l'ensemble schéma de calcul + données nucléaires. Cette démarche rigoureuse se décompose en quatre temps, et permet de déterminer précisément la confiance à accorder au schéma de calcul pour la simulation d'un cœur dans une configuration donnée :

La Vérification est l'étape qui consiste à s'assurer que le solveur donne bien l'effet attendu numériquement. La convergence des solveurs sera notamment testée ainsi que la non-régression des fonctionnalités des divers solveurs suivant les diverses versions [2]. Cette étape est réalisée lors du développement des outils constitutifs du schéma.

La Validation numérique va permettre de montrer que le schéma de calcul défini permet bien de représenter la physique du réacteur nucléaire considéré. En effet, les schémas de calculs utilisent principalement des méthodes déterministes consistant à résoudre l'équation de Boltzmann du transport des neutrons. Cette technique consiste à faire des approximations et discrétisations du problème afin de permettre sa résolution. Il faut donc s'assurer de la validité de ces choix. Pour cela, les résultats du schéma de calcul seront comparés aux résultats obtenus par un calcul « étalon ». Ce calcul mené par des méthodes probabilistes simule de manière aléatoire la vie des neutrons dans la géométrie considérée. Il est donc par conception représentatif des phénomènes physiques qu'il modélise. Ainsi, en simulant un nombre suffisant de vies de neutrons, il est possible d'aboutir à des résultats représentatifs du cœur considéré. Cependant, le grand nombre de particules nécessaire à simuler pour obtenir des résultats suffisamment précis limite aujourd'hui son utilisation à des configurations bien définies, sans évolution. Ce qui explique pourquoi ces schémas de calcul probabiliste sont utilisés comme étalon, mais ne

sont pas utilisés de manière routinière tels que les schémas qu'ils servent à valider. Cette comparaison entre outils numériques permet de déterminer les biais du schéma de calcul indépendamment des données nucléaires. En limitant ces biais, on s'assure que le schéma de calcul considéré modélise bien les phénomènes physiques du problème considéré. Un compromis est recherché lors de cette étape entre la précision et la rapidité d'exécution du schéma. Au CEA, l'étape de validation numérique est menée avec le code probabiliste étalon TRIPOLI4®.

La Validation expérimentale (ou Qualification) va permettre de confronter réellement l'ensemble schéma de calcul + données nucléaires aux résultats expérimentaux. Dans cette étape, une base expérimentale permettra d'obtenir des résultats directement sur les installations considérées. Les résultats du schéma de calcul associés aux données nucléaires pourront alors y être comparés afin de déterminer les biais expérimentaux du schéma. Cette étape permet finalement de conclure sur la capacité du schéma à reproduire le comportement expérimental. Les résultats de cette étape de validation expérimentale peuvent aussi permettre de faire un retour sur les données nucléaires microscopiques utilisées afin d'en améliorer leur qualité.

La Quantification des Incertitudes est la dernière étape du processus. Il doit être défini pour l'ensemble des étapes préalablement mentionnées et en particulier pour les biais et incertitudes du schéma de calcul, mais aussi pour les incertitudes des données nucléaires. Ces incertitudes seront confrontées à celles des expériences pour définir des biais et incertitudes à l'outil de calcul scientifique considéré qui est donc un schéma de calcul associé à une bibliothèque de données nucléaires. Cet outil de calcul scientifique est défini pour un domaine d'utilisation qui s'appuie sur la base de tests expérimentaux pour laquelle il est qualifié. Son utilisation en dehors de cette base de test reste problématique et peut nécessiter de nouvelles expériences.

La **Figure 2** permet de schématiser cette démarche

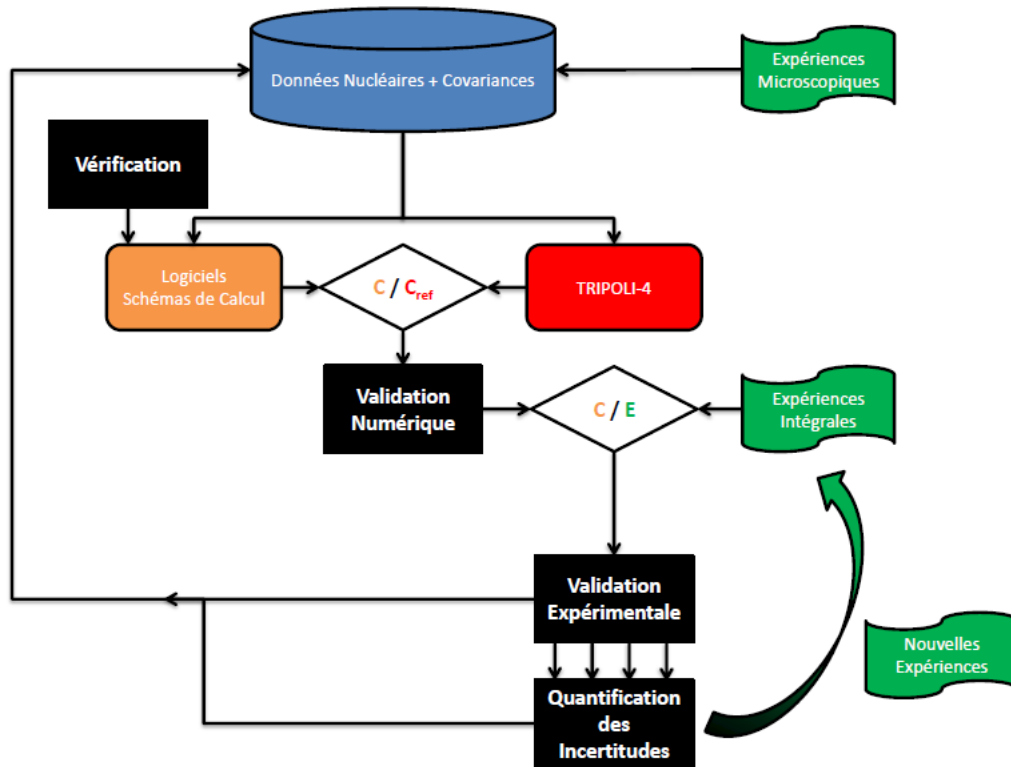


Figure 2 Démarche de VVQI[3]

PROBLEMATIQUE

Ce travail de thèse s'intéresse au développement d'un schéma de calcul déterministe pour le réacteur Jules Horowitz et donc à la partie **validation numérique** du processus VVQI. Du fait du grand nombre d'expériences réalisables en simultanément, ce réacteur nucléaire est fortement hétérogène rendant difficile sa modélisation. En effet, la plupart des schémas de calcul utilisent une méthodologie en 2 étapes reposant sur la répétitivité d'un motif élémentaire de combustible pour décrire le cœur afin de limiter le nombre de calculs nécessaire. Le motif élémentaire est placé en réseau infini afin de déterminer le comportement physique microscopique du problème. Le calcul sur le cœur est réalisé par la suite avec des options de calculs plus grossières, mais tenant compte de l'information apportée par le calcul réseau. La forte densité d'hétérogénéité est une des limitations de cette démarche. Le schéma de calcul que l'on développe durant cette thèse doit répondre à la problématique de prise en compte des hétérogénéités du réacteur au sein du schéma de calcul en 2 étapes. Reposant sur le code de calcul APOLLO3® du CEA dont les fonctionnalités ont déjà été vérifiées en amont, on s'intéresse ici à l'étape de validation du schéma de calcul face au code de calcul stochastique TRIPOLI4®.

L'objectif est de définir un schéma de calcul plus précis que celui utilisé actuellement : HORUS3D/N [4]. Pour cela, sont notamment étudiés les biais avec le code TRIPOLI4® sur la réactivité et les taux de réaction. Le schéma de calcul doit être capable de prédire le

comportement du cœur du RJH en 3D et en évolution avec un nombre significatif d'hétérogénéités insérées.

PLAN DU DOCUMENT

Dans un premier chapitre, la place des réacteurs de recherche dans le panorama complet du nucléaire est étudiée. En particulier, on verra quel est le rôle attendu d'un réacteur de recherche, et quels sont les différents types existants et leur rôle. Le réacteur Jules Horowitz, objet de cette étude sera plus spécifiquement analysé d'un point de vue fonctionnel comme technologique.

Dans un second chapitre, les éléments constitutifs des schémas de calculs pour la résolution de l'équation de Boltzmann sont examinés. En partant de la physique de la réaction en chaîne, le problème est progressivement complexifié via la décomposition en 6 facteurs du facteur de multiplication afin d'aboutir à l'équation stationnaire du transport des neutrons. Ensuite, est abordée dans quelle mesure chacune des variables énergétiques, angulaires et spatiales peut-être discrétisées, et quelles sont les approximations nécessaires pour permettre la résolution de l'équation.

Dans un troisième chapitre, à partir d'une configuration peu hétérogène du cœur du RJH, on aborde le développement du schéma de calcul. Après avoir présenté la configuration étudiée, et l'état de l'art du schéma HORUS3D/N, la partie réseau du schéma de calcul est présentée. Dans cette partie, le schéma de calcul réseau est validé face à un calcul TRIPOLI4® du même motif. Chaque option et méthode du schéma est analysée séparément afin de déterminer les gains apportés comparativement au schéma HORUS3D/N en termes de biais sur la réactivité et sur les taux de réaction. Les notions de modèles de fuites et de transmissions des informations réseau vers le calcul cœur sont ensuite décrites. Après avoir montré comment sont pris en compte les réflecteurs présents dans la configuration à modéliser, la deuxième étape du schéma de calcul sur la géométrie en 3D est menée. Ce calcul permet finalement de valider le nouveau schéma de calcul sur la configuration peu hétérogène du réacteur Jules Horowitz.

Le quatrième chapitre permet de s'intéresser au traitement des hétérogénéités du cœur lors de la première étape du schéma de calcul. Deux types d'hétérogénéités sont traitées : les hétérogénéités absorbantes et les hétérogénéités diffusantes. On abordera pour chacune de ces hétérogénéités dans quelle mesure le nouveau schéma de calcul permet d'améliorer les résultats vis-à-vis du schéma de calcul HORUS3D/N afin de valider le nouveau schéma de calcul APOLLO3®. Ces structures sont calculées via des géométries de type cluster.

Enfin dans un cinquième chapitre, le schéma de calcul APOLLO3® pour le RJH est validé sur une géométrie très hétérogène du cœur en 3D. Le schéma de calcul permet

notamment de valider pour chaque plaque combustible que le taux de fission est peu biaisé par rapport au calcul étalon TRIPOLI4®. Finalement, après avoir décrit la notion d'évolution d'un réacteur nucléaire, le calcul sur la géométrie 3D hétérogène du RJH sera suivi lors d'un calcul d'évolution de 30 jours représentant environ un cycle de fonctionnement afin d'y étudier physiquement son comportement au cours du temps.

1. PANORAMA DES REACTEURS DE RECHERCHE

Les réacteurs de recherches ou réacteurs expérimentaux ont permis de mettre en place les filières actuelles de réacteurs nucléaires actuelles. Les réalisations d'expériences sur les matériaux de structure et le combustible ont aidé à la compréhension et la maîtrise des phénomènes en jeu dans les réacteurs en situation normale ou incidentelle. Le réacteur Jules Horowitz qui est l'objet de cette étude est un réacteur expérimental. Dans ce chapitre, on abordera tout d'abord la place des réacteurs de recherche dans le domaine du nucléaire. Puis, on verra comment le réacteur Jules Horowitz s'inscrit dans cet ensemble.

1. Panorama des réacteurs de recherche.....	27
1.1 La place des réacteurs de recherche dans le nucléaire.....	28
1.1.1 Rôle et flux d'un réacteur de recherche	28
1.1.2 Types de réacteurs expérimentaux.....	29
1.2 Le réacteur Jules Horowitz.....	33
1.2.1 Contexte et origine du projet.....	33
1.2.2 Aspect expérimental	34
1.2.3 Création d'isotopes médicaux.....	35
1.2.4 Caractéristiques du bloc pile	36
1.2.4.1 Caractéristiques du cœur et du réflecteur.....	36
1.2.4.2 L'assemblage combustible.....	37
1.2.4.3 Les dispositifs expérimentaux en cœur et en réflecteur.....	38

1.1 LA PLACE DES REACTEURS DE RECHERCHE DANS LE NUCLEAIRE

Les réacteurs consacrés à la recherche expérimentale ont fait l'objet d'une monographie au CEA pour laquelle on pourra se référer pour plus d'informations [5].

1.1.1 Rôle et flux d'un réacteur de recherche

Le rôle d'un réacteur nucléaire de recherche est de produire à petite échelle un flux de neutrons représentatif d'une situation donnée dans un réacteur de puissance, afin de l'étudier, et d'en déduire des résultats transposables sur des réacteurs de plus forte puissance. Les flux atteints dans le réacteur de recherche ne pourront pas être atteints simplement dans les réacteurs de puissance à des fins de mesures (ex. : situations accidentelles, vieillissement du combustible après plusieurs décennies). Ce flux produit par le réacteur de recherche peut être caractérisé par 2 paramètres principaux.

- **Sa valeur**, exprimée en neutrons/cm²/s. Reliée à la densité de neutrons dans les réacteurs, elle caractérise l'intensité du flux de neutrons dans le réacteur, et conditionne la quantité de fission, donc la puissance générée dans le cœur. Généralement pour un réacteur à eau pressurisée (REP), elle est de l'ordre de 10¹³ neutrons/cm²/s dans le combustible. Elle peut monter jusqu'à plus de 10¹⁵ neutrons/cm²/s pour les réacteurs à haut flux, ou descendre jusqu'à 10⁵ neutrons/cm²/s pour les maquettes critiques.
- **Son spectre**, représentant la distribution en énergie des neutrons. En effet, comme on le verra dans la partie suivante, l'énergie cinétique des neutrons, en eV, influence fortement les caractéristiques de ces réacteurs. Ainsi, les neutrons dits « thermiques » avec des énergies inférieures à 1eV induisent la majorité des fissions. En revanche, les neutrons issus des fissions sont dits « rapides », avec des énergies de l'ordre du MeV. Entre ces 2 catégories, les neutrons « épithermiques » peuvent facilement être absorbés par des isotopes non fissiles tels que l'²³⁸U induisant une perte significative de neutrons. La forme du spectre indique la technologie du réacteur nucléaire. Ainsi, le flux caractéristique du réacteur PHENIX présenté **Figure 3** en un flux dit « rapide ». En effet, ce réacteur est un RNR (réacteur à neutron rapide). Pour ce type de réacteur, on choisit délibérément de ne pas thermaliser les neutrons issus de la fission. Les neutrons rapides, bien que leur probabilité d'induire une fission soit moins élevée que celle des neutrons thermiques ont l'avantage de pouvoir faire fissionner tout noyau lourd. Ils permettent donc d'induire des fissions sur les noyaux dit « fertiles » tels que l'²³⁸U. La courbe en rouge sur cette même figure présente le flux caractéristique d'un réacteur à eau pressurisée. Ce flux est dit « thermique » car avec une part non négligeable de neutrons thermiques. Pour obtenir ce flux, les neutrons rapides issus de la fission sont thermalisés grâce à un modérateur. Ici, l'eau en plus d'être

le caloporteur joue également ce rôle de modérateur. Les neutrons thermiques dans ce type de réacteurs permettent d'induire de nouvelles fissions sur les isotopes fissiles

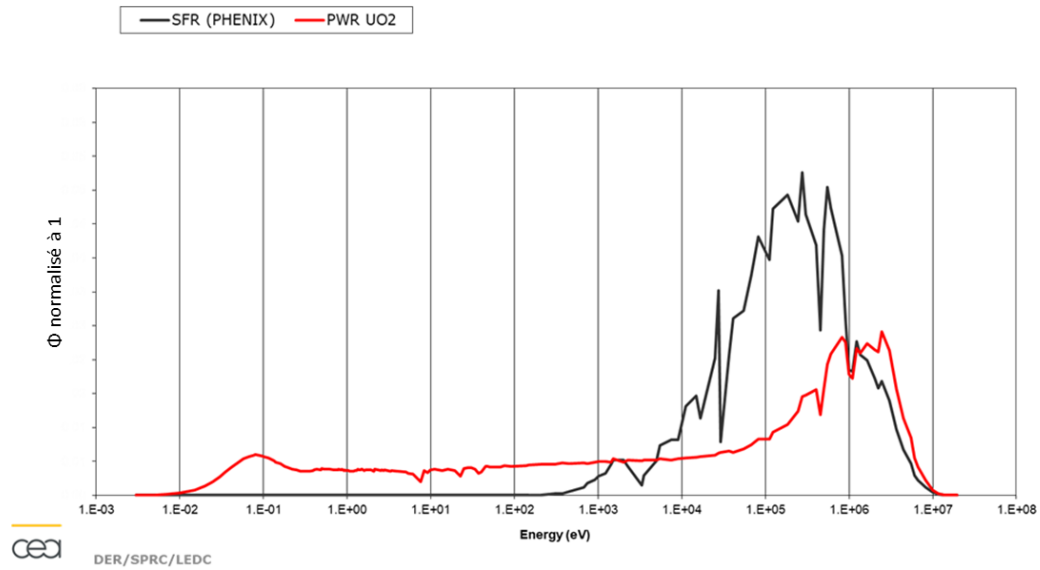


Figure 3 Comparaison d'un profil de flux rapide (réacteur PHENIX) avec un profil de flux thermique (PWR)

1.1.2 Types de réacteurs expérimentaux

Selon les caractéristiques du flux généré, les réacteurs de recherches peuvent être discriminés en plusieurs catégories donnant aussi le rôle attendu pour chaque type de réacteur. On distingue classiquement 3 types de réacteurs expérimentaux pour le nucléaire : les maquettes critiques, les réacteurs d'essais de sûreté et les réacteurs d'irradiation technologique.

Les maquettes critiques sont les installations permettant de valider les simulations numériques obtenues via les codes de calcul neutronique. En effet, la résolution de l'équation du transport permet de calculer le flux neutronique à une normalisation près, généralement la puissance du cœur. Dans ce cas, il est possible de mesurer le flux, et les principales grandeurs neutroniques d'intérêt (taux de réaction, burnup, évolution des isotopes en présence ...) sur une installation physiquement représentative du réacteur que l'on cherche à caractériser, mais de puissance très faible : de l'ordre de quelques watts à quelques centaines de watts. Les mesures obtenues sur la maquette critique pourront être comparées aux simulations neutroniques et permettront de conclure sur la pertinence ou non de la modélisation adoptée dans le code. En s'assurant que la configuration de la maquette est bien représentative du réacteur étudié, moyennant un « recalage expérimental » la conclusion sur la pertinence du modèle appliqué à la

maquette pourra être étendue au réacteur étudié. Cette démarche de validation des moyens de calcul est un point crucial dans la démarche de constitution d'un dossier de sûreté d'une installation nucléaire de base.

Dans le cas d'une maquette critique, le flux en valeur ne dépasse pas 10^{12} n/cm²/s, mais fonctionne souvent à des valeurs bien plus faibles, de l'ordre de 10^9 n/cm²/s. Les faibles puissances thermiques dégagées par ces installations autorisent un refroidissement par convection naturelle dans une piscine. Ce qui différencie les maquettes critiques les unes des autres est avant tout le spectre du flux. Ainsi en France, la maquette EOLE créée en 1965 sur le centre CEA de Cadarache a permis de qualifier une grande partie des études faites pour le développement de la filière des réacteurs à eau légère (spectre thermique). Par opposition, la maquette MASURCA créée un an plus tard était destinée aux études sur les réacteurs à neutrons rapides et a contribué au projet ASTRID. La **Figure 4** montre une photographie de l'installation Eole.

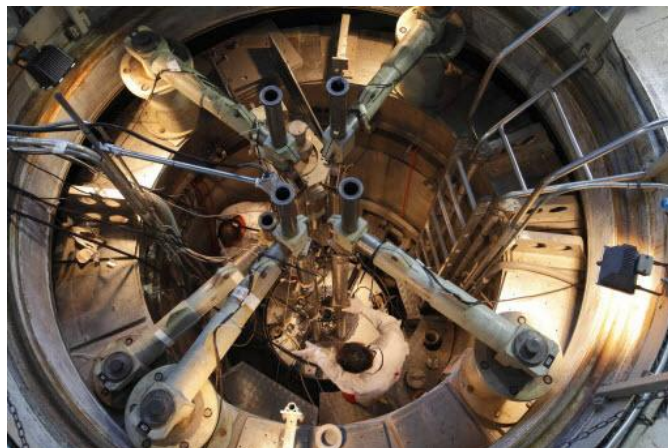


Figure 4 Maquette critique Eole [6]

Cependant, les maquettes critiques ne sont pas destinées uniquement à être représentatives de filières électrogènes. Elles peuvent aussi être utilisées pour la conception de réacteurs de recherche plus puissants tels que les Material Testing Reactor (MTR) (cf. ci-dessous) où l'on recherche un haut flux. Une maquette critique du réacteur a parfois été construite afin de qualifier les outils de calculs du réacteur et des expériences qui lui sont associées. C'est le cas pour le réacteur d'irradiation OSIRIS au CEA Saclay avec la maquette critique ISIS. Le réacteur SILOE au CEA de Grenoble était accompagné de la pile SILOETE. Aux États-Unis, la même stratégie a été adoptée pour l'ATR de l'Idaho National Laboratory complété par la maquette critique ATRc [7]. La **Figure 5** montre une photographie du cœur du Advanced Test Reactor (ATR).

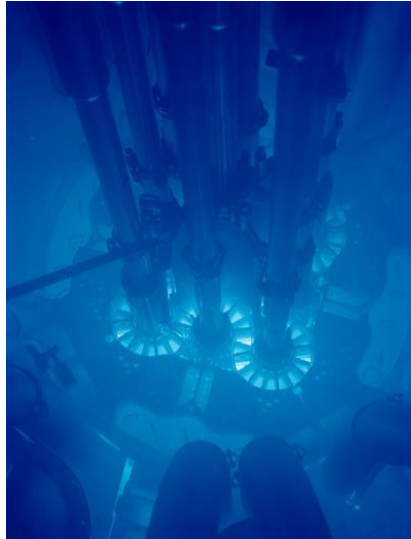


Figure 5 Cœur de l'ATR [7]

Les réacteurs d'essais de sûreté permettent d'étudier les conséquences d'un accident sur une installation, et aident au dimensionnement de composants afin d'assurer que le réacteur se trouve en toutes circonstances dans un état sûr. En pratique, un assemblage test est soumis à des conditions accidentelles créées par un « cœur nourricier » conçu spécifiquement pour résister à des conditions accidentelles. Les conséquences de l'accident peuvent alors être mesurées sur l'assemblage test afin d'analyser son comportement (température, rupture de gaine, fusion du combustible, relâchement de gaz de fission ...). Parmi ces réacteurs, CABRI (**Figure 6**) sur le centre CEA de Cadarache permet d'étudier des accidents de réactivité sur un crayon test. En pratique, via un dispositif de dépressurisation d'hélium 3, une forte réactivité peut être introduite rapidement dans le cœur amenant la puissance à des valeurs de l'ordre de vingt gigawatts en quelques millisecondes. Les conséquences de ce pulse de puissance peuvent ensuite être étudiées grâce à des dispositifs de mesures.



Figure 6 Bâtiment du réacteur CABRI [6]

Les réacteurs d'irradiation technologique (Material Testing Reactor) sont la troisième catégorie de réacteurs expérimentaux, à laquelle appartient le Réacteur Jules Horowitz (RJH), cœur de ce travail de thèse. L'objectif principal de ces installations est d'étudier l'effet de l'irradiation sur les composants des réacteurs nucléaires, en particulier, grâce à des niveaux de flux plus intenses que dans tous les autres réacteurs. Il est possible alors de faire subir aux composants testés un vieillissement accéléré en les soumettant à des fluences comparables à celles atteintes après plusieurs dizaines d'années d'irradiation. La fluence est l'intégration du flux sur une période donnée. Elle est exprimée en neutron/cm² et est une image de l'endommagement des matériaux sous irradiation. Elle contient donc l'information de l'historique d'irradiation du matériau. Les MTR ont aussi une forte densité de puissance comparativement aux réacteurs de puissance comme on le voit dans le **Tableau 1**.

Tableau 1 Caractéristiques des 2 principaux MTR français comparées à celles d'un réacteur commercial

Réacteur	Flux de neutrons thermiques (n/cm ² /s)	Flux de neutrons rapides (n/cm ² /s)	Puissance volumique (W/cm ³)
Réacteur de puissance (REP, REB)	9.10 ¹³	1,3.10 ¹⁴	80
OSIRIS	2,7.10 ¹⁴	2,7.10 ¹⁴	≈300
RJH	5,5.10 ¹⁴	5,5.10 ¹⁴	≈600

Avec ce haut flux, il est alors possible de prédire le comportement d'un réacteur de puissance au cours du temps afin de s'assurer que les conditions de sûreté seront respectées tout au long de la durée d'exploitation du réacteur.

Pour la France OSIRIS (**Figure 7**) a été le principal MTR durant la seconde moitié du XX^{ème} siècle. D'une puissance nominale de 70MW_{th}, il a permis de qualifier les composants des filières actuelles de réacteurs à eau pressurisée (GEN-II). Le réacteur Jules Horowitz en construction sur le centre CEA de Cadarache doit permettre d'étudier les matériaux pour les nouvelles (GEN-III) et futures (GEN-IV) filières de réacteurs nucléaires.

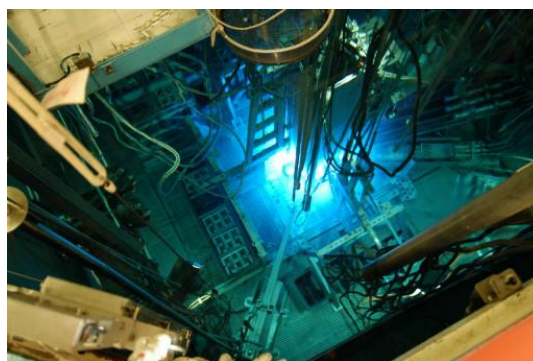


Figure 7 Cœur du réacteur OSIRIS [6]

1.2 LE REACTEUR JULES HOROWITZ

1.2.1 Contexte et origine du projet

Un MTR, comme le RJH est un réacteur d'irradiation destiné à l'étude du comportement sous un flux neutronique des matériaux qui seront utilisés pour la construction des composants des futurs réacteurs nucléaires et de leurs combustibles. Les premiers MTR tels que le réacteur OSIRIS en France, ou BR2 en Belgique ont été construits dans les années 1960 dans le cadre du développement de la filière des réacteurs à eau pressurisés. Ces réacteurs ont donc aujourd'hui plus de 50 ans.

La durée de vie d'un réacteur nucléaire est déterminée par la tenue sous irradiation de ses composants, et en particulier, pour un REP électrogène [8], de la cuve qui n'est pas conçue pour être remplacée. Cette durée a été déterminée en se basant essentiellement sur des calculs de fluence associés aux lois mécaniques du fluage des matériaux. Elle est fixée initialement à 40 ans pour les réacteurs à eau pressurisée français.

Comme on le voit sur la **Figure 8**, plus de deux tiers des réacteurs français auront atteint les 40 ans en 2025. La question du prolongement, ou du remplacement de ces réacteurs se pose.

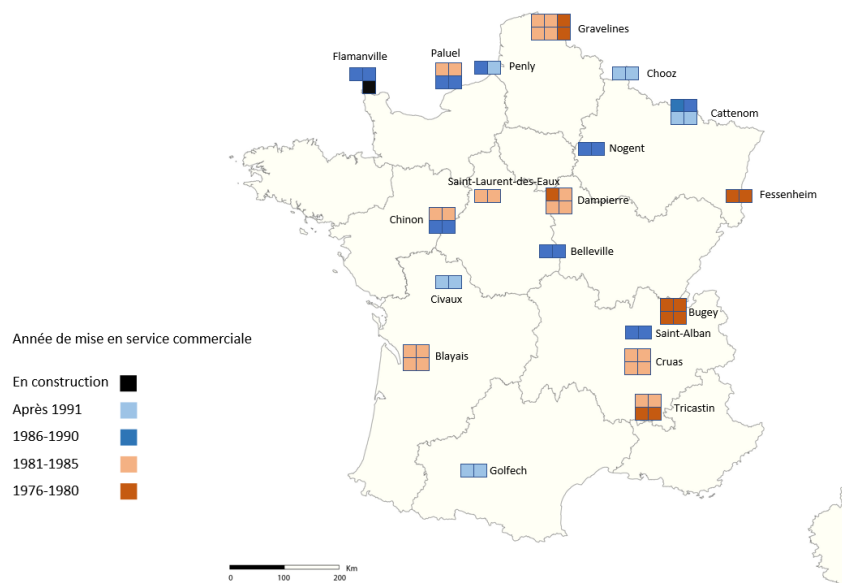


Figure 8 État du parc électronucléaire français

C'est dans ce contexte que le projet du réacteur Jules Horowitz (**Figure 9**) a vu le jour. Son rôle principal est d'assurer la continuité avec le réacteur OSIRIS du centre CEA de Saclay arrêté en 2015. Sa construction a débuté en 2007 pour une date de mise en service prévue en 2025, et une durée d'exploitation d'environ 50 ans. Il devra notamment être capable de fournir une base expérimentale pour la conception des futures filières de réacteurs nucléaires, mais aussi pour l'éventuel prolongement des filières actuelles.



Figure 9 Bâtiment réacteur du RJH sur le centre CEA de Cadarache

1.2.2 Aspect expérimental

Le réacteur d'une puissance thermique nominale de $100 \text{ MW}_{\text{th}}$ permettra d'atteindre des densités de puissance jusqu'à 600 W/cm^3 , il sera possible d'atteindre des flux rapide ou thermique de l'ordre de $5.10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ en cœur. De tels niveaux d'irradiation permettront d'explorer des plages de fluences encore inconnues expérimentalement aujourd'hui et de valider ou non les calculs à propos du prolongement de la durée de vie des centrales nucléaires de deuxième génération. Ils permettront aussi de concevoir et valider les choix de matériaux pour les futurs réacteurs à eau pressurisée de type EPR, ou de quatrième génération.

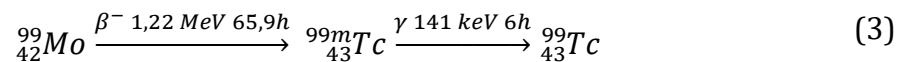
Le réacteur accueillera des emplacements expérimentaux directement en cœur pour réaliser simultanément plusieurs études sur les matériaux de structures des futurs réacteurs nucléaires (gaine, acier de cuve, etc.). Plusieurs types de dispositifs expérimentaux permettront d'accueillir les échantillons de matériaux accompagnés ou non de boucles de refroidissement caractéristiques des différents types de réacteurs étudiés. Profitant du fort flux rapide en cœur, les dispositifs expérimentaux en cœur permettront aussi l'étude des matériaux pour les réacteurs à neutrons rapides (RNR). Ils pourront donc être accompagnés d'un caloporteur gazeux ou sodié par exemple. Cette forte irradiation permettra de reproduire au cours du temps le fonctionnement nominal de ces réacteurs, futurs ou à l'état de concept en faisant subir aux matériaux de structure encore en développement un vieillissement accéléré. Une instrumentation dédiée autour de ces emplacements expérimentaux permettra ensuite d'étudier en temps réel les paramètres physiques des matériaux testés (tenue mécanique, structure atomique, etc.). Ces échantillons pourront éventuellement être soumis à des analyses après irradiation. [9].

Le réacteur est aussi doté d'un réflecteur entourant le cœur . Il est essentiellement en béryllium et est fortement instrumenté. Ce réflecteur a pour rôle de limiter les fuites neutroniques en réfléchissant les neutrons ou en en remettant d'autres vers le cœur. Mais il contient aussi de nombreux emplacements expérimentaux permettant de réaliser des expériences directement sur du combustible en situation stationnaire ou transitoire. Il permettra notamment grâce à son fort flux thermique de l'ordre de 5.10^{14} n/cm²/s de simuler des transitoires de réactivités de type rampe de puissance avec un fonctionnement se rapprochant donc de celui d'un réacteur d'essais de sûreté.

1.2.3 Création d'isotopes médicaux

Comme pour le réacteur OSIRIS, ou le MTR BR-2, le RJH aura aussi une fonction de création de radionucléides pour les diagnostics médicaux, et en particulier du ^{99m}Tc. Cet isotope métastable se désexcite en émettant une particule γ monoénergétique de 141 keV avec une demi-vie de 6h. Cette désexcitation lente permet de l'utiliser comme marqueur radioactif. L'isotope est injecté dans le corps du patient, et va se fixer sur les organes à observer. La détection du rayonnement γ permet de reconstruire l'image de l'organe observé ; c'est le principe de la scintigraphie. Aujourd'hui, la majorité des tests de scintigraphie sont réalisés avec cet isotope.

La production du ^{99m}Tc est réalisée par décroissance radioactive du ⁹⁹Mo selon l'équation (3).



La demi-vie de décroissance du ⁹⁹Mo ne permet pas d'envisager un stockage au-delà de quelques jours du molybdène. Le besoin en diagnostics médicaux étant permanent, une certaine tension existe sur le marché de la production de ce radionucléide. En effet depuis la fermeture du réacteur OSIRIS, 4 réacteurs à travers le monde assurent la quasi-totalité de la production mondiale de ⁹⁹Mo. Le réacteur Jules Horowitz, à sa mise en service devra permettre de relâcher la tension sur ce marché en assurant de 25% à 50% de la demande européenne en ⁹⁹Mo.

La production de ⁹⁹Mo se fait essentiellement par récupération/séparation du molybdène parmi les produits de fission de l'uranium. D'après [10], en moyenne chaque fission sur un noyau d'²³⁵U produira $1,8.10^{-5}$ noyaux de ⁹⁹Mo. Dans le RJH, on utilise des dispositifs à fission de type MOLFI (MOLYbdène de FISSION) placé dans le flux thermique du réflecteur afin de récupérer le molybdène produit par séparation des autres produits. Il peut ensuite être stocké sur une courte période avant la réalisation de diagnostics via l'isotope ^{99m}Tc. Des emplacements mobiles spécifiques ont été créés afin de pouvoir retirer ou insérer ces MOLFI en cours d'irradiation, ce qui permet alors d'avoir une production continue de ⁹⁹Mo.

1.2.4 Caractéristiques du bloc pile

1.2.4.1 Caractéristiques du cœur et du réflecteur

Le cœur du réacteur Jules Horowitz, d'une puissance de 100 MW_{th} est constitué de 37 alvéoles pouvant accueillir des éléments combustibles ou des dispositifs de tailles comparables. Le cœur est en configuration dite « Pâquerette » dans laquelle les alvéoles sont réparties en 3 couronnes concentriques et numérotées selon un ordre centrifuge. Le cœur peut accueillir de 34 à 37 éléments combustibles et jusqu'à trois emplacements peuvent accueillir un dispositif expérimental (exemple : CHOUCA groupé). En cœur, le flux est prévu pour être rapide, permettant les expériences sur les matériaux de structures dans les conditions les plus exigeantes. En effet, l'endommagement des matériaux est maximum après un choc neutronique avec un neutron rapide d'énergie de l'ordre du mégaélectronvolt.

Le casier est un cylindre d'aluminium de 36 cm de rayon pour 70 cm de hauteur, percé de 37 cavités pour accueillir les éléments en cœur. Le réflecteur en béryllium du RJH, en jaune sur la **Figure 10**, est assimilable à un cylindre creux de la même hauteur et de 72cm de rayon. Le casier est inséré au centre de ce cylindre. Les qualités neutroniques diffusantes du béryllium lui permettent de renvoyer une part importante des neutrons de fuite vers le cœur. De plus, ces qualités en tant que modérateur permettent d'obtenir un flux fortement thermalisé en réflecteur. Il sera alors possible de réaliser des expériences sur le combustible nucléaire en réflecteur via les emplacements expérimentaux disponibles visibles sur la **Figure 10**, les fissions se produisant principalement avec des neutrons thermiques. Ce flux favorisera aussi les fissions dans les MOLFI pour produire du ⁹⁹Mo. Une vingtaine d'emplacements expérimentaux fixes sont disponibles en réflecteur afin de réaliser des expériences dans le domaine thermique. De plus, 6 emplacements expérimentaux en réflecteur sont mobiles. Ces emplacements motorisés permettant de faire varier la position du dispositif expérimental au cours de l'irradiation.

Les dimensions du cœur sont réduites relativement à sa puissance. Ainsi, comme on l'a vu dans le **Tableau 1**, la densité de puissance dans le cœur peut aller jusqu'à 600W/cm³. Une telle puissance nécessite un refroidissement actif, via un circuit de pompage, pour évacuer la totalité de la chaleur produite. L'eau de refroidissement est pressurisée de 6 à 10 bars et circule à 14,7 m/s. Cela autorise le fonctionnement à basse température, 20°C en entrée en bas du cœur, et 40°C en sortie en haut du cœur, et un combustible à 100°C environ. Le combustible étant sous forme de plaques cintrées, l'eau de refroidissement circule entre ces plaques dans le cœur et dans le réflecteur au niveau des dispositifs expérimentaux le nécessitant. Dans la partie suivante, on s'intéresse aux assemblages combustibles.

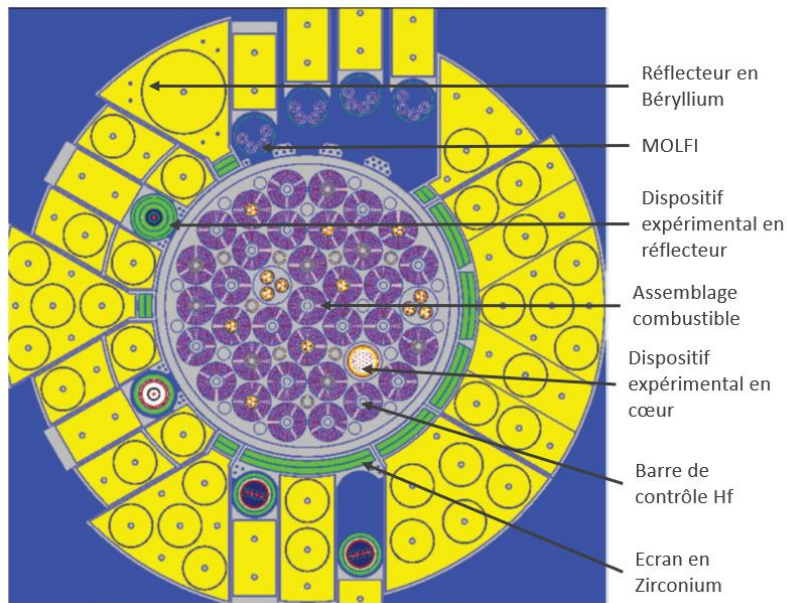


Figure 10 Coupe radiale de la géométrie du RJH

1.2.4.2 L'assemblage combustible

L'assemblage standard du RJH est un cylindre de 9,86 cm de diamètre. Le combustible se présente sous forme de 3x8 plaques cintrées d' U_3Si_2Al (densité : $4,8 \text{ gU/cm}^3$) gainées en $AlFeNi$ (alliage aluminium, fer, nickel). Il est enrichi à 19,75% en uranium 235 pour le cœur de démarrage. Cet enrichissement devrait être porté à 27% en ^{235}U plusieurs cycles après la divergence [11] pour son fonctionnement en régime nominal. Il permettra au cœur d'atteindre sa longueur de cycle contractuelle de 27 Jours Equivalents Pleine Puissance (JEPP). L'épaisseur des fines plaques combustibles est de 1,37mm gaine comprise (l'âme centrale de combustible est de 0,61mm). Des raidisseurs en aluminium permettent de maintenir solidaires les plaques entre elles. Par convention, les plaques sont numérotées de 1 à 8, de l'intérieur vers l'extérieur.

Au centre de chaque assemblage, un emplacement vide permet l'introduction d'une barre de contrôle en hafnium afin de réguler la réaction en chaîne (cf. **Figure 11**), ou d'un dispositif expérimental. La barre de contrôle possède un embout en aluminium, appelé suiveur se trouvant face au combustible lorsque la barre n'est pas insérée. Le dispositif global de contrôle est constitué de 27 barres : 19 barres sont dédiées à la compensation de réactivité (les AC), 4 sont utilisées pour le suivi de la déformation des distributions de puissance (AP) et les 4 dernières servent à l'arrêt d'urgence (ASA). Sur les 37 alvéoles du cœur, jusqu'à dix peuvent donc accueillir un dispositif expérimental, soit directement au centre d'un assemblage permettant de maximiser le flux dans ce dispositif, soit en remplacement d'un assemblage.

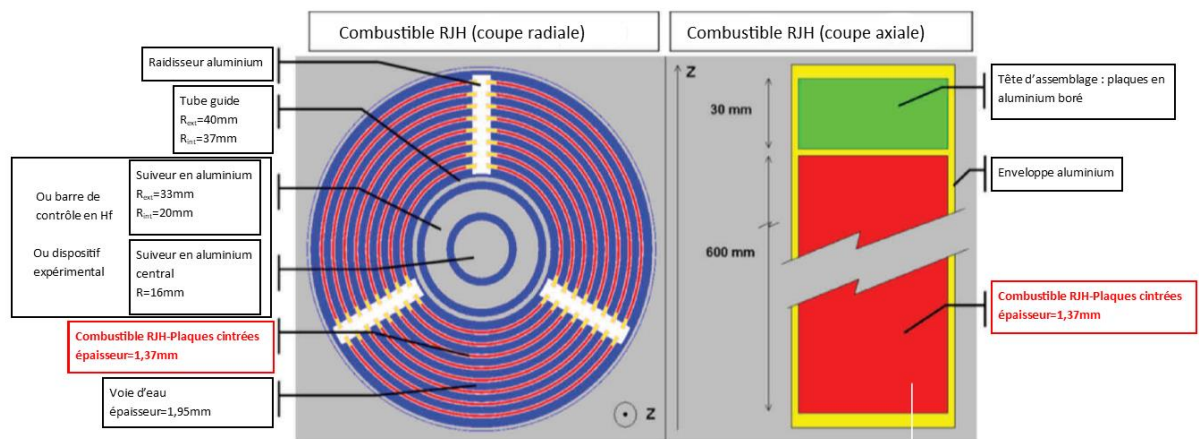


Figure 11 Description de l'assemblage RJH [12]

Enfin, axialement l'assemblage combustible a une hauteur fissile de 60cm pour une hauteur totale d'assemblage de 70 cm (cf. **Figure 11**). Chaque plaque est surmontée d'un élément en bore fortement absorbant permettant de limiter l'effet réflecteur en tête d'assemblage et donc de limiter la puissance en sortie du canal.

1.2.4.3 Les dispositifs expérimentaux en cœur et en réflecteur

La description des dispositifs expérimentaux du réacteur Jules Horowitz a fait l'objet d'une présentation à la conférence IGORR 15 [13] ainsi que de plusieurs travaux de thèse [14] et [15] sur lesquels s'appuie cette partie.

Le RJH peut accueillir simultanément 16 expériences directement en cœur. 7 dispositifs expérimentaux, peuvent être placés directement au centre d'un assemblage. Ces dispositifs expérimentaux, dits « isolés », permettent de réaliser des expériences sur les matériaux de structure au plus près du combustible et ainsi maximiser le flux reçu dans le dispositif. Pour les expériences nécessitant un flux moins important en valeur, 3 alvéoles autorisent le remplacement de l'assemblage combustible par un support en aluminium (cf. **Figure 12**). Chaque support en aluminium est percé de 3 emplacements, lui permettant ainsi d'accueillir 3 expériences simultanément. Les dispositifs expérimentaux placés dans cette configuration sont dits « groupés ». En résumé, le cœur du RJH peut accueillir simultanément :

- 7 dispositifs expérimentaux « isolés » au centre d'assemblage combustible,
- 9 dispositifs expérimentaux « groupés » répartis en 3 groupes de 3 dispositifs expérimentaux

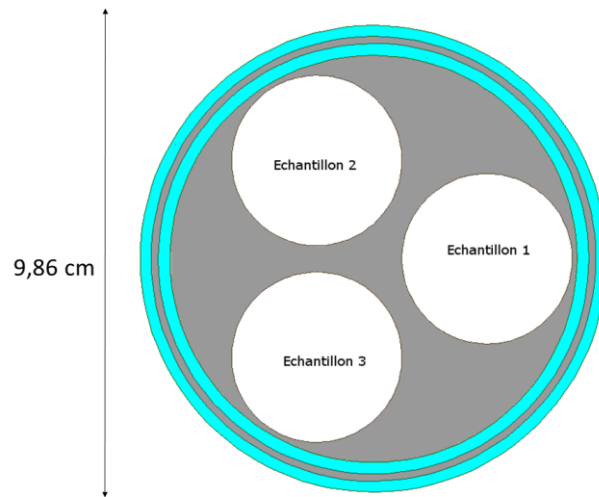


Figure 12 Matrice en aluminium support de dispositifs expérimentaux groupés

Les dispositifs en cœurs prévus actuellement pour le RJH sont les dispositifs MICA, et la boucle CALIPSO utilisés pour l'irradiation des matériaux de structure en cœur. Le MICA est un cylindre de 32mm de diamètre dont une coupe radiale est donnée **Figure 13** et s'insérant dans le tube guide de l'assemblage combustible de diamètre interne 37mm ou dans un des emplacements de la matrice en aluminium présentée **Figure 12** de diamètre 37mm également.

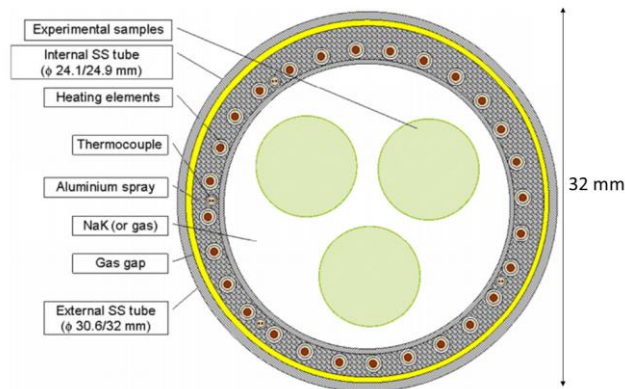


Figure 13 Coupe radiale d'un dispositif expérimental MICA

Dans le dispositif, la zone expérimentale, placée au centre est remplie d'un mélange eutectique de NaK (22% sodium, 78% potassium), cet alliage a la particularité d'être liquide entre $-12,6^{\circ}\text{C}$ et 785°C . C'est dans cette zone que les échantillons à irradier seront placés. Trois échantillons peuvent être introduits dans le dispositif. Autour de cette zone, un cylindre chauffant permet de contrôler la température de la zone expérimentale. À l'intérieur de ce cylindre, comme on le voit **Figure 13**, des chaufferettes électriques y sont placées accompagnées de thermocouples. Elles permettent d'atteindre des températures de 450°C dans la zone expérimentale, voire jusqu'à 1000°C si NaK est remplacé par un

gaz. Le dispositif CALIPSO (in-Core Advanced Loop for Irradiation in Potassium Sodium) a les mêmes caractéristiques que le MICA, le fluide NaK y est cependant mis en mouvement par une pompe (convection forcée) alors qu'il est statique dans le dispositif MICA (convection naturelle). Le haut flux rapide atteint dans ces dispositifs permet de générer des endommagements dans les échantillons de l'ordre de 16 dpa/an (déplacements par atome). Pour un REP, l'endommagement moyen est de l'ordre de 2 dpa/an, le vieillissement peut donc être accéléré d'un facteur 8.

Dans la suite, les dispositifs MICA ou CALIPSO ne seront pas directement étudiés, il sera étudié plutôt un dispositif de type « CHOUCA » très proche des caractéristiques du MICA pour les calculs de validation du schéma. Ce genre de dispositifs était utilisé dans le réacteur OSIRIS pour réaliser le même type d'expérimentation. Il s'agit d'un dispositif théorique aidant pour les simulations.

En réflecteur, les dispositifs expérimentaux profitent du fort flux thermique ($5,5 \cdot 10^{14}$ n/cm²/s) pour réaliser des expériences dans des conditions proches de celles présentes dans les réacteurs à eau légère. Plusieurs types de dispositifs peuvent être rencontrés dans les emplacements fixes ou mobiles :

- Les **MOLFI** (MOLybdène de Fission) ont déjà été évoqués dans la partie sur la production d'isotopes médicaux. Ils sont placés en réflecteur afin de réaliser un maximum de fission dans ces dispositifs et optimiser la production de ⁹⁹Mo. Ces dispositifs trouvent place dans les emplacements mobiles afin de pouvoir les extraire sans arrêter le réacteur.
- Le dispositif **ADELINÉ** (Advanced Device for Experimenting up to Limits Irradiated Nuclear fuel Elements) en réflecteur est dédié à l'étude des transitoires de puissance. Il permet au RJH de jouer un rôle comparable à celui d'un réacteur d'essai de sûreté. Ce dispositif doté d'une boucle à eau pressurisée peut reproduire les conditions d'un REP (155 bars 300°C). Il est destiné à accueillir un crayon précédemment irradié en réacteur. Le dispositif permettra de faire subir à ce crayon une rampe de puissance. Il sera alors possible d'étudier le comportement thermomécanique d'un crayon irradié (interaction pastille-gaine, échauffement, fragmentation ...)
- **MADISON** (Multi-rod Adaptable Device for Irradiations of experimental fuel Samples Operating in Normal conditions) est un dispositif en réflecteur permettant d'étudier le vieillissement du combustible des réacteurs à eau légère. Il est doté d'une boucle à eau et est fortement instrumenté.
- **OCCITANE** (Out-of-Core Capsule for Irradiation Testing of Ageing by Neutrons) comme pour les MICA en cœur permet l'étude de l'irradiation sur de la matière inerte. Ce dispositif est spécifiquement dédié à l'étude des aciers de cuve des REP

et permet d'atteindre des endommagements de l'ordre de 0,1 dpa/an. Une cuve de REP subit en moyenne dans sa vie un endommagement de 0,003 dpa/an, ce qui permet une accélération théorique du vieillissement d'un facteur 30.

Dans la plupart des cas, ces dispositifs sont adaptés de dispositifs d'irradiation utilisés dans le réacteur OSIRIS [16].

La géométrie de l'objet d'étude étant maintenant connue, la partie suivante va s'attacher à décrire les outils et le formalisme associé à la résolution de l'équation du transport sur ce réacteur.

2. L'ÉQUATION DU TRANSPORT DES NEUTRONS : DU MODELE PHYSIQUE À LA RESOLUTION NUMERIQUE

La base de la physique des réacteurs part de la réaction en chaîne. Dans ce chapitre, à partir de ce phénomène, le problème est progressivement complexifié afin d'aboutir à l'équation du transport des neutrons dont on cherche la solution. Ce travail est réalisé à travers le formalisme des 6 facteurs. Ensuite, les différentes voies possibles pour la résolution de l'équation du transport sont présentées en étudiant la discrétisation de chacune des variables : énergétique, angulaire et spatiale. Finalement, la méthodologie en 2 étapes utilisée pour la conception du schéma de calcul est présentée. Il est notamment présenté ses avantages et ses limites en comparaison avec la méthodologie en une seule étape, et les voies pour s'en affranchir.

2. L'Équation du transport des neutrons : du modèle physique À la résolution numérique	43
2.1 De la réaction en chaîne à l'équation du transport	44
2.1.1 Contrôler la réaction en chaîne	44
2.1.2 Le formalisme des 6 facteurs.....	46
2.1.3 Les grandeurs de la neutronique	50
2.1.4 L'équation du transport des neutrons	51
2.2 Méthodes de résolution de l'équation du transport.....	53
2.2.1 Les méthodes stochastiques	53
2.2.2 Les méthodes déterministes : approche multi groupes.....	56
2.2.3 Discrétisation angulaire et spatiale.....	57
2.2.4 Algorithme de résolution	58
2.3 Discrétisation de la variable énergétique : problématique de l'autoprotection	60
2.3.1 Cas de l'uranium 238	60
2.3.2 Principe physique du phénomène d'autoprotection.....	61
2.4 Le schéma de calcul déterministe	63
2.4.1 Le calcul en 1 étape : une méthodologie précise, mais coûteuse.....	63
2.4.2 Le calcul en 2 étapes : principe de l'homogénéisation/ condensation...	64
2.5 Enjeux et verrous actuels au calcul neutronique	66
2.5.1 Biais inhérents à la méthodologie 2 étapes	66
2.5.2 Le code APOLLO3®	68

2.1 DE LA REACTION EN CHAINE A L'EQUATION DU TRANSPORT

2.1.1 Contrôler la réaction en chaîne

Lorsqu'un neutron entre en collision avec un noyau d' ^{235}U , les 2 ou 3 neutrons ($\nu=2,47$) produits vont pouvoir produire chacun une nouvelle fission. Pour l' ^{235}U , comme on peut le voir sur la **Figure 14**, le processus itératif peut s'emballer très rapidement. Cependant, tous les neutrons n'aboutissent pas à une nouvelle fission, et n'engendrent pas les 200 MeV d'énergie en résultant. Dans cette partie, on fait le bilan des réactions possibles durant la vie du neutron.

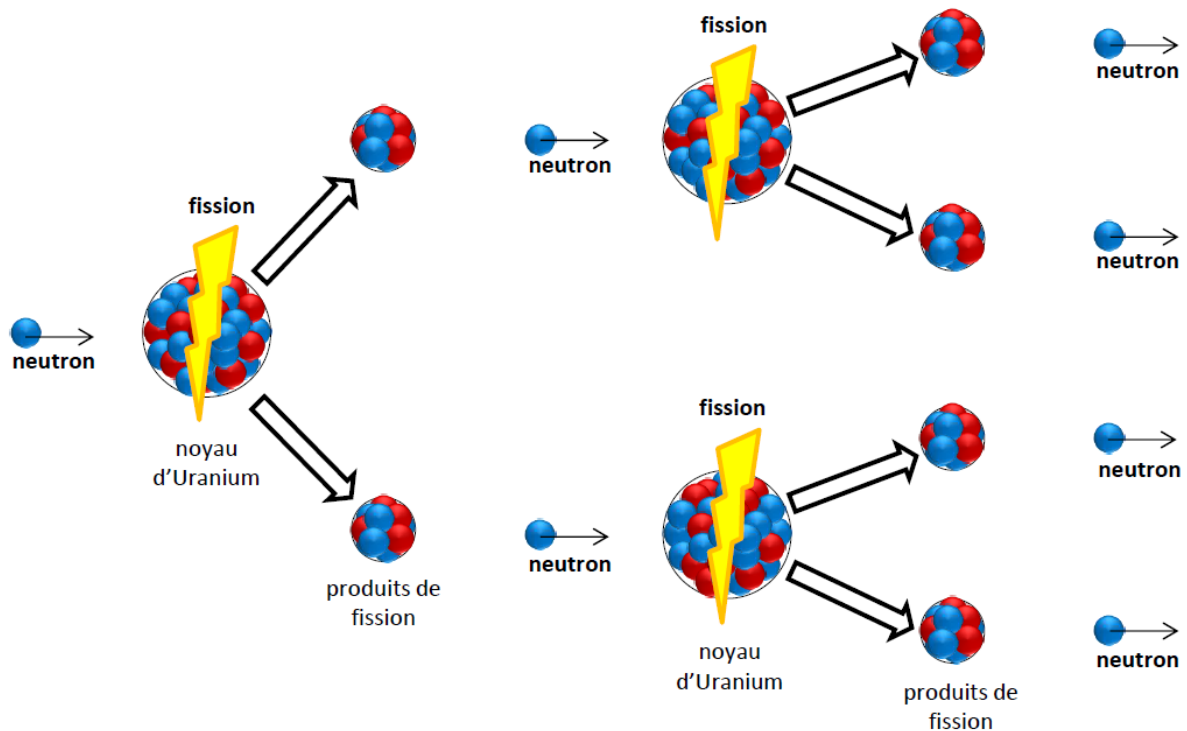


Figure 14 La réaction en chaîne [3]

Les neutrons produits à la suite de la fission ont des énergies dites rapides, supérieures à 1 MeV. Cependant, ces neutrons n'ont pas l'énergie adaptée pour engendrer une nouvelle fission. En effet, lorsqu'un neutron entre en collision avec un noyau, tout un éventail de réactions peut se produire avec différentes probabilités en fonction du type de noyau et de l'énergie du neutron incident. Ces probabilités sont représentées par des sections efficaces, ci-dessous la section efficace de fission de l'Uranium 235 comparée à celle d'absorption radiative (n, γ) de l'uranium 238. Plus le niveau de section efficace est élevé, plus la probabilité d'interaction est forte.

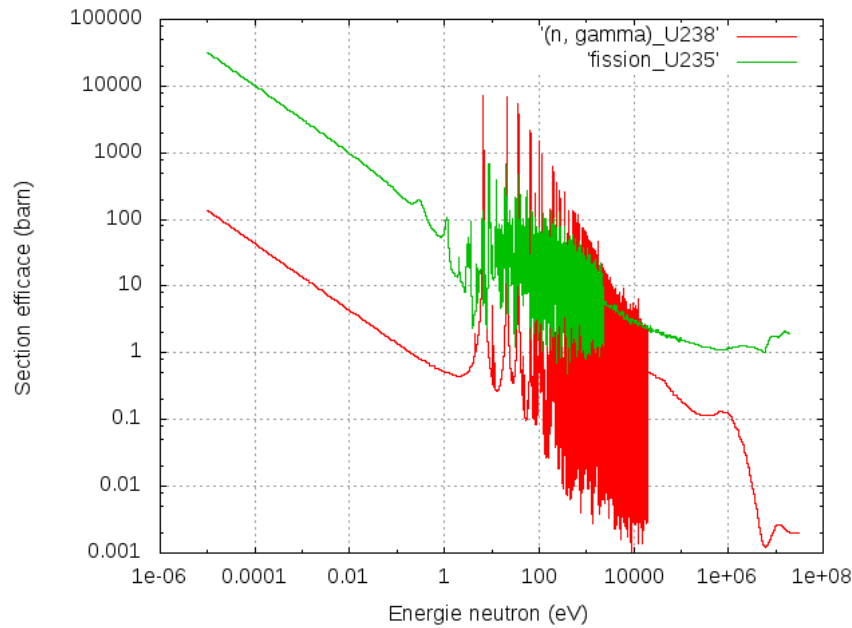


Figure 15 Sections efficaces principales de l'uranium

Comme on peut le voir, les neutrons ayant le plus de probabilité de fissionner l' ^{235}U sont ceux ayant une énergie inférieure à 1 eV. Il est donc nécessaire de ralentir les neutrons (réduction de leur énergie cinétique). Pour cela il est nécessaire d'utiliser un modérateur, c'est-à-dire un matériau qui par diffusion des neutrons sur ce matériau abaissera leur énergie. Le **Tableau 2** présente les chocs successifs nécessaires sur différents matériaux pour abaisser l'énergie cinétique du neutron de 2 MeV à 1eV.

Tableau 2 Chocs successifs de 2MeV à 1eV [17]

Noyaux	Nombre de masse (A)	Nombre moyen de chocs	Section efficace d'absorption thermique à 0,025 eV (barn)
H	1	15	0,332
D	2	20	0,00051
C	12	92	0,0076
U	238	1717	12,12

On observe que les noyaux légers sont d'excellents candidats au ralentissement. Ainsi l'eau est utilisée pour bon nombre de réacteurs nucléaires comme modérateur, notamment pour le réacteur Jules Horowitz dont il est fait l'étude dans cette thèse.

Durant le ralentissement, les neutrons vont entrer dans le domaine épithermique. Dans ce domaine d'énergie, les sections efficaces de certains isotopes présentent de grandes résonances comme on peut le voir sur la **Figure 15**. L'uranium 238, isotope non fissile majoritairement présent dans le combustible, possède de très grandes résonances d'absorption des neutrons à ces énergies. Une partie des neutrons va donc être absorbée dans ce domaine avant d'atteindre les énergies thermiques.

Une fois le domaine thermique atteint, les neutrons thermiques au lieu d'être absorbés par l' ^{235}U peuvent éventuellement être capturés par des isotopes ayant une forte section efficace d'absorption dans le domaine thermique. C'est notamment le cas de l'hydrogène de l'eau. L'eau légère semble être à priori un meilleur modérateur que l'eau lourde du point de vue du nombre de chocs nécessaire au ralentissement, permettant de diminuer la probabilité qu'un neutron ait une énergie incluse dans les résonances d'absorption de l' ^{238}U . Cependant, l'hydrogène de l'eau légère a une section efficace d'absorption 650 fois supérieure à celle du deutérium dans le domaine thermique. Un nombre non négligeable de neutrons thermiques va donc être absorbé dans le modérateur plutôt que dans le combustible. Ceci explique que certains réacteurs utilisent de l'eau lourde plutôt que l'eau légère, bien que moins accessible.

Enfin, une partie des neutrons thermiques une fois absorbés par l' ^{235}U vont induire une réaction différente de la fission. L'autre partie va induire une fission et libérer en moyenne 2,47 nouveaux neutrons par fission, émis suivant un spectre énergétique de fission centré autour de 2MeV et donc candidats au ralentissement.

L'objectif du contrôle de la réaction en chaîne est que pour chaque neutron ayant initié une fission, en moyenne, exactement 1 de ses neutrons fils initie à son tour une fission. On dit alors que la multiplication des neutrons est de 1, ou encore que le facteur de multiplication vaut 1. Cette démarche s'apparente à un bilan comptable du nombre de neutrons apparaissant ou disparaissant dans le réacteur, et peut être formalisée par la décomposition en 6 facteurs du facteur de multiplication.

2.1.2 Le formalisme des 6 facteurs

La grandeur permettant de caractériser l'état physique d'un réacteur nucléaire est le k_{eff} (effectif). Ce facteur traduit l'équilibre entre les productions de neutrons, et les disparitions. En moyenne, il représente pour une fission générée par un noyau « père », le nombre de neutrons « fils » qui vont initier à leur tour une fission. Cette grandeur macroscopique permet de caractériser la stabilité du réacteur à un instant donné, et permet du point de vue exploitation de piloter le cœur en s'assurant que k_{eff} soit égal à 1.

Le k_{∞} (infini) est l'équivalent du k_{eff} ne tenant pas compte des fuites de neutrons hors de la géométrie. On se ramène à ce cas théorique lorsqu'une condition de réflexion est imposée aux limites de la géométrie. On parle alors de réseau infini. En notant P_{nf} , la probabilité de non-fuite des neutrons. On a alors la relation :

$$k_{\text{eff}} = P_{\text{nf}} \cdot k_{\infty} \quad (4)$$

Où P_{nf} dépend de la géométrie, et de la composition des milieux. Tout l'enjeu des modèles de fuite est de calculer ce facteur de non-fuite. Dans la suite de cette partie, on considère que la géométrie est un réseau infini, la grandeur d'intérêt est donc le k_{∞} . Tout neutron créé doit disparaître par absorption dans le cœur.

On voit que résumer toute la physique du cœur en une unique valeur numérique occulte la plupart des phénomènes exposés dans la partie précédente. La démarche des 6 facteurs tend à garder la trace du ralentissement des neutrons tout en gardant une information lisible, physiquement compréhensible et synthétisée en peu de valeurs. On a la formule des 6 facteurs :

$$k_{\infty} = \chi \cdot \varepsilon_{pair} \cdot \varepsilon_{impair} \cdot p \cdot f \cdot \eta \quad (5)$$

Cette formule a d'abord été imaginée avec 4 facteurs (ε , p , f et η) par Fermi lors du projet Manhattan. Une nouvelle version à 6 facteurs, séparant ε en deux facteurs, et ajoutant χ a été développé en 2008 par Nouredine Hfaiedh [18] ce modèle suppose un échantillonnage des neutrons en 2 groupes : rapide et thermique avec une énergie de coupure à 0,625 eV. On donne la signification de chacun de facteurs dans la suite de cette section.

Tout d'abord, on considère une fission se produisant dans le domaine thermique. On désigne par S_1 , terme source de la première génération de neutron le nombre de neutrons fils issu de la fission initiale. En notant P_0 , le terme de production de neutron de la fission initiale, on a la relation :

$$P_0 = S_1 \quad (6)$$

Soit P_n la quantité de neutrons produits par une génération n de neutron, on peut définir le k_{∞} avec la relation suivante :

$$k_{\infty} = \frac{P_{n+1}}{P_n} \quad (7)$$

χ est le *le facteur correctif (n,2n)*. Il permet de tenir compte des neutrons rapides produits par fission qui vont faire une réaction à seuil (n,2n). Cette réaction se produit aux énergies supérieures à 1 MeV, essentiellement sur le béryllium constituant le réflecteur du RJH [19] par exemple. On note A_1 le terme d'absorption, représentant la quantité de neutrons de première génération effectivement disponible pour l'absorption. On a alors :

$$\chi = \frac{A_1}{S_1} = \frac{A_1}{P_0} \quad (8)$$

Grâce à l'équation (7), on obtient alors :

$$\chi = \frac{k_{\infty} \cdot A_1}{P_1} \text{ et } k_{\infty} = \chi \cdot \frac{P_1}{A_1} \quad (9)$$

Cette modification permet de se ramener à la définition du k_{∞} couramment donné dans la bibliographie à un facteur correctif près qui joue un rôle important dans les réacteurs contenant du béryllium.

ε_{pair} et ε_{impair} , *les facteurs de fission rapide respectivement sur des noyaux pairs (^{238}U , ^{236}U) ou impairs (^{235}U , ^{239}Pu)*. Bien que la majorité des fissions ait lieu dans le domaine

thermique, les sections efficaces de fission de ^{238}U , et ^{235}U sont d'environ 2 barn au-dessus de 1MeV, conduisant à un nombre non négligeable de fissions rapides, le combustible étant constitué à 97% d' ^{238}U . On note $(F_1)_0^{\text{pair/impair}}$ et $(F_1)_1^{\text{pair/impair}}$ les taux de fission respectivement rapide et thermique se produisant sur les isotopes pairs/impairs. Les noyaux pairs n'étant pas fissiles dans le domaine thermique, on a cependant $(F_1)_1^{\text{pair}} = 0$. De même $(P_1)_0^{\text{pair/impair}}$ et $(P_1)_1^{\text{pair/impair}}$ les termes de productions par fission respectivement dans les domaines rapide et thermique se produisant sur les isotopes pairs/impairs. Là encore $(P_1)_1^{\text{pair}} = 0$.

- Le facteur $\varepsilon_{\text{pair}}$ est le terme correctif dû à la contribution des fissions rapides sur les noyaux pairs. Ce facteur est donc égal au rapport des productions par absorption des neutrons divisé par ce même rapport en considérant les noyaux pairs comme non fissiles dans le domaine rapide.

$$\varepsilon_{\text{pair}} = \frac{\frac{P_1}{A_1}}{\frac{(P_1)_0^{\text{impair}} + (P_1)_1}{A_1 - (F_1)_0^{\text{pair}}}} \quad (10)$$

- Le facteur $\varepsilon_{\text{impair}}$ est le terme correctif dû à la contribution des fissions rapides sur les noyaux impairs. Ce facteur est donc égal au rapport des productions par absorption des neutrons en considérant les noyaux pairs comme non fissiles divisés par ce même rapport en considérant tous les noyaux comme non fissiles dans le domaine rapide.

$$\varepsilon_{\text{impair}} = \frac{\frac{(P_1)_0^{\text{impair}} + (P_1)_1}{A_1 - (F_1)_0^{\text{pair}}}}{\frac{(P_1)_0}{A_1 - (F_1)_0}} \quad (11)$$

Le facteur *anti-trappes* p représente la probabilité pour un neutron rapide de passer dans le domaine thermique en échappant aux trappes du domaine épithermique (les grandes résonances des isotopes lourds). Il se calcule par le rapport des absorptions dans le domaine thermique sur les absorptions totales, dans le système considérant que les productions par fission ne se font pas dans le domaine rapide. On a alors :

$$p = \frac{(A_1)_0}{A_1 - (F_1)_0} \quad (12)$$

Le facteur d'utilisation thermique f désigne la probabilité pour un neutron thermique d'être absorbé dans le combustible plutôt que dans le modérateur ou les structures.

$$f = \frac{(A_1)_0^{combustible}}{(A_1)_0} \quad (13)$$

Enfin, le facteur de reproduction η est le rapport du nombre de neutrons produit par fission thermique dans le combustible divisé par le nombre de neutrons absorbés dans le combustible. Il représente la proportion d'absorptions dans le combustible utile au maintien de la réaction en chaîne.

$$\eta = \frac{(P_1)_0}{(A_1)_0^{combustible}} \quad (14)$$

La **Figure 16** représente les principales étapes de la vie d'un neutron sous l'angle des 6 facteurs. Dans la suite, les résultats seront présentés avec le k_∞ , mais aussi avec les 6 facteurs afin de lever d'éventuelles compensations d'erreurs entre les facteurs masquées dans le k_∞

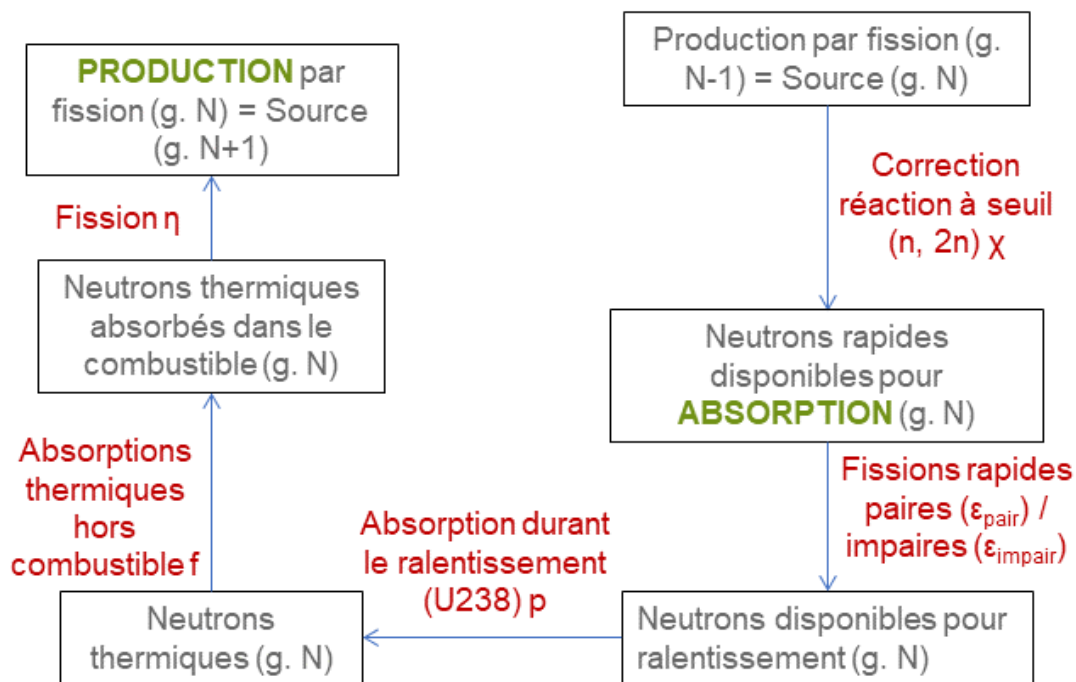


Figure 16 Cheminement d'un neutron via les 6 facteurs

2.1.3 Les grandeurs de la neutronique

Pour contrôler et prévoir le comportement d'un réacteur nucléaire, il est nécessaire de connaître plusieurs paramètres du cœur à chaque instant : la puissance générée, la nappe de puissance, la réactivité, le burnup, le point chaud, l'enfoncement des barres de contrôle, les compositions des isotopes d'intérêt ou encore les coefficients de contre-réaction. La prédiction de ces paramètres est importante pour le pilotage du cœur, mais aussi pour la sûreté, afin de savoir si le cœur reste en tout point et à chaque instant en deçà de ses limites de tenues matérielles et thermomécaniques. Pour estimer cela, le neutronicien doit aussi précisément que possible déterminer les taux de réaction nucléaires dans les structures du cœur [20]. À l'aide de cette donnée microscopique, il est ensuite possible de remonter aux grandeurs macroscopiques. Un taux de réaction τ est défini comme le produit du flux scalaire et de la section efficace macroscopique de la réaction intégrée en énergie. Il représente le nombre de réactions se produisant par seconde à un temps et un endroit du cœur donné et s'exprime selon l'équation suivante :

$$\tau = \int_E \Sigma(\vec{r}, E, t) \Phi(\vec{r}, E, t) dE \quad (15)$$

Les sections efficaces sont tabulées par isotopes, par réaction et par énergie dans des bibliothèques de sections efficaces appelées « données nucléaires » telles que la base européenne JEFF3.1.1 utilisée au CEA [21]. Ces sections, dites « microscopiques » sont équivalentes à une surface exprimée en barn, unité représentant 10^{-24} cm². Les sections efficaces microscopiques sont caractéristiques de la probabilité que la réaction considérée pour le noyau considéré se produise pour un neutron incident à une énergie cinétique considérée. Les sections efficaces usuelles dont on traite en neutronique sont présentées dans le format ENDF [22] : chaque type de réaction possède un numéro d'identification « MT ». Les principales sections utilisées sont résumées dans le **Tableau 3** :

Tableau 3 Principales sections efficaces tabulées dans ENDF

σ	Type - description	MT	Somme
σ	(n,total)	1	=2+3
σ_{el}	(n, n)	2	/
σ_{nonel}	(n, non élastique)	3	≈4+16+28
$\sigma_{n'}$	(n,n')	4	/
$\sigma_{n,2n}$	(n, 2 n)	16	/
σ_f	(n, fission)	18	/
σ_a	(n, absorption)	28	=18+102
σ_c	(n, γ)	102	/
σ_c	(n, α)	107	/

Les sections efficaces utilisées pour une configuration de cœur donnée sont déterminées en interpolant les données nucléaires microscopiques de chaque isotope avec les compositions isotopiques du cœur. On obtient alors les sections efficaces macroscopiques Σ propres à chaque matériau d'étude et intervenant dans la définition du taux de réaction (15). Le rôle du neutronicien est donc finalement de déterminer le flux scalaire selon ses dépendances spatiales, temporelles et énergétiques.

Le flux scalaire $\Phi(\vec{r}, E, t)$ est l'autre grandeur intervenant dans la définition du taux de réaction. Cette grandeur est elle-même définie comme l'intégrale du flux angulaire sur toutes les directions :

$$\Phi(\vec{r}, E, t) = \int_{\vec{\Omega}} \Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{\Omega} \quad (16)$$

Le flux angulaire $\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ est « le nombre de neutrons d'énergie E , traversant à l'instant t , au point \vec{r} une surface unitaire perpendiculaire à la direction de propagation $\vec{\Omega}$ » [23]. C'est cette grandeur qui est solution de l'équation de Boltzmann que l'on cherche à résoudre.

2.1.4 L'équation du transport des neutrons

Le formalisme des 6 facteurs est une simplification à l'extrême de l'équation du transport en supprimant la dépendance angulaire, en limitant les énergies à 2 groupes (rapide et thermique) et homogénéisant l'espace en 2 zones : fissile et non fissile.

L'équation du transport des neutrons consiste à faire le bilan des apparitions/disparitions de neutrons d'énergie E et de direction Ω sur un volume élémentaire. Ces termes peuvent être de 5 types :

- (1) Les entrées/sorties de neutrons du volume dV à l'énergie E et à la direction Ω
- (2) Les disparitions dans le volume par réaction nucléaire des neutrons à l'énergie E et de direction Ω (diffusion incluse)
- (3) Les apparitions par réémission des neutrons diffusés à l'énergie E et dans la direction Ω
- (4) Les apparitions de neutrons consécutives à une réaction de fission à l'énergie E et dans la direction Ω
- (5) Un terme de source externe

Finalement, l'équation du transport des neutrons peut s'écrire :

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = -L\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + F\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + H\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + S_{ext} \quad (17)$$

L est l'opérateur de transport, regroupant (1) et (2), H l'opérateur de diffusion (3), et F l'opérateur de fission (4), dans la suite, on pose pour simplifier les notations : $\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \Psi$ le flux angulaire et $\Phi(\vec{r}, E, t) = \Phi$ le flux scalaire.

On s'intéresse à l'équation du transport à l'état stationnaire, et l'on suppose que le terme source externe est nul. Le seul terme source provient donc de la fission. On introduit alors le facteur de multiplication k_{eff} permettant d'imposer l'équilibre entre les sources de neutrons, et les disparitions. L'équation du transport devient :

$$0 = -L\Psi + \frac{1}{k_{eff}} F\Psi + H\Psi \quad (18)$$

Avec :

$$L\Psi = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi + \Sigma_{totale}(\vec{r}, E, t) \cdot \Psi \quad (19)$$

En supposant que la réaction de fission est isotrope, et que le spectre de fission χ ne dépend pas du noyau fissionné et de l'énergie du neutron incident, on a :

$$F\Psi = \frac{\chi}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \Phi = F\Phi \quad (20)$$

On a pour le terme de réémission :

$$H\Psi = \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E, t) \Psi \quad (21)$$

On voit dans l'expression de ce terme qu'il faut un traitement spécifique de la section de transfert Σ_s afin de traiter la dépendance angulaire du transfert. J.R Mika a montré dans [24] qu'un développement en polynôme de Legendre de cette section efficace était possible. En posant $\mu = \cos(\theta)$, le cosinus de l'angle de déviation du neutron après un choc élastique dans le référentiel du laboratoire et en supposant tous les angles d'incidence du neutron comme équiprobables :

$$\Sigma_s(\vec{r}, \mu, E' \rightarrow E, t) \approx \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \Sigma_{s,l}(\vec{r}, E' \rightarrow E, t) \cdot P_l(\mu) \quad (22)$$

Les $\Sigma_{s,l}(\vec{r}, E' \rightarrow E, t)$ étant défini comme les moments de Legendre, avec P_l le polynôme de Legendre d'ordre l [25]:

$$\Sigma_{s,l}(\vec{r}, E' \rightarrow E, t) = \int_{-1}^1 \Sigma_s(\vec{r}, \mu, E' \rightarrow E, t) \cdot P_l(\mu) d\mu \quad (23)$$

Finalement l'équation du transport à l'état stationnaire devient :

$$(\mathbf{L} - \mathbf{H})\Psi = \frac{1}{k_{eff}} \mathbf{F}\Phi \quad (24)$$

L'objectif du neutronicien va être de résoudre cette équation aussi précisément que possible. Cette équation aussi complexe soit elle, reste une équation aux dérivées partielles linéaires du premier ordre. Il est donc théoriquement possible de la résoudre par des méthodes numériques classiques. Cependant, la grande complexité des données d'entrées telles que les sections efficaces, ou le grand nombre d'inconnues induit la mise en place de schéma de calcul afin de rendre possible la résolution numérique de cette équation. Le schéma de calcul conduit à la recherche d'un optimum temps-précision selon les objectifs du calcul, et repose sur l'analyse physique des phénomènes en jeux afin de faire les bonnes hypothèses. Tout l'objectif de ce travail est la construction d'un schéma de calcul pour le RJH.

2.2 METHODES DE RESOLUTION DE L'EQUATION DU TRANSPORT

2.2.1 Les méthodes stochastiques

Les méthodes stochastiques sont fondées sur la méthode de Monte-Carlo. Cette méthode a été développée dans les années 40 dans le cadre du projet Manhattan. Elle a ensuite été théorisée pour la première fois en 1949 [26] avec le développement au laboratoire de Los Alamos du code de calcul MCNP massivement utilisé aujourd'hui.

C'est une méthode statistique consistant à tirer aléatoirement les événements de la vie d'un neutron naissant aléatoirement dans le combustible, jusqu'à sa disparition par absorption ou fuite. Le neutron est caractérisé par sa position \vec{r} , sa direction $\vec{\Omega}$ et son énergie cinétique E . La vie du neutron est alors simulée en tirant aléatoirement les déplacements dans la géométrie ou les interactions possibles du neutron avec le milieu jusqu'à sa disparition par fuite ou absorption. Chaque événement modifiera les caractéristiques du neutron simulé. Les probabilités d'interactions sont dictées par les sections efficaces de chaque isotope.

En répétant cette opération un très grand nombre de fois, selon la précision souhaitée pour le calcul, cette méthode permet d'obtenir les taux de réaction à un instant donné. Elle peut ensuite être couplée à un code simulant l'évolution du milieu pour calculer l'évolution au cours du temps du réacteur. L'avantage de cette méthode est sa très grande précision, si le nombre d'histoires de neutrons simulées est suffisamment important. La prédiction du flux via cette méthode est suffisamment précise pour qu'elle soit utilisée comme simulation de référence pour la qualification d'autres schémas de calcul. Dans le cas d'un réacteur comme le RJH, une centaine de millions d'histoires de neutrons est

nécessaire afin d'obtenir une précision suffisante. Un autre avantage de la méthode est qu'elle est bien adaptée au calcul parallèle, les histoires de neutrons étant chacune indépendantes. Enfin, cette méthode permet aussi de modéliser d'autres particules telles que des photons ou des électrons.

En contrepartie, la résolution de l'équation de Boltzmann via la méthode de Monte-Carlo est très coûteuse en termes de temps de calcul. En effet, la convergence d'un tel calcul s'effectue en $1/\sqrt{N}$ avec N le nombre d'histoires de neutron simulées. Selon les configurations, la convergence du flux pourra être difficile à atteindre dans des zones de faibles volumes par rapport au volume total de la géométrie, ou éloignées du combustible, sources de neutrons ; ces zones « voient » peu de neutrons et convergent donc lentement. Cette méthode a été utilisée dans ce travail comme référence face aux schémas de calculs déterministes. Une des perspectives à plus long terme est d'aboutir, avec l'évolution des moyens de calcul à la généralisation de cette méthode à tous les calculs de neutronique. Le code de référence utilisé au CEA est le code TRIPOLI4®[27]. La **Figure 17** résume l'algorithme général de simulation de la vie d'une particule par la méthode de Monte-Carlo.

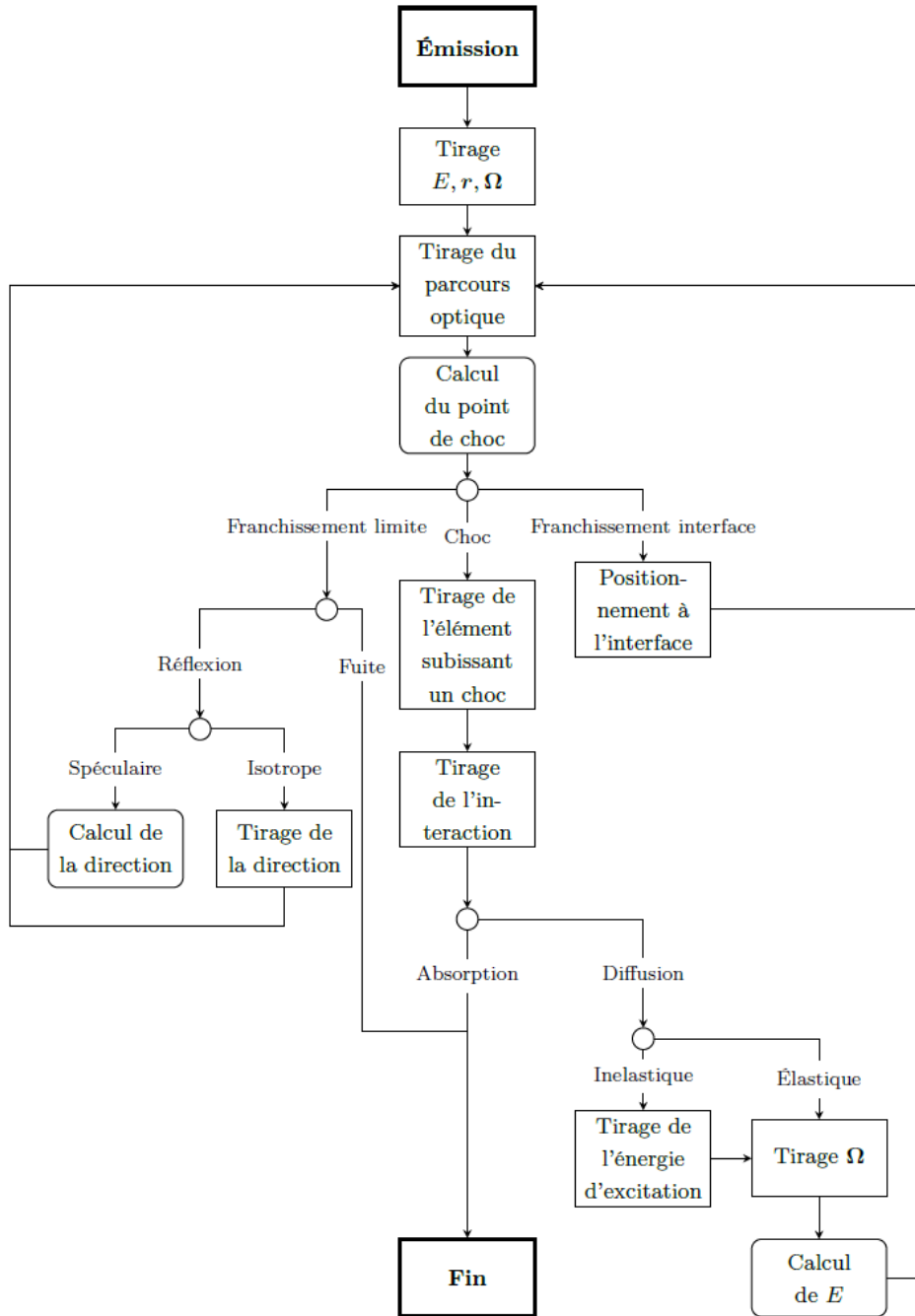


Figure 17 Algorithme simplifié de la méthode de Monte-Carlo appliquée à la vie d'un neutron [3], [28]

2.2.2 Les méthodes déterministes : approche multi groupes

Contrairement aux méthodes stochastiques, les méthodes déterministes sont basées sur une discrétisation de l'équation du transport selon ses 3 dépendances. Le cœur de ces méthodes repose sur la discrétisation en énergie via une approche multigroupes. La démarche adoptée consiste à découper le domaine énergétique allant de 0 à 20 MeV en $N+1$ bornes valeurs d'énergie croissante (E_0, E_1, \dots, E_N) et N intervalles appelés groupes et noté g_i avec $i \in \llbracket 0, N - 1 \rrbracket$. La **Figure 18** présente le principe de cette approche.

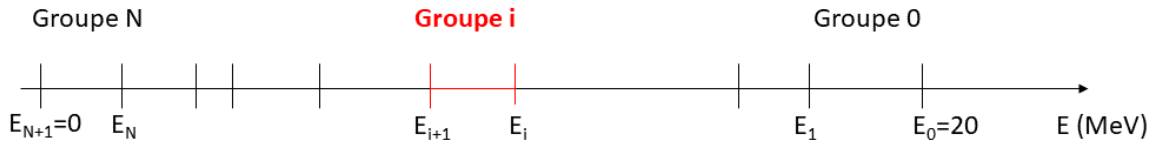


Figure 18 Principe de l'approche multigroupes

Dans chaque groupe i , on définit le flux multigroupe et les sections efficaces multigroupes tels que :

$$\Psi_i(\vec{\Omega}, \vec{r}) = \int_{E_{i+1}}^{E_i} \Psi(E, \vec{\Omega}, \vec{r}) dE \quad (25)$$

$$\sigma_i(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \sigma(E, \vec{r}) \Phi(E, \vec{r}) dE}{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \Phi(E, \vec{r}) dE} \quad (26)$$

Le flux et les sections sont alors considérés comme constants dans chaque groupe et approximés par leur équivalent multigroupe.

D'un point de vue pratique, l'approche multigroupe induit un biais intrinsèque, quel que soit le nombre de groupes choisis. En effet comme présenté dans les équations (25) et (26), la détermination des grandeurs d'entrées du problème : les sections efficaces multigroupes font appel au flux intégré $\Phi(E, \vec{r})$. Hors le flux intégré n'est pas connu a priori, car c'est justement la grandeur que l'on cherche à calculer. Pour néanmoins déterminer les sections efficaces multigroupes, un flux de référence caractéristique d'un grand nombre de configurations est utilisé. Ce flux présente une décroissance en $1/E$ dans le domaine épithermique avec la descente en énergie. Une Maxwellienne permet de décrire le flux dans le domaine thermique. Un spectre de fission (ou spectre de Watt) est utilisé pour décrire les énergies rapides, là où sont produits les neutrons de fission.

Finalement, l'équation du transport présentée en (24) dans l'approximation multigroupe se réécrit comme un système linéaire de N équations monoénergétiques. Les grandeurs d'entrées deviennent les sections efficaces multigroupes, et les grandeurs à calculer sont le vecteur du flux angulaire de dimension N , N étant le nombre de groupes. Dans ces conditions, le flux intégré et la section efficace de fission étant constants sur un groupe, ils peuvent être sortis de l'intégrale en énergie de l'opérateur \mathbf{F} (20). Le système

d'équations se ramène alors à un problème aux valeurs propres pouvant être résolu par inversion de la matrice $\mathbf{H-L}$ en chaque point et direction de l'espace. Dans le cas où l'on considère N isotopes fissiles, le problème se ramène au système à valeurs propres (27) :

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{L} - \mathbf{H}) \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \dots \\ \Psi_{N-1} \end{pmatrix} &= \mathbf{F} \begin{pmatrix} \Phi_0 \\ \dots \\ \Phi_{N-1} \end{pmatrix} \text{ avec :} & (27) \\
 \mathbf{H}_i &= \sum_{i'} \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, i' \rightarrow i, t) \cdot \Psi_{i'} \\
 \mathbf{L}_i &= \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(\vec{r}, i, t) \\
 \mathbf{F}_i &= \sum_{k=1}^N \frac{\chi_{i,k}}{4\pi k_{eff}} \sum_{i' \rightarrow i} \nu_k \Sigma_{f,k}(\vec{r}, i', t) \Phi_{i'}
 \end{aligned}$$

H_i , L_i et F_i étant respectivement les composantes sur le groupe i des opérateurs H, L et F.

2.2.3 Discrétisation angulaire et spatiale

Concernant la discrétisation angulaire, 3 stratégies sont possibles. La première, assez audacieuse consiste à considérer le problème comme totalement isotrope. L'équation du transport isotrope appelé équation de la diffusion ne nécessite alors plus qu'un traitement spatial [29] ; cette démarche plutôt adaptée aux configurations homogènes et lorsque les ressources de calcul sont limitées montre ses limites lorsque les géométries deviennent fortement hétérogènes comme c'est le cas pour le RJH. Pour traiter ces géométries, on utilisera plutôt les méthodes des ordonnées discrètes (S_n), ou des harmoniques sphériques (P_n). La méthode P_n n'a pas été utilisée dans ce travail, elle consiste à développer le flux angulaire sur une base d'harmonique sphérique. La méthode S_n consiste quant à elle à discrétiser la sphère unité en un nombre discret de valeurs angulaires possibles [30] (généralement quelques dizaines à une centaine). Le problème se ramène donc à un système d'équations *monoénergétiques* et *monoangulaires*.

L'équation discrétisée angulairement n'a plus qu'une dépendance spatiale. En une zone de l'espace, l'opérateur \mathbf{L} représente les entrées-sorties dans cette zone additionnée aux neutrons disparaissant ici. Le terme de diffusion \mathbf{H} représente les neutrons ré-émis en $(E_i, \vec{\Omega}_i, \vec{r})$ après avoir été absorbés en $(E_j, \vec{\Omega}_j, \vec{r})$. Il peut donc être vu du point de vue du problème monoénergétique et monoangulaire comme un terme source, déterminé aux autres énergies et directions.

En notant $\mathbf{Q}_i = \frac{1}{k_{eff}} \mathbf{F}_i \Phi_i + \mathbf{H}_i \Psi_i$, le terme source dans le groupe i, et pour la direction $\vec{\Omega}_i$.

En développant l'opérateur de transport, l'équation à résoudre est finalement :

$$\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q_i(\vec{r}) \quad (28)$$

où $\Psi(\vec{r})$ représente en chaque point de l'espace la composante du flux associé à cette équation.

Cette équation monoangulaire et monoénergétique peut être résolue par les méthodes numériques classiques communes à plusieurs domaines de la physique. On trouve notamment les méthodes aux différences finies, aux éléments finis ou encore la méthode des caractéristiques. À l'issue de ce calcul, pour chaque volume, direction et groupe d'énergie, une valeur de flux angulaire est disponible, c'est le vecteur propre du problème, associé à sa valeur propre qui est fonction du k_{eff} d'après l'équation (27). On pourra alors déterminer les taux de réaction avec ces informations au pas de temps donné. La **Figure 19** résume les différentes méthodes de résolution de l'équation du transport :

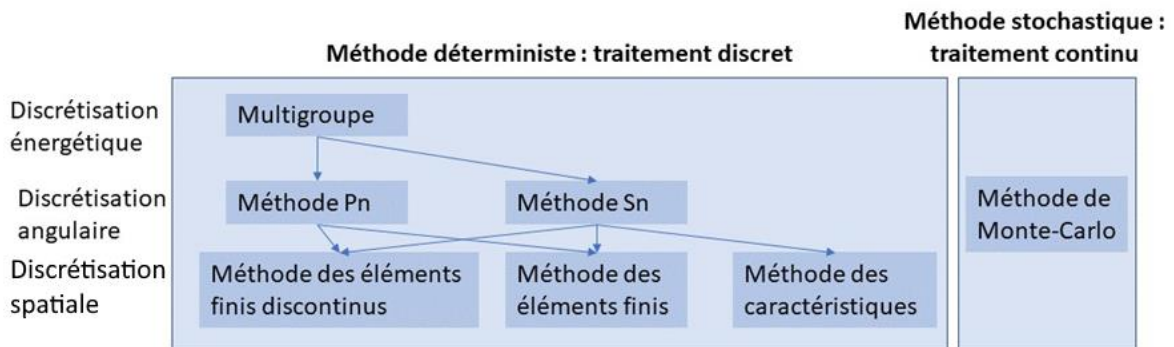


Figure 19 Panorama des méthodes de résolution de l'équation du transport

2.2.4 Algorithme de résolution

La résolution du système d'équations monoénergétique se fait toujours dans le sens des énergies décroissantes (i.e. dans le sens des groupes croissants) pour toutes les directions angulaires. En effet, sauf dans le cas de l'up-scattering, les neutrons ne peuvent que perdre de l'énergie. Le terme de réémissions H_i est donc fixé pour le calcul au groupe i par l'ensemble des calculs aux groupes d'indices inférieurs à i (i.e. d'énergies supérieures). Ce terme source de ré-émission est complété aux énergies supérieures au MeV par le terme source de fission F_i comme on le voit **Figure 20** :

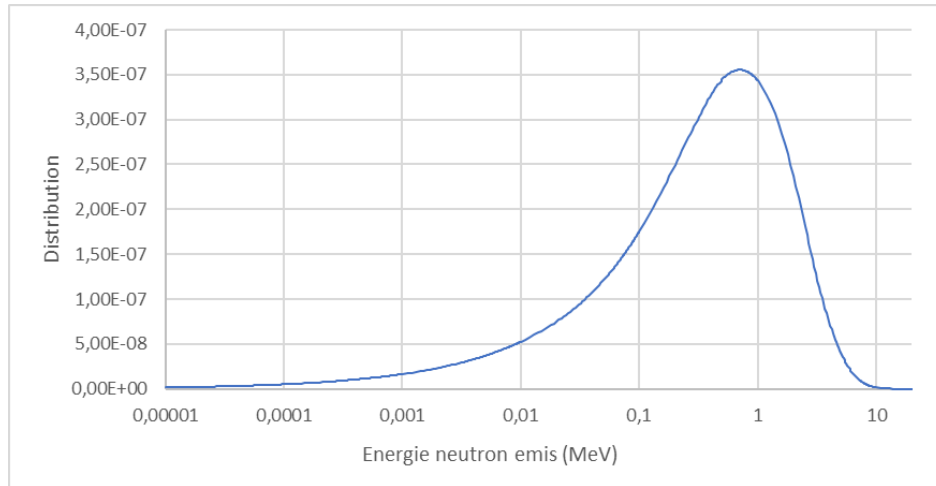


Figure 20 Distribution des neutrons de fission sur l'²³⁵U en fonction de leur énergie (spectre de Watt)

Pour un groupe donné, la résolution commence par l'initialisation du vecteur propre de flux angulaire multigroupe Ψ_i^0 , puis de la source de fission $F\Phi_i^0$ et de la valeur propre, généralement à $k_{eff}^0 = 1$. Le terme de ré-émission, calculé par les groupes d'énergies supérieures, donc nul pour le groupe d'indice 0 est ajouté au terme de fission. En notant L_i la matrice de l'opérateur L dans le groupe i pour toutes les directions angulaires, on a :

$$L_i \Psi_i^0 = \frac{1}{k_{eff}} F_i \Phi_i^0 + \sum_{k \leq i} H_{i \leftarrow k} \Psi_k^0 = Q_i(\vec{r}) \quad (29)$$

On suppose que $L_i \Psi_i^{j+1} = Q_i(\vec{r})$ avec j le nombre d'itérations. La matrice L_i peut alors être inversé par les méthodes listées dans la partie précédente afin d'obtenir un nouveau vecteur de flux. En mettant à jour la source de fission avec ce nouveau vecteur, et en itérant jusqu'à convergence, on détermine le flux angulaire dans le groupe i. Ces itérations sont appelées dans le cadre des codes de calcul neutroniques **itérations internes**.

Le même processus est appliqué jusqu'à la descente complète du maillage énergétique. Une **itération externe** est alors accomplie. Un vecteur de flux angulaire Ψ a alors été déterminé pour chaque groupe, direction et point de l'espace. Grâce à ce flux, il est alors possible de déterminer la valeur propre k_{eff}^1 en appliquant le flux angulaire déterminé à l'équation (24). Finalement, ce jeu (Ψ^1, k_{eff}^1) permet de lancer une nouvelle itération externe avec descente du spectre des énergies. Les itérations se poursuivent jusqu'à l'atteinte de critères de convergences fixés en amont sur le flux et/ou le k_{eff} . Une fois ces critères atteints, le calcul est terminé.

Cet algorithme de résolution fonctionne parfaitement pour les groupes d'énergie supérieurs à quelques eV. En dessous, pour les groupes thermiques, le phénomène d'up-

scattering autorise le gain d'énergie des neutrons par chocs, donc le passage d'un groupe d'énergie inférieure, vers un groupe d'énergie supérieure. Pour tenir compte de ce phénomène, des « itérations thermiques » sont ajoutés aux groupes où l'up-scattering est possible afin de tenir compte de ce phénomène en traitant les groupes de manière couplée.

2.3 DISCRETISATION DE LA VARIABLE ENERGETIQUE : PROBLEMATIQUE DE L'AUTOPROTECTION

Après avoir vu que les schémas déterministes reposaient sur une approche multigroupe, il se pose la question du nombre de groupes nécessaire à la modélisation. En effet, les sections efficaces peuvent présenter une structure profondément résonnante comme pour l'²³⁸U par exemple. Ceci induit des phénomènes locaux en énergie au niveau des résonances dont on doit tenir compte : c'est l'autoprotection énergétique.

2.3.1 Cas de l'uranium 238

L'uranium 238 est un isotope important pour la neutronique. C'est le principal isotope de l'uranium composant la majorité des combustibles de réacteurs nucléaires. Cet isotope a la particularité d'avoir de très importantes résonances d'absorption (n, γ), jusqu'à plus de 10 000 barn faisant donc diminuer la population de neutrons.

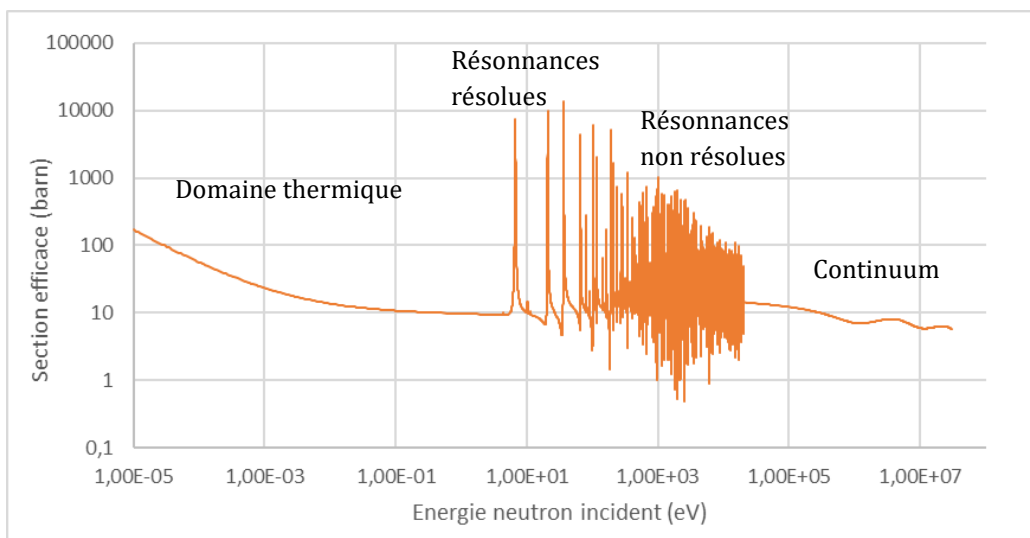


Figure 21 Section efficace d'absorption de l'uranium 238

Cette section efficace présente les 4 grands domaines énergétiques que l'on retrouve dans la plupart des résonances :

- **Le domaine thermique** : pour les basses énergies inférieures à quelques eV, où la section efficace décroît selon un profil en $1/E$:

- **Le domaine des résonances résolues**, où chaque résonance peut être explicitement décrite séparément des autres. Ce domaine concerne les résonances d'énergie de l'ordre de l'eV, jusqu'à quelques keV.
- **Le domaine des résonances non résolues**, au-delà de quelques keV, dans ce domaine, les résonances deviennent trop rapprochées les unes des autres pour pouvoir être discriminées, et représentées explicitement par les appareils de mesure des sections efficace.
- **Le domaine du continuum**, correspondant au domaine des énergies rapides. Dans ce domaine les résonances deviennent suffisamment rapprochées au point de fusionner les unes avec les autres. On ne peut donc plus les distinguer, et un continuum s'installe.

Pour décrire complètement la structure résonnante des sections efficaces en présence dans le cœur, il a été estimé que le nombre de groupes nécessaire est de quelques dizaines de milliers. Mais pour décrire correctement toutes les résonances, y compris dans le domaine non résolu, on estime qu'une centaine de milliers de groupes est nécessaire. Une telle discrétisation n'est pas envisageable pour traiter le problème avec nos moyens actuels de calcul, même sur de petites géométries.

Cette modélisation fine des résonances est coûteuse, mais néanmoins nécessaire. En effet, la forte absorption des neutrons aux énergies des résonances peut laisser croire que le ralentissement des neutrons des énergies rapides aux énergies thermiques est impossible, les neutrons se faisant absorber lorsqu'ils atteignent l'énergie des résonances. Il existe cependant le phénomène physique d'autoprotection énergétique permettant aux neutrons d'atteindre les énergies thermiques. On s'intéresse maintenant aux origines physiques de ce phénomène.

2.3.2 Principe physique du phénomène d'autoprotection

L'autoprotection énergétique traduit en réalité 2 phénomènes. Tout d'abord, lors de leur ralentissement, les neutrons ne perdent pas leur énergie de manière continue. En effet, c'est à chaque collision que le neutron laissera une partie de son énergie sous forme d'énergie cinétique au noyau cible. S'il y a conservation de l'énergie mécanique du système {neutron, noyau cible}, la collision est dite élastique. Sinon, la collision est dite inélastique, avec production d'un état excité du noyau cible souvent instable.

Comme on le voit **Figure 21**, les résonances sont généralement assez étroites en énergie. La valeur de l'énergie des neutrons variant de manière discrète, le neutron a peu de « risque » d'atteindre l'énergie où est localisée la résonance, là où la probabilité d'absorption est très forte. Les neutrons peuvent donc atteindre les énergies thermiques en « enjambant » les résonances soit par un choc élastique sur un noyau léger lui faisant perdre suffisamment d'énergie soit en se déplaçant dans la zone caloporteur dans laquelle le noyau résonnant n'existe pas. Ensuite, comme on l'a vu dans l'équation (15) le taux

d'absorption est numériquement le produit de la section efficace par le flux. Or physiquement, au niveau des résonances, l'absorption des neutrons est très forte. Toute la population de neutrons à ces énergies est absorbée et donc le flux traduisant cette population s'effondre. Le taux de réaction ne varie donc pas aussi fortement que la section efficace comme illustrée **Figure 22**.

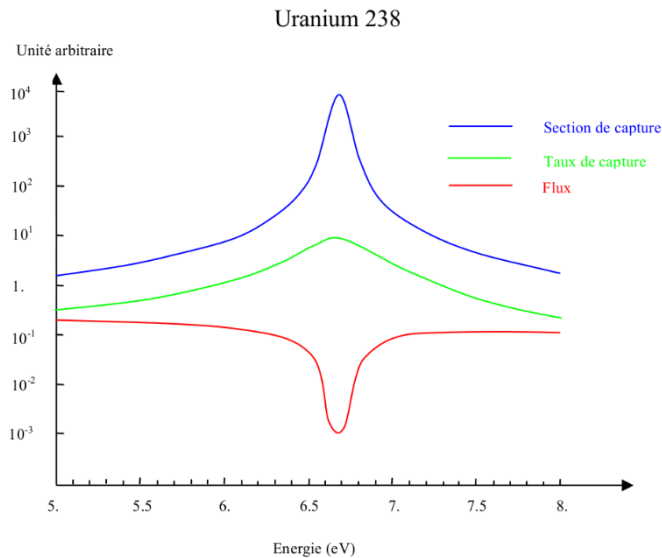


Figure 22 Illustration du phénomène d'autoprotection énergétique sur une résonance de l'²³⁸U

Pour tenir compte de ces 2 phénomènes, il est nécessaire de discrétiser le domaine énergétique en groupes de largeur énergétique inférieure à celle des résonances. Une telle discrétisation implique environ 20 000 groupes énergétiques pour le seul ²³⁸U et davantage si on considère l'ensemble des corps résonnants. De tels maillages sont utilisés pour les calculs Monte-Carlo, cependant les maillages utilisés pour le calcul déterministe contiennent au plus quelques centaines de groupes ne permettant pas de tenir compte de ce phénomène, car trop large en énergie. En effet, les capacités des machines de calcul actuelles ne permettent pas de mener de tels calculs, même sur une géométrie réduite. Un traitement spécifique d'autoprotection est alors appliqué pour en tenir compte. Ces méthodes reposent sur un pré calcul du flux dans la zone énergétique du ralentissement en groupe fin pour évaluer l'effet de l'autoprotection dans chaque résonance. Cet effet est tabulé au même titre que les sections efficaces. Un traitement spécifique d'autoprotection permet de pondérer les sections efficaces pour tenir compte du phénomène d'autoprotection énergétique. Le traitement d'autoprotection le plus répandu repose sur des méthodes d'équivalences avec une configuration homogène. Dans le cadre de ce travail, le traitement d'autoprotection utilise une méthode avancée de type « sous-groupes ».

De manière analogue à l'énergie, il existe un phénomène d'autoprotection spatiale, également appelé autoprotection distribuée. Les neutrons sont créés principalement par

fission sur l' ^{235}U dans le combustible aux énergies rapides, là où est aussi localisée l' ^{238}U , principal responsable de l'absorption résonnante des neutrons aux énergies épithermiques. Le ralentissement des neutrons des énergies rapides aux énergies thermiques, via les énergies épithermiques, est en revanche principalement localisé dans le modérateur entourant le combustible. Les neutrons aux énergies épithermiques localisés dans le modérateur ne peuvent donc pas être absorbés par l' ^{238}U . Ces neutrons rejoignent le combustible une fois arrivés aux énergies thermiques pour réaliser de nouvelles fissions sur l' ^{235}U , là où la section de capture de l' ^{238}U est redevenue faible. Ce phénomène est pris en compte en modélisant de manière suffisamment détaillée et hétérogène la géométrie du cœur. Une modélisation homogénéisée du cœur confondrait dans une même composition du modérateur et du combustible, annihilant le phénomène. C'est pourquoi il est nécessaire, même pour un réacteur nucléaire de plusieurs mètres de diamètre de discrétiser chaque élément combustible entouré de son modérateur de dimension caractéristique parfois inférieure au centimètre. Il n'existe pas pour ce phénomène, à l'instar du phénomène d'autoprotection énergétique de traitement spécifique hormis la discrétisation spatiale du maillage. Ce phénomène est illustré **Figure 23**.

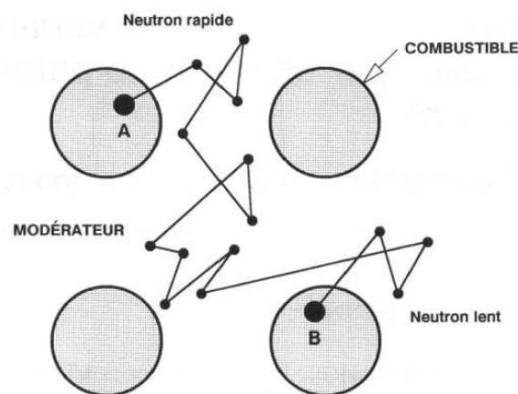


Figure 23 Illustration du phénomène d'autoprotection spatiale [17]

2.4 LE SCHEMA DE CALCUL DETERMINISTE

2.4.1 Le calcul en 1 étape : une méthodologie précise, mais coûteuse

La façon la plus naturelle de réaliser un calcul déterministe est de résoudre le problème sur le cœur complet en 3D de la géométrie d'étude après avoir suffisamment discrétisé les variables angulaires et spatiales. Toutefois, comme on l'a vu, le phénomène d'autoprotection énergétique nécessite une discrétisation à plusieurs dizaines de milliers de groupes d'énergie pour être décrit correctement. De tels calculs sont hors de portée et nécessitent donc un traitement d'autoprotection afin de ramener le calcul à quelques centaines de groupes en énergie.

Cependant, un cœur de réacteur nucléaire de grande dimension tel qu'un réacteur à eau pressurisée nécessite par conception un raffinement angulaire et spatial très important. En effet, un cœur contient plusieurs dizaines de milliers de crayons combustibles. Chaque cellule, contenant le crayon sa gaine et le modérateur environnant, vont être raffinée en une dizaine de zones radiales afin de tenir compte du phénomène d'autoprotection spatiale. De plus, une centaine de directions angulaires doivent être considérées pour tenir compte de l'anisotropie des réactions et du flux. En considérant le réflecteur entourant le cœur, et l'extension axiale des assemblages sur 4m pour les réacteurs à eau pressurisée, un calcul en 1 étape n'est aujourd'hui pas envisageable pour une étude industrielle nécessitant l'évolution du cœur au cours du temps.

L'approche en 2 étapes doit permettre de résoudre le problème de l'équation de Boltzmann sur le cœur complet en tenant compte de la reproductivité d'un motif élémentaire sur la géométrie des grands cœurs commerciaux.

2.4.2 Le calcul en 2 étapes : principe de l'homogénéisation/condensation

Même avec un traitement d'autoprotection adéquat permettant de réduire le nombre de groupes, il n'est pas possible à l'échelle industrielle de mener des calculs de cœur en 3 dimensions en 1 étape avec un schéma de calcul déterministe. Le calcul en 2 étapes tend à diminuer le temps de calcul en s'appuyant sur la nature fortement répétitive de la géométrie des cœurs de réacteurs nucléaires. En effet, un cœur de réacteur nucléaire est la plupart du temps constitué d'un grand nombre d'assemblages, eux-mêmes constitués de crayons combustibles disposés selon une matrice rectangulaire, ou hexagonale. Ces motifs élémentaires (crayon ou assemblage) peuvent donc être considérés comme étant placés en réseau infini, au moins pour les assemblages les plus centraux. Le calcul 2 étapes consiste donc à résoudre dans une première étape l'équation du transport via des méthodes déterministes précises comme la méthode des caractéristiques, comme on le ferait pour un schéma de calcul 1 étape (cf. partie 2.4.1), mais sur une géométrie détaillée représentant un motif élémentaire (cellule), le plus souvent un assemblage combustible auquel on applique des conditions aux limites de réflexion et en 2D. Un traitement d'autoprotection est généralement appliqué et le maillage énergétique utilisé raffiné à plusieurs centaines, voire millier de groupes.

Ce calcul permet de tenir compte des phénomènes physiques se produisant à l'échelle de la cellule et localisés en énergie. Le flux ainsi calculé est utilisé pour homogénéiser en espace et condenser en énergie les sections efficaces macroscopiques [31]. Les équations d'homogénéisation et de condensation sont présentées respectivement en (30) et (31). Pour une réaction donnée, l'homogénéisation consiste à moyenner la section efficace macroscopique d'une « macro-zone » avec les sections efficaces macroscopiques de l'ensemble des zones la constituant pondérées par le flux. La condensation est son pendant énergétique. Ces 2 opérations permettent d'obtenir un jeu de sections efficaces

sur une géométrie cellule partiellement ou totalement homogénéisée et pour un maillage énergétique plus relâché tout en conservant l'information plus fine du réseau. Ce nouveau jeu de sections efficaces servira de données d'entrée pour le calcul cœur complet.

L'équation du transport (ou de la diffusion selon les besoins) est résolue ensuite sur la géométrie cœur en 3D via des méthodes de résolution plus rapide. Le calcul 2 étapes permet donc de tenir compte des effets à l'échelle de la cellule dans la première étape (autoprotection des résonances, effet Doppler ...) et des effets géométriques du cœur dans la seconde étape (effet du réflecteur, déplacement de la nappe de flux dû aux barres de contrôle, fuites ...). Le principal intérêt de cette méthode est sa rapidité, grâce à un calcul cœur sur une géométrie « grossière », tout en conservant l'information à l'échelle de la cellule. Elle rend possible le calcul 3D.

$$\Sigma_M = \frac{\sum_{m \in M} V_m \Phi_m \Sigma_m}{\sum_{m \in M} V_m \Phi_m} \quad (30)$$

$$\Sigma_G = \frac{\sum_{g \in G} \Phi_g \Sigma_g}{\sum_{g \in G} \Phi_g} \quad (31)$$

Dans les équations ci-dessus, g est un groupe du maillage énergétique fin du calcul cellule, G un macro-groupe du maillage énergétique grossier, m une zone de la géométrie raffinée du calcul cellule, M une macro-zone de la géométrie homogénéisée, Φ le flux, Σ la section efficace et V le volume.

Les principales techniques d'homogénéisation sont présentées dans [32]. Dans tous les cas, le calcul des taux de réaction permet de calculer l'évolution des compositions du problème au cours du temps grâce à un solveur d'évolution [20]. Un nouveau calcul pourra ensuite être mené sur cette nouvelle configuration constituant un « pas de calcul ».

Un résumé du schéma de calcul 2 étapes est présenté **Figure 24**, comparativement à un calcul « 1 étape ». Il est à noter la similitude entre l'équation (31) et l'équation (26) sur laquelle repose l'approche multigroupe. La mise en groupe depuis les sections efficaces continues est assimilable à une condensation. La différence provient du flux de condensation utilisé. Dans le cas de l'équation (26), le flux utilisé est générique, caractéristique d'un grand nombre de réacteurs. Dans le cas de la condensation du schéma 2 étapes, ce flux est déterminé sur un motif représentatif de la configuration étudiée placé en réseau infini. Le jeu de section efficace ainsi déterminé est propre au cœur que l'on étudie.

À noter que dans le cas d'un schéma 1 étape, le traitement d'autoprotection se fait généralement sur le motif réseau, un traitement sur le motif cœur restant trop coûteux à l'heure actuelle.

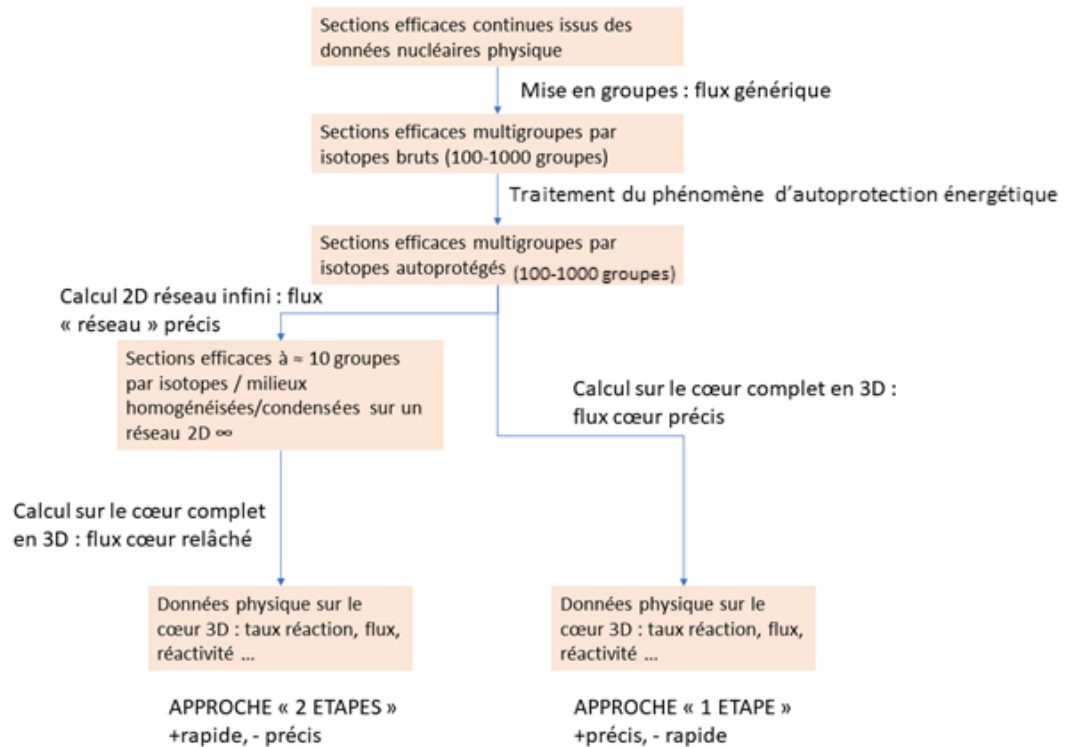


Figure 24 Approche à 2 étapes comparée à l'approche en 1 étape

2.5 ENJEUX ET VEROUS ACTUELS AU CALCUL NEUTRONIQUE

2.5.1 Biais inhérents à la méthodologie 2 étapes

Le calcul 2 étapes tel que présenté plus haut fait l'hypothèse forte, lors de l'homogénéisation/condensation que le flux est linéaire en espace, en angle et en énergie. Or, le flux est une fonction non linéaire ; il n'est pas mathématiquement sur une « macro-zone » la somme des flux dans les zones la constituant (idem en énergie sur un « macro-groupe »). Cela introduit un biais par rapport au calcul 1 étape avec la non-conservation des taux de réaction. De plus, les solveurs utilisés ne sont généralement pas les mêmes : transport pour la première étape, transport ou diffusion pour la seconde étape induisant un biais supplémentaire. Une solution pour s'affranchir de ce problème est l'application de méthode d'équivalence en biaisant les sections efficaces par des facteurs d'équivalence afin de rétablir ces égalités. L'objectif est cependant d'avoir les facteurs d'équivalence les moins correctifs possible en limitant les approximations telles que la théorie de la diffusion.

L'une des hypothèses les plus fortes du calcul 2 étapes est l'hypothèse du réseau infini (ou mode fondamental) lors de la première étape. Le flux calculé à cette étape est utilisé pour le calcul des sections efficaces homogénéisées/condensées. Cependant, ce flux est représentatif d'une cellule en réseau infini et non d'un assemblage placé dans son

environnement cœur. Il existe donc un biais avec le calcul 1 étape car les sections efficaces calculées ne sont pas pleinement représentatives du cas étudié. Ce biais sera d'autant plus fort pour les assemblages en périphérie du cœur, ou proche d'hétérogénéités, alors que les assemblages plus proches du centre du cœur, entourés d'assemblages combustibles sont proches du mode fondamental. Le schéma de calcul 2 étapes est donc particulièrement adapté aux grands cœurs nucléaires faisant intervenir un grand nombre d'assemblages combustibles presque tous identiques comme les réacteurs de puissance (REP ou RNR). En revanche, il est moins adapté pour des cœurs expérimentaux de petite taille faisant intervenir plusieurs types de cellules, car l'approximation du mode fondamental n'est plus pleinement vérifiée. Cependant, pour des cœurs de ce type, bien souvent les dimensions réduites permettent de mener des calculs en 1 étape.

De façon analogue, le calcul réseau est fait en 2D. C'est-à-dire que l'assemblage calculé est considéré comme infini axialement. Cette approximation est plutôt valide pour les grands cœurs, ou les assemblages peuvent mesurer plus de 4m de hauteur. Cependant, pour le RJH, où la partie fissile du combustible mesure 60cm, l'hypothèse n'est pas clairement justifiée.

Le Réacteur Jules Horowitz est situé entre ces 2 catégories. Il est trop grand pour être calculé entièrement par des calculs Monte-Carlo ou par un schéma déterministe 1 étape en évolution. Le cœur est cependant trop complexe pour que l'approximation du mode fondamental à la première étape du calcul ne soit pleinement justifiée. Des stratégies alternatives au calcul en 2 étapes existent encore à l'état de développement. La méthode de fusion 2D/1D a été étudiée dans [33], puis plus récemment dans [34], [35]. On peut aussi citer la méthode de l'homogénéisation dynamique consistant à introduire une rétroaction cœur-réseau afin de tenir compte des résultats sur le cœur pour le calcul réseau. Cette technique a fait l'objet de travaux dans [36], puis plus récemment dans [37]. Cependant, ces stratégies restent aujourd'hui limitées à des cœurs de petite taille et ne sont pas encore applicables au développement d'un schéma de calcul complet en évolution. C'est pourquoi le développement du schéma de calcul pour le RJH reposera sur une méthodologie classique en 2 étapes. En conservant le formalisme du schéma de calcul en 2 étapes, des stratégies d'homogénéisations plus poussées ont été étudiées dans [38]. Ces techniques reposent sur les moments de flux angulaires, et non sur le flux intégré explicité dans (30) et (31). Cette technique donne des résultats prometteurs en étant associée à un modèle de fuites B1 hétérogène pour les réacteurs à flux rapide.

2.5.2 Le code APOLLO3®

Les codes de calculs actuellement utilisés au CEA ont tous une application particulière. Les codes APOLLO2 [39] et ECCO [40] sont utilisés pour l'étape réseau, alors que les codes CRONOS2 [41], ou ERANOS [42] (qui intègre dans sa version 2 le code réseau ECCO) réalisent l'étape cœur selon le type d'application (réacteurs rapides ou thermiques). Ces codes ont été développés il y a une vingtaine d'années. Le code APOLLO3® est une plateforme de calculs neutronique déterministe multifilière, en développement au CEA [43]. Il est développé conjointement avec EDF et Framatome et vise à intégrer les dernières avancées en termes de solveurs ou de méthodes de calculs neutroniques afin d'améliorer les performances des schémas de calculs en termes de précision et d'efficacité. De plus, ce nouvel outil doit permettre de réaliser dans une même interface le calcul réseau et le calcul cœur [44]. Le fait que cette plateforme incorpore des fonctionnalités et solveurs qui répondent à la physique différente des réacteurs à eau thermiques et des réacteurs à neutrons rapides va permettre de créer un schéma de calcul capable de traiter le cœur du RJH.

Le calcul réseau du code APOLLO3® est basé sur le solveur TDT. Ce solveur permet d'utiliser les méthodes de résolution des caractéristiques (TDT-MOC), ou bien la méthode des probabilités de collisions exacte (TDT- P_{ij}). À travers ce solveur, le traitement pour l'autoprotection des résonnances peut être fait par la méthode des sous-groupes recalculant la source de fission à chaque itération comme fait dans le code ECCO. Les différentes méthodes pour le traitement d'autoprotection seront explicitées en partie 3.3.3. La méthode des sous-groupes permet de mieux prédire ce phénomène pour une large gamme d'application en reposant sur moins d'hypothèses que la méthode de la structure fine utilisée usuellement.

Plusieurs solveurs pour la partie cœur du problème sont implémentés dans le code. Le solveur transport MINARET développé spécifiquement pour le code APOLLO3® et nécessaire dans les calculs des cœurs des réacteurs à neutrons rapides a été utilisé dans le cadre de ce travail. [45] Ce solveur déterministe repose sur une discrétisation S_n de la variable angulaire avant de résoudre le problème spatialement par la méthode DGFEM (Discontinuous Galerkin Finite Element Method) [30]. La décomposition de domaine [46] permettant de favoriser la parallélisation des calculs a été implémentée dans ce solveur. Associée à un calcul massivement parallèle, cette méthode de résolution, réalisée sur un maillage non structuré conforme est particulièrement adaptée à la résolution de problèmes sur des géométries fortement hétérogènes avec peu de symétrie telle que celle du RJH, mais aussi à la simulation du réflecteur en Béryllium et des dispositifs expérimentaux in-core.

Enfin, un certain nombre de modes de calculs non standard sont accessibles dans APOLLO3®. Le calcul avancé via la méthode des caractéristiques en 3D [47], ou la méthode

des caractéristiques en 2D sur des motifs du cœur complet sont également des options disponibles dans ce code de calcul.

L'objectif de ce travail est d'exploiter les possibilités offertes par le code APOLLO3® pour développer un nouveau schéma de calcul, plus rapide et plus précis pour le RJH, dans lequel la simulation de la physique est mieux maîtrisée. Dans les chapitres suivants, on détaillera en détail le processus d'obtention de ce nouveau schéma de calcul.

3. DEVELOPPEMENT D'UN SCHEMA DE CALCUL DETERMINISTE POUR LE RJH

Dans cette partie, une géométrie générale du RJH comportant un minimum d'hétérogénéités sera modélisée. Ce calcul a pour but d'isoler dans un premier temps les biais intrinsèques au calcul du cœur. Le problème sera complexifié ensuite dans les parties suivantes pour mettre en évidence les biais introduits par les hétérogénéités. Cette géométrie servira de base au développement du futur schéma de calcul déterministe APOLLO3® pour le RJH. Actuellement, la neutronique du réacteur Jules Horowitz est calculée avec le schéma de calcul HORUS3D/N objet de la partie 3.1. Les nouveaux outils de calculs avancés rendus disponibles par l'utilisation du code APOLLO3® vont permettre d'améliorer ce modèle, mais aussi de mieux contrôler les biais dus aux approximations du schéma. L'objectif de ce travail est d'explorer les nouvelles possibilités apportées par le code afin de définir un nouveau schéma de calcul pour le RJH. Dans un premier temps, on évaluera l'impact de nouvelles options de calcul sur la partie réseau, notamment à travers l'autoprotection. Enfin, dans un second temps, on analysera l'impact du solveur MINARET permettant une résolution en transport du problème cœur, et un calcul des taux de réaction plaque par plaque, et non plus assemblage par assemblage comme c'était le cas dans HORUS3D/N. Les résultats seront comparés à un calcul de référence Monte-Carlo afin de valider les options de calcul choisies.

3. Développement d'un schéma de calcul déterministe pour le RJH	71
3.1 Configuration étudiée	73
3.2 État de l'art : Le schéma HORUS3D/N	76
3.2.1 Vue d'ensemble du schéma	76
3.2.2 Etape réseau : recherche de périodicité.....	76
3.2.3 Maillage énergétique SHEM281 et schéma SHEM-MOC	78
3.2.4 Etape cœur du schéma HORUS3D/N.....	80
3.2.5 Limites du schéma de calcul actuel et enjeux du nouveau schéma	82
3.3 Première étape : Nouvelle modélisation en réseau infini d'un sixième d'assemblage du RJH avec APOLLO3®	84
3.3.1 Options de calcul envisagées pour l'étape réseau	84
3.3.2 La méthode des caractéristiques (MOC)	86
3.3.3 Méthodes de calcul d'autoprotection des résonnances	88
3.3.3.1 Principe général du traitement d'autoprotection.....	88
3.3.3.2 Modèle de la structure fine de Livolant-Jeanpierre	89
3.3.3.3 La méthode des sous-groupes.....	93

3.3.4	Résultats sur un 6 ^e d'assemblage non barré	97
3.3.4.1	Calcul de référence Monte-Carlo	97
3.3.4.2	Résultats du calcul déterministe APOLLO3®	99
3.3.5	Justification des options du calcul réseau	102
3.3.5.1	Convergence du maillage angulaire et spatial.....	102
3.3.5.2	Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV.....	105
3.3.5.3	Apport de la méthode d'autoprotection des sous-groupes.....	108
3.3.5.4	Paramètres de calcul : pas des caractéristiques.....	109
3.4	Transition réseau-cœur : les modèles de fuites.....	110
3.4.1	Nécessité d'un modèle de fuite	110
3.4.2	Modèle homogène.....	111
3.4.3	Modèle de fuite hétérogène d'APOLLO3®	113
3.4.4	Stockage de l'information réseau.....	113
3.5	Traitements des hétérogénéités réflecteurs.....	114
3.5.1	Le réflecteur radial	114
3.5.1.1	Caractéristique neutronique du réflecteur radial.....	114
3.5.1.2	Modélisation du réflecteur radial : MOC2D cœur	115
3.5.2	Les structures axiales	117
3.6	Deuxième étape : Modélisation du cœur en configuration standard ..	119
3.6.1	Options de calcul envisagées pour l'étape cœur	119
3.6.2	La méthode des éléments finis discontinus de GALERKIN (DG-FEM) ..	122
3.6.3	Résultats du nouveau schéma sur le cœur nu.....	125
3.6.3.1	Calcul de référence Monte-Carlo	125
3.6.3.2	Résultat du schéma APOLLO3® : biais à la référence.....	127

3.1 CONFIGURATION ETUDIEE

La configuration étudiée dans cette partie introduit un minimum d'hétérogénéités dans le cœur. Elle a pour but le développement du schéma de calcul initial du RJH avec APOLLO3®, afin d'isoler les principales sources de biais induits par le modèle déterministe, et les améliorations apportées par rapport au schéma de calcul HORUS3D/N. Elle représente un cœur constitué en début de cycle par 37 assemblages combustibles identiques enrichis à 27% en ²³⁵U. Dans cette étude, l'ensemble des températures ont été fixées à 20°C (i.e. 294K.) Ce choix a été fait afin de s'affranchir des effets de température en se plaçant à un point où les données nucléaires sont tabulées aussi bien dans les bibliothèques de données nucléaires de TRIPOLI4® que dans celles d'APOLLO3® et donc ne nécessitent pas d'interpolations ce qui pourrait générer un biais supplémentaire.

Chaque plaque combustible est entourée de sa gaine. Aucun dispositif expérimental ou barre de contrôle n'est inséré dans cette configuration. Le **Tableau 4** liste les principales dimensions de l'assemblage combustible.

Tableau 4 Dimensions caractéristiques de l'assemblage RJH

Diamètre alvéole	9,86 cm
Diamètre assemblage combustible	9,622 cm
Lame d'eau inter-plaque	0,195 cm
Épaisseur plaque combustible	0,062 cm
Épaisseur plaque + gaine	0,137 cm

La **Figure 25** montre à gauche une coupe radiale de la géométrie étudiée avec un zoom sur un assemblage combustible à droite. En annexe 1, les compositions choisies pour cette modélisation sont présentées.

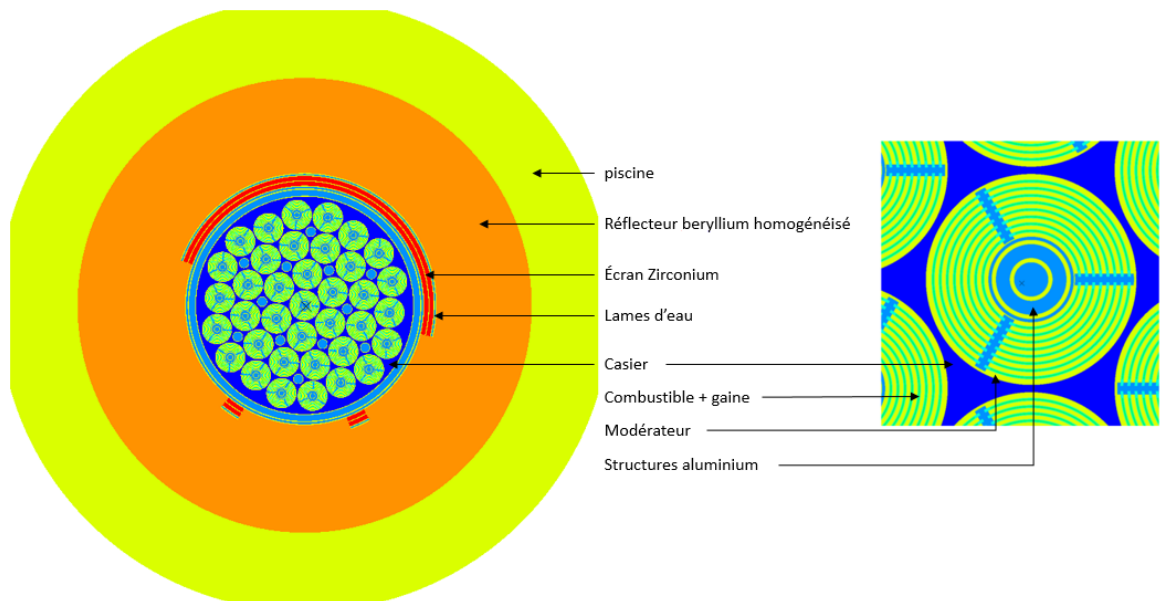


Figure 25 Géométrie « cœur nu » étudiée

La **Figure 26** présente un zoom de la géométrie radiale du RJH sur les structures du réflecteur radial. Comme on le voit sur cette figure, les structures radiales périphériques au cœur ont pour cette étude été simplifiées au maximum. Il a ici uniquement été modélisé la discrétisation des écrans en Zirconium et la lame d'eau associée en périphérie du cœur. Le réflecteur en lui-même contenant le béryllium et les emplacements expérimentaux et trous d'eau en réflecteur a été homogénéisé dans une composition unique. Cette homogénéisation a pour but de simplifier la modélisation afin de ne se concentrer dans un premier temps qu'aux résultats dans le cœur. L'objectif de cette étude est avant tout de mettre en lumière les biais dus au combustible et les apports du nouveau schéma APOLLO3®. Les compositions adoptées pour ces structures radiales sont présentées en annexe 1.

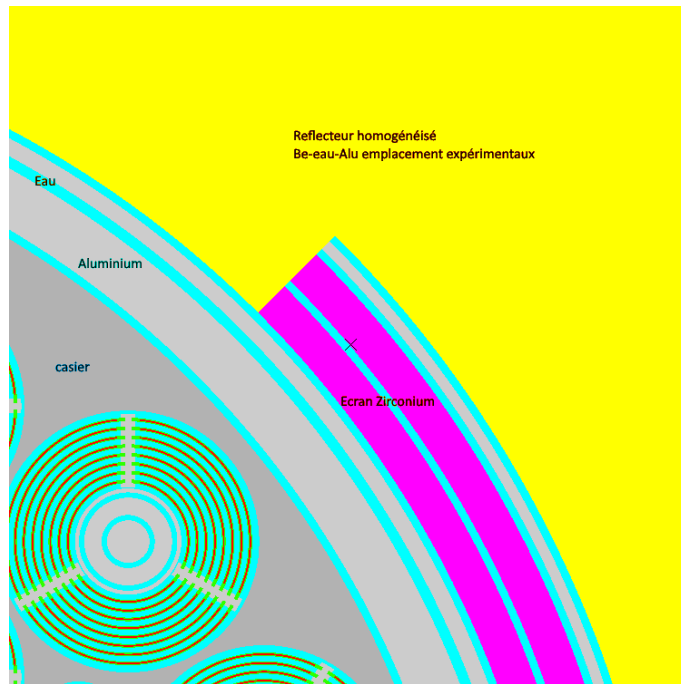


Figure 26 Structure du réflecteur radial

Axialement, une coupe du cœur est présentée **Figure 27**. Le cœur a une hauteur fissile de 60cm. Il se prolonge sur 3cm en bas du cœur où le combustible est remplacé par de l'aluminium représentant les structures du pied de l'assemblage. En haut, le cœur se prolonge sur 7cm où le combustible est remplacé par une plaquette en aluminium boré entourée d'aluminium simple. Le rôle du bore est de réduire la puissance en tête de cœur grâce au pouvoir absorbant du bore pour limiter la remontée de puissance dû à l'effet réflecteur et éviter les points chauds en sortie de canal.

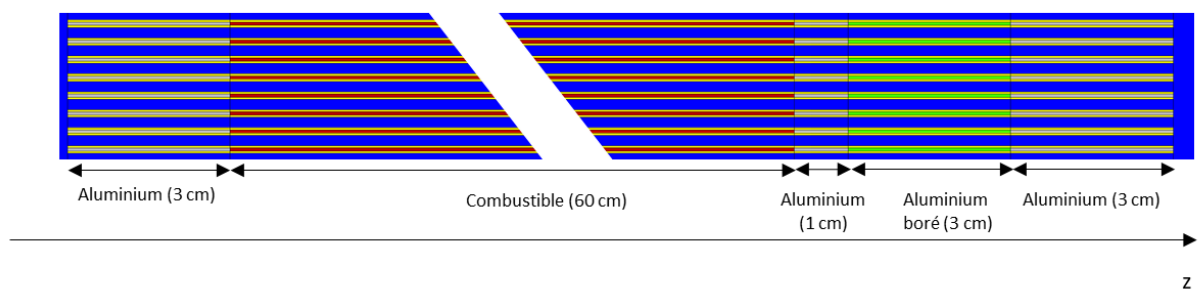


Figure 27 Coupe axiale de la géométrie étudiée prise au niveau du combustible

La composition du bouchon en aluminium boré est rappelée en annexe 1. La modélisation s'appuiera à temps zéro sur un calcul de référence mené avec le code stochastique TRIPOLI4®. Ce calcul servira de référence pour le schéma de calcul déterministe que l'on cherche à élaborer. Les résultats à temps zéro du calcul déterministe seront comparés à cette référence, et l'on évaluera les améliorations apportées par les différentes fonctionnalités d'APOLLO3® vis-à-vis de ce calcul stochastique. On étudiera

principalement les biais sur la réactivité, les 6 facteurs, ainsi que le flux et les taux de réaction dans les structures d'intérêt de la géométrie.

Une fois validé à temps 0, le calcul déterministe APOLLO3® pourra être couplé à un solveur d'évolution afin d'étudier le comportement du cœur au cours du temps. Actuellement, il n'est pas possible de mener une étude de biais du calcul déterministe en évolution vis-à-vis d'un calcul stochastique. Il est donc important de réduire autant que possible les biais à temps 0 afin d'éviter leur propagation. Le calcul d'évolution sera mené sur un cycle (environ 30 jours) à une puissance normalisée à 100 MW_{th}. Dans ce cas, on s'intéressera également à l'évolution des compositions isotopiques au cours du temps.

3.2 ÉTAT DE L'ART : LE SCHEMA HORUS3D/N

3.2.1 Vue d'ensemble du schéma

Actuellement, le schéma HORUS3D/N, dans sa « voie industrielle » prédit les caractéristiques neutroniques du RJH en 3D et en évolution. C'est un schéma de calcul 2 étapes reposant sur un enchaînement réseau-cœur. Il calcule l'étape réseau en évolution pour un élément combustible avec le solveur TDT [48] utilisant la méthode des caractéristiques sur une géométrie 2D raffinée et le maillage énergétique SHEM281 [49] à 281 groupes après un traitement d'autoprotection basée sur la méthode de structure fine (ou méthode de Livolant-Jeanpierre).

Pour le réflecteur radial en béryllium, un calcul 2D sur le cœur complet est fait. Ce calcul est réalisé sur un découpage énergétique à 22 groupes et à temps 0. Pour traiter le réflecteur axial, un traitement Sn R-Z est exécuté ; on considère que l'assemblage présente une géométrie de révolution selon l'axe z, ce qui permet de le traiter en 2D dans le plan (r,z) selon un système de coordonnées cylindriques. Le découpage énergétique est aussi le maillage SHEM 281 groupes.

La seconde étape du schéma est menée en utilisant un solveur basé sur la théorie de la diffusion : le solveur PRIAM du code CRONOS2, basé sur la méthode des éléments finis avec polynômes de Lagrange [41]. Il utilise les sections efficaces homogénéisées/condensées lors de la première étape sur chaque assemblage combustible ou sur le réflecteur. Ce calcul a pour but de déterminer les taux de réaction sur le cœur du réacteur en évolution.

3.2.2 Etape réseau : recherche de périodicité

La première étape du schéma de calcul du RJH est basée sur un calcul en réseau infini. Cependant, trouver une périodicité n'est pas chose aisée pour une géométrie comme le RJH. En effet, le cœur est constitué de 3 couronnes concentriques d'assemblages autour

d'un assemblage central. Le motif élémentaire de l'assemblage combustible ne se répète donc pas selon une matrice carrée comme pour les REP, ou hexagonale comme pour les RNR (**Figure 28**).

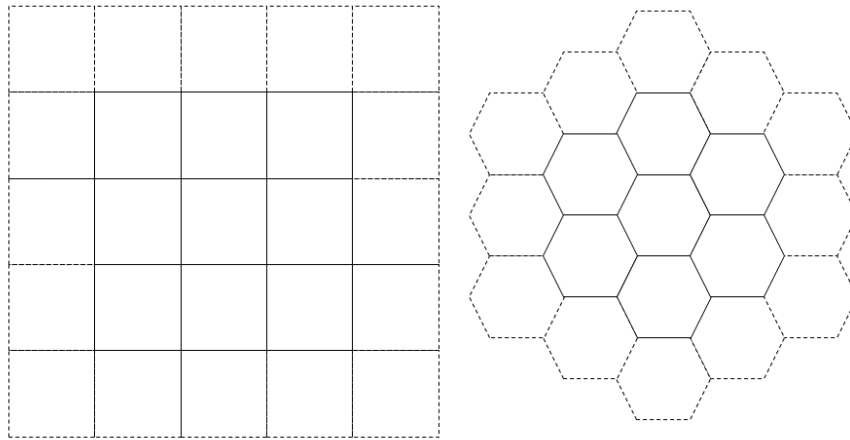


Figure 28 Réseau carré caractéristique des REP (à gauche) et réseau hexagonal caractéristique des RNR (à droite)

En se limitant à l'assemblage central, et à la première couronne, on remarque cependant une amorce de matrice hexagonale (cf. **Figure 29**). Pour la modélisation réseau, il est fait l'approximation que le motif hexagonal tel que décrit se répète à l'infini. En remarquant en 2D l'invariance par rotation d'angle $\frac{2\pi}{3}$ de l'assemblage et la symétrie selon l'axe x, on peut alors se limiter à la modélisation d'un sixième d'assemblage avec des conditions de réflexion au bord. La partie réseau du schéma s'effectue sur ce type de motif.

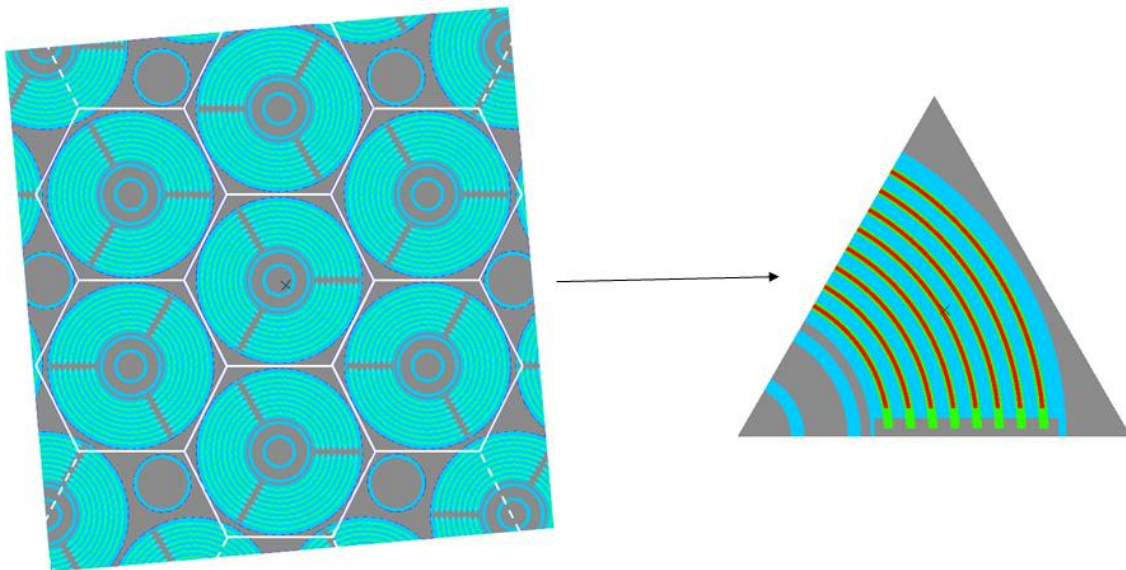


Figure 29 Réseau hexagonal au centre du cœur du RJH

La géométrie de calcul est un triangle équilatéral de côté 5,89 cm. L'assemblage combustible étant circulaire, un morceau du casier en aluminium est ajouté à la modélisation pour former le triangle. Ce triangle est maillé en 195 mailles via un découpage en 4 secteurs de la géométrie telle que présenté **Figure 30**.

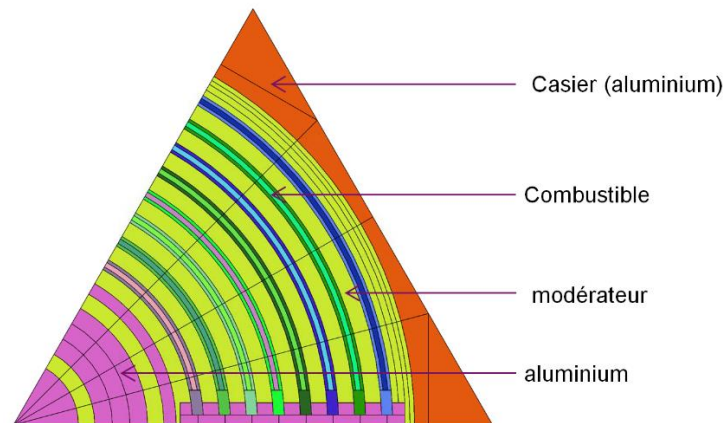


Figure 30 Géométrie de calcul de flux de l'assemblage standard avec suiveur aluminium schéma iso-HORUS3D/N

3.2.3 Maillage énergétique SHEM281 et schéma SHEM-MOC

Dans HORUS3D/N, le calcul réseau utilise le solveur TDT implémenté dans APOLLO2 pour résoudre l'équation du transport sur un sixième d'assemblage. Le calcul s'effectue sur le maillage à 281 groupes. Le maillage SHEM-281 a été développé en 2005 par le CEA [49].

Le but premier de ce maillage est de découper suffisamment finement le domaine d'énergie en dessous de 22,5 eV afin de pouvoir y traiter explicitement les résonances larges et souvent diffusantes et ainsi limiter le traitement de l'autoprotection énergétique aux seules résonances étroites. En effet, un découpage énergétique fin dans tout le domaine énergétique serait nécessaire pour pouvoir traiter explicitement un problème de neutronique sans traitement d'autoprotection ce qui est hors de portée des ordinateurs actuels. Cependant, à basse énergie, les résonances sont suffisamment rares et espacées pour que l'on puisse les décrire explicitement, au moins pour l'uranium 238. Ce maillage conçu pour les isotopes rencontrés dans les REP est la base du schéma SHEM-MOC [50] développé pour ces réacteurs par le CEA. Il constitue une avancée par rapport au précédent maillage XMAS-172 construit par superposition de maillages énergétiques moins raffinés.

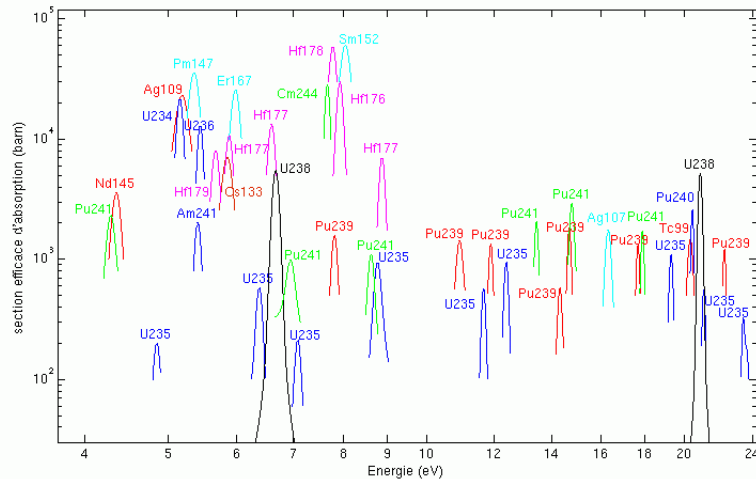


Figure 31 Résonances des isotopes en présence dans un REP entre 4eV et 22 eV

Les résonances dont il est tenu compte pour la détermination du maillage SHERM-281 entre 4 eV et 22 eV sont représentées **Figure 31**. Au total, 100 groupes, soit 36 % du nombre total de groupes sont situés sur cette plage énergétique. Le découpage repose avant tout sur la description aussi précise que possible des 2 grandes résonances à 6,67 eV et 20,87 eV de l' ^{238}U présent en grande quantité dans les REP. Ces résonances sont respectivement découpées par 25 et 16 groupes afin de conserver leur structure. Les isotopes du hafnium sont aussi pris en compte dans la démarche du fait de leurs grandes résonances thermiques, bien qu'ils ne soient que rarement présents dans les réacteurs à eau commerciaux. Le hafnium revêt cependant une importance particulière dans cette étude, car les barres de contrôle du RJH sont constituées de cet élément. Une étude détaillée en sera faite au chapitre 5. La publication [50] décrit la méthodologie d'obtention d'un tel maillage.

Enfin, la stratégie d'autoprotection adoptée pour le schéma de calcul HORUS 3D/N repose sur les options préconisées par le schéma de calcul SHERM-MOC [51]. La méthode de Livolant-Jeanpierre implémentée dans APOLLO2 est utilisée sur une géométrie cylindrique invariante par rotation ne décrivant donc pas les raidisseurs en aluminium. Les options d'autoprotections sont rappelées dans le **Tableau 5** :

Tableau 5 Options d'autoprotection appliquées au schéma HORUS3D/N pour un assemblage standard

Isotopes	Plage d'autoprotection	Mode d'autoprotection
^{238}U	43 → 79	ST (STatistical resonance)
^{235}U	55 → 79, 91 → 93	ST
^{236}U	1 → 79	ST
$^{238}\text{U}, ^{235}\text{U}, ^{236}\text{U}$	80 → 90	Mélange (TR)
^{27}Al	59	ST
Zr	34 → 81	ST
^{56}Fe	68	ST
^{52}Cr	66	ST

3.2.4 Etape cœur du schéma HORUS3D/N

Le solveur de diffusion PRIAM intégré à CRONOS2 [41] est utilisé pour mener la partie cœur. Les sections efficaces homogénéisées/ condensées issues de la première étape réseau, et du calcul de réflecteur sont utilisées pour mener ce calcul sur un découpage énergétique à 6 groupes.

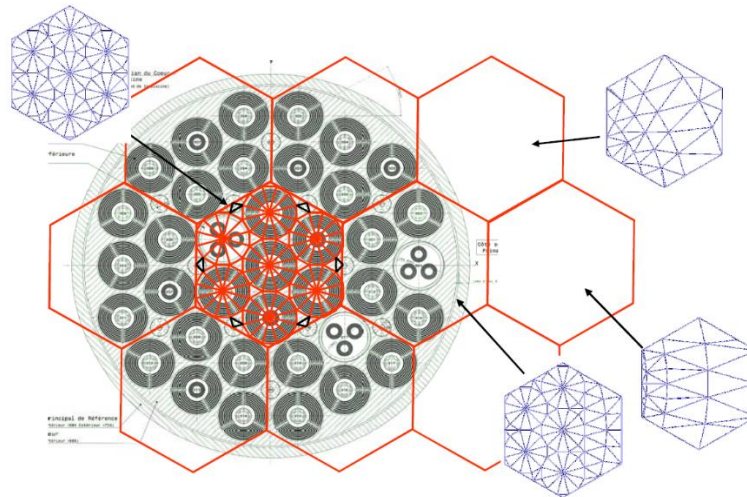


Figure 32 Découpage radial du RJH avec CRONOS2

Comme on le voit **Figure 32**, présentant le découpage spatial utilisé par le solveur de diffusion de l'étape cœur, chaque assemblage est approximé par un dodécaèdre divisé en 12 secteurs triangulaires se rejoignant au centre de l'assemblage. Ces secteurs forment les mailles du calcul CRONOS2 [52]. L'avantage d'un tel découpage spatial est son nombre limité de mailles permettant un calcul rapide et exécutable sur une machine de bureau. Ce type de géométrie homogène est bien adaptée à un calcul en diffusion. La contrepartie est que l'on perd l'aspect hétérogène de l'assemblage combustible avec son organisation

en 8 plaques cintrées. Une telle démarche nécessite d'homogénéiser à l'issue de l'étape réseau l'ensemble des structures de l'assemblage (combustibles, gaine, modérateur et structures en aluminium) en une pâte homogène. Cela biaise de fait les effets d'hétérogénéités tels que l'autoprotection spatiale dont il n'aura été tenu compte que lors de la première étape. Pour atténuer cet effet, des méthodes d'équivalence sont appliquées sur l'assemblage telles que la méthode SPH [53]. L'autre contrepartie est qu'il n'est pas possible de calculer des résultats sur des structures plus fines que le 12^{ème} d'assemblage représentant les mailles du calcul. Pour déterminer avec HORUS3D/N des résultats plaque par plaque par exemple, il est nécessaire reconstruire les puissances CRONOS2 avec des distributions fines issues de modèles et obtenues par d'autres calculs indépendants. Un des objectifs du nouveau schéma sera le calcul direct du flux plaque par plaque via un maillage plus raffiné. L'ensemble des étapes du calcul HORUS3D/N est résumé **Figure 33**.

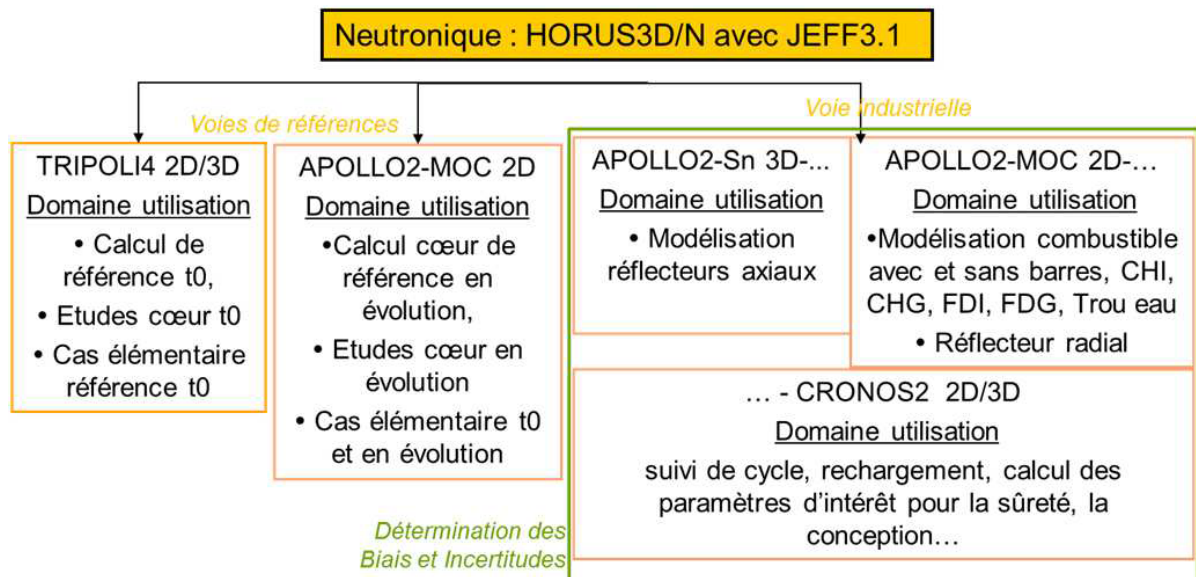


Figure 33 Schéma HORUS3D/N

3.2.5 Limites du schéma de calcul actuel et enjeux du nouveau schéma

Le schéma de calcul du RJH HORUS3D/N permet de prédire l'ensemble des grandeurs physiques en neutronique sur la configuration du RJH utiles pour les calculs de sûreté ou de fonctionnement. Cependant, par sa construction ce schéma montre quelques limites dont le prérequis du nouveau schéma de calcul APOLLO3® sera de s'affranchir.

Tout d'abord, le calcul de cœur dans l'enchaînement HORUS3D/N est mené via la théorie de la diffusion. Le calcul s'affranchit donc de la dépendance angulaire du flux. De plus, le calcul est mené avec 6 groupes en énergie avec une géométrie homogène pour chaque assemblage. Ainsi chaque alvéole contenant un assemblage combustible ou expérimental est découpé en 12 mailles représentant un secteur isosurfacique. L'avantage d'une telle modélisation simplifiée est sa rapidité d'exécution allié à l'utilisation d'une théorie elle-aussi simplifiée. Il est donc possible de mener le calcul en 3D et en évolution sur des machines de calculs personnelles. Cependant, le calcul réseau a été mené avec une modélisation plus complexe utilisant la théorie du transport via une résolution par la méthode des caractéristiques. De plus, chaque plaque combustible a été finement raffinée spatialement avec description fine de la gaine et du combustible associée à une description énergétique à 281 groupes pour la détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées. Cette différence entre modélisation réseau et modélisation cœur nécessite l'utilisation d'un traitement d'équivalence SPH. Il part du constat que les taux de réactions calculés sur la même géométrie en réseau infini ne sont pas identiques entre l'application de la modélisation complexe utilisée effectivement pour le calcul réseau et celle simplifiée utilisée pour le calcul cœur. Ainsi l'équivalence SPH consiste à déterminer des coefficients SPH s'appliquant aux sections efficaces utilisées dans la modélisation simplifiée afin de retrouver les taux de réactions obtenues avec la modélisation complexe. Ce traitement est donc une correction afin d'améliorer les résultats finaux sur la géométrie du cœur complet. Cependant, dans le cas du schéma HORUS3D/N la description homogène du cœur malgré son caractère profondément hétérogène, associée au passage de la théorie du transport à la théorie de la diffusion rend la modélisation simplifiée très éloignée de la modélisation complexe. Ainsi les coefficients d'équivalences calculés sont très éloignés de 1, parfois en dehors de l'intervalle $[0,5 ; 2]$. L'application de tels coefficients aux sections efficaces modifie donc profondément la physique décrite par les sections efficaces et va au-delà du rôle uniquement correctif.

Le nouveau schéma de calcul APOLLO3-RJH® associé à l'augmentation de puissance des moyens de calcul doit permettre une amélioration de la modélisation du cœur en passant à une théorie du transport pour le calcul cœur avec une description plus hétérogène des assemblages du RJH. Le calcul de coefficients d'équivalence doit ainsi être ramené à son rôle initial de correctif des sections efficaces homogénéisées/condensées. Ainsi l'un des prérequis du nouveau schéma de calcul APOLLO3® est de fournir des résultats sur les taux de réaction pour le RJH dans des configurations hétérogènes dont

les biais par rapport au calcul étalon stochastique sont au moins aussi bons qu'HORUS3D/N tout en supprimant si possible le recours au traitement d'équivalence. Le calcul en théorie du transport avec une description hétérogène des assemblages doit permettre d'atteindre cet objectif.

La description homogène par secteur des assemblages du RJH dans le calcul cœur induit également une autre limitation du schéma HORUS3D/N. En effet comme on le voit **Figure 32**, une telle représentation perd la description par plaques combustibles du RJH. Le calcul mené avec CRONOS2 dans la partie cœur est limité à la détermination des taux de réaction par assemblage. Or les études de sûreté exigent la détermination des taux de réaction pour chaque élément combustible (i.e., plaque combustible) pour notamment déterminer les points chauds et les facteurs de puissance. Ainsi un modèle de reconstruction des taux de réactions, est appliqué afin de remonter à la grandeur par plaque à partir de la grandeur assemblage. Ce modèle est déterminé à partir du calcul réseau décrivant bien les plaques combustibles et intégré en dur dans le schéma de calcul HORUS3D/N. Il donne une bonne approximation de la distribution de taux dans chacune des plaques des assemblages dont l'approximation du réseau infini peut se justifier. En revanche, ce modèle reste le même pour tous les assemblages, quel que soit son environnement. Ainsi à proximité des hétérogénéités, d'importants biais avec ce modèle peuvent être observés par rapport au calcul étalon du fait de la déformation de la nappe de flux dû aux hétérogénéités qui n'est pas prise en compte dans le modèle de reconstruction. Une des finalités du calcul APOLLO3-RJH® est donc de permettre un calcul direct des taux de réaction dans le calcul cœur via une description explicite de chacun des éléments combustibles. Ainsi le schéma de calcul pourra s'affranchir des biais dus aux modèles de reconstruction pouvant parfois dépasser les 10%.

3.3 PREMIERE ETAPE : NOUVELLE MODELISATION EN RESEAU INFINI D'UN SIXIEME D'ASSEMBLAGE DU RJH AVEC APOLLO3®

Le premier objectif de ce travail est de développer un nouveau calcul réseau pour les assemblages standards du RJH. En effet, grâce au nouveau code APOLLO3® et à l'accroissement de la capacité de calcul des machines utilisées, de nouvelles méthodologies de calculs sont possibles. Après avoir présenté en détail chacune des options du schéma réseau envisagé, un premier calcul mettant en œuvre ce nouveau schéma réseau sur un 6^{ème} d'assemblage en configuration standard est réalisé. Dans le cadre de l'étape de validation du schéma de calcul, les résultats sont dans un premier temps, comparés à ceux obtenus par un calcul de référence Monte-Carlo. Cela permet d'appréhender les biais inhérents au nouveau schéma réseau. Dans un second temps, ce schéma sera ramené aux options du calcul HORUS3D/N et les biais seront là encore quantifiés afin de déterminer les améliorations apportées par chacune des nouvelles options du nouveau schéma sur le calcul réseau.

3.3.1 Options de calcul envisagées pour l'étape réseau

Le schéma qu'on se propose de développer est toujours basé sur un sixième d'assemblage combustible. Les nouvelles options du schéma réseau envisagé sont présentées dans le **Tableau 6**. Les changements par rapport aux options HORUS3D/N ont été mis **en gras**.

Tableau 6 Options du calcul assemblage standard du schéma de calcul APOLLO3-RJH®

Maillage calcul flux	394 mailles (cf. image ci-dessous)
Maillage calcul autoprotection	Identique au maillage calcul flux
Nombre directions angulaires radiales	36
Découpage multigroupes	REL-383
Méthode d'autoprotection	Sous-groupes → 2,55eV
Solveur et méthode de résolution	TDT-MOC (2D)
Conditions aux limites	Réflexion spéculaire
Ordre anisotropie	3
Pas des caractéristiques	0,01

Géométriquement, une étude de convergence a été réalisée afin de déterminer un maillage spatial permettant de décrire suffisamment précisément les grandeurs neutroniques sur le sixième d'assemblage. Le maillage utilisé pour le schéma de calcul APOLLO3® comporte 433 mailles et est représenté **Figure 34**. Ce maillage multiplie par 4 le nombre de mailles dans chaque lame d'eau afin de mieux tenir compte du gradient de flux radial entre 2 plaques combustible. De même, chaque plaque combustible a aussi été raffinée en 4 mailles. Enfin, les capacités de calcul le permettant, le même maillage que

pour le calcul de flux a été utilisé pour mener le calcul d'autoprotection contrairement au calcul HORUS3D/N où les raidisseurs en aluminium n'ont pas été modélisés.

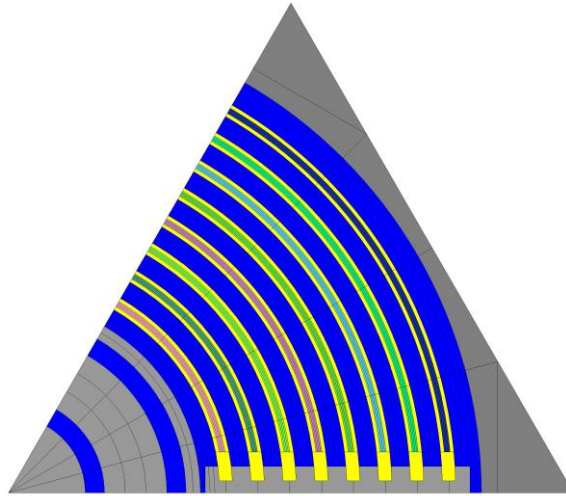


Figure 34 Géométrie de calcul de flux et d'autoprotection de l'assemblage standard avec suiveur aluminium schéma APOLLO3®

D'un point de vue énergétique, la méthode d'autoprotection des sous-groupes est utilisée, associée au maillage énergétique REL-383 [44]. Ce maillage est issu de la réunion du maillage SHEM361 [56] orienté REL et du maillage SHEM315, plutôt orienté RNR. Il a pour vocation à être utilisé avec la méthode des sous-groupes pour le code de calcul APOLLO3®. Ainsi l'ensemble des isotopes de l'uranium ont été autoprotégés en mélange jusqu'à 2,55 eV.

L'autoprotection est réalisée séparément pour chacune des plaques combustibles afin d'avoir un jeu de sections efficaces autoprotégées différent pour chaque plaque. Ceci oblige à imposer une région d'autoprotection spécifique pour chacune des plaques bien que la composition combustible soit la même pour toutes les plaques. Ainsi la géométrie de calcul contient 12 zones : COMB_1, COMB_2, COMB_3, COMB_4, COMB_5, COMB_6, COMB_7, COMB_8, GAINE, MODE (modérateur), ALU et CASIER.

Le maillage REL 383 est identique à SHEM-281 en dessous de 22,5 eV, là où l'autoprotection n'est pas nécessaire dans le cadre du schéma de calcul SHEM-MOC. Il apporte un raffinement supplémentaire d'une centaine de groupes pour les énergies épithermiques situées entre 22,5 eV et 11,4 keV. Ce raffinement plus fin est imposé par la méthode des sous-groupes. Plus précise, mais limitée au traitement des résonances étroites, cette méthode était jusqu'à maintenant essentiellement utilisée pour les réacteurs rapides. Le maillage REL-383 vise à la rendre utilisable pour toutes filières de réacteurs.

3.3.2 La méthode des caractéristiques (MOC)

La méthode qui a été retenue pour la détermination du flux à l'étape réseau du RJH est la méthode des caractéristiques. Cette méthode est, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, associée à un formalisme multigroupe, et à une discrétisation angulaire sous forme d'ordonnées discrètes. Cette méthode revient donc à résoudre une équation du transport monoénergétique et monoangulaire :

$$\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q(\vec{r}) \quad (32)$$

Cette méthode de résolution a été introduite pour la première fois pour le calcul neutronique dans les années 1970 par J.R. Askew [57]. Elle a été étudiée plus récemment en France dans [58].

Cette méthode n'est utilisée que de manière relativement récente, car elle est assez coûteuse en temps de calcul et en mémoire. De plus, elle n'est utilisée traditionnellement qu'en 2D. Cependant, de récents développements dans APOLLO3® ont permis de mettre en place une méthode des caractéristiques MOC-3D. Le coût de cette méthode reste encore prohibitif pour pouvoir l'appliquer de manière routinière sur un cœur complet.

Le principal avantage de la méthode des caractéristiques est sa précision. En effet comme on va le voir, elle permet une résolution analytique de l'équation du transport. Ceci lui permet d'obtenir des résultats très proches des calculs de références Monte-Carlo, et en fait un candidat de choix pour la détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées, ou des calculs de références.

Le principe de la méthode des caractéristiques consiste à transformer l'équation aux dérivées partielles (32) en une équation différentielle ordinaire le long d'une caractéristique. Elle est schématisée **Figure 35**.

En considérant la direction des neutrons $\vec{\Omega}$ fixée, en chaque point de l'espace \vec{r}_0 , on a : $\vec{r} = \vec{r}_0 + s\vec{\Omega}$.

De plus, en 2D sur une géométrie cartésienne :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi = \Omega_x \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \Omega_y \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad (33)$$

Étant donné que le long de la caractéristique :

$$\begin{cases} \Omega_x = \frac{\partial x}{\partial s} \\ \Omega_y = \frac{\partial y}{\partial s} \end{cases} \quad (34)$$

On a alors :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi = \frac{d\Psi}{ds} \quad (35)$$

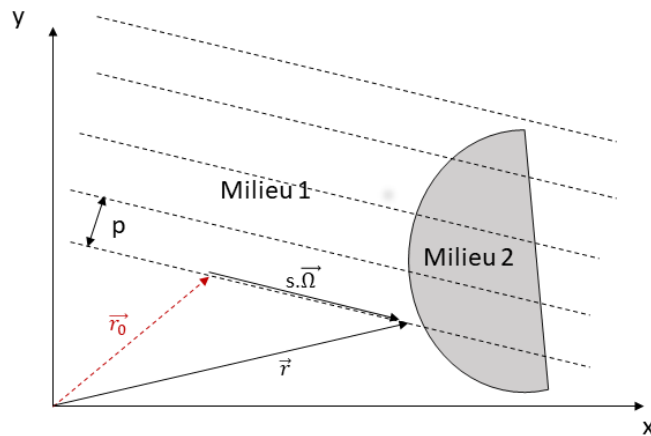


Figure 35 Illustration méthode des caractéristiques

L'équation (32) devient alors l'équation (36). C'est une équation différentielle classique linéaire du 1^{er} ordre pouvant être résolue analytiquement :

$$\frac{d\Psi}{ds} + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q(\vec{r}) \quad (36)$$

La solution de ce problème est une fonction en exponentielle dont l'unicité est déterminée par la source $Q(\vec{r})$ et les conditions aux limites. L'équation est donc résolue de proche en proche en partant des conditions aux limites au bord du domaine. A l'interface entre chaque milieu, ces conditions sont actualisées avec les conditions issues de la résolution sur le milieu précédent. La résolution de l'équation donne le flux le long de la caractéristique.

Finalement, pour une direction $\vec{\Omega}$, l'équation est résolue pour toutes les droites caractéristiques coupant la géométrie. Le pas des caractéristiques p désigne l'espacement entre 2 caractéristiques successives considérées de même direction. En choisissant un pas des caractéristiques suffisamment petit, l'ensemble du domaine est résolu par la méthode. Cette méthode est donc très précise, car elle permet la résolution de manière analytique de l'équation le long des caractéristiques. Elle est cependant très coûteuse en mémoire du

fait du grand nombre de droite caractéristique nécessaire pour décrire entièrement des géométries fortement hétérogènes sans occulter certains milieux de faible volume. Néanmoins, ses performances rendent son utilisation pertinente pour le calcul réseau sur des motifs assemblages pour la génération de sections efficaces homogénéisées/condensées mais pas pour le calcul coeur. Enfin, le solveur MOC d'APOLLO3® sélectionne les trajectoires cycliques pour s'affranchir du calcul du résidu lié à la troncature des trajectoires étudiées ce qui rend la calcul plus rapide et plus précis.

3.3.3 Méthodes de calcul d'autoprotection des résonances

3.3.3.1 Principe général du traitement d'autoprotection

La méthode d'autoprotection désigne la méthode permettant de tenir compte du phénomène physique d'autoprotection énergétique décrit en 2.3.2. En effet, les sections efficaces multigroupes sont construites par condensation avec un flux générique $\tilde{\Phi}$ exposé dans la partie 2.2.2 ne permettant pas de décrire les dépressions de flux dans les résonances induites par le phénomène d'autoprotection.

La prise en compte du phénomène d'autoprotection énergétique dans la construction des sections efficaces nécessiterait de condenser les sections efficaces avec le flux réel dans chacune des zones d'autoprotection considérées Φ_α . Ce flux est la solution du problème à déterminer, donc inconnu, d'où l'utilisation du flux générique $\tilde{\Phi}$ de mise en groupes. En dehors des résonances, le flux générique reste globalement une bonne approximation du flux réel et peut donc être utilisé tel quel pour la condensation des sections efficaces. En revanche, dans les groupes énergétiques contenant une résonance, la dépression du flux illustrée **Figure 22** ne peut pas être décrite par $\tilde{\Phi}$. Le traitement d'autoprotection, appliqué sur ces groupes résonnants va donc permettre pour l'isotope résonnant x et la réaction considérée ρ pour laquelle il y a une résonance dans le groupe d'énergie g, de corriger la section efficace multigroupe dans la région d'autoprotection α en cherchant à approximer le flux réel. On a alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Groupes sans traitement d'autoprotection : } \sigma_{\rho,g,x,\alpha} = \sigma_{\rho,g,x} = \frac{\int_g \sigma_{\rho,x}(E) \tilde{\Phi}(E) dE}{\int_g \tilde{\Phi}(E) dE} \\ \text{Groupes avec traitement d'autoprotection : } \sigma_{\rho,g,x,\alpha} = \sigma_{\rho,g,x,\alpha}^* \approx \frac{\int_g \sigma_{\rho,x,\alpha}(E) \Phi_\alpha(E) dE}{\int_g \Phi_\alpha(E) dE} \end{array} \right. \quad (37)$$

Le numérateur de l'équation correspond au taux de la réaction étudiée dans le groupe considéré sur l'isotope x dans la région α . Le dénominateur correspond au flux dans la zone α étudiée. Les méthodes d'autoprotection visent à déterminer aussi précisément que possible chacun de ces 2 termes.

Dans la suite, par abus de langage, une section efficace sera dite « autoprotégée » lorsqu'un traitement du phénomène physique d'autoprotection lui aura été appliqué.

3.3.3.2 Modèle de la structure fine de Livolant-Jeanpierre

La méthode de Livolant-Jeanpierre utilisée pour l'autoprotection des résonnances des isotopes du réacteur Jules Horowitz dans le schéma de calcul HORUS3D/N repose sur le modèle de la structure fine. Cette méthode a été mise en place au CEA pour les isotopes lourds résonnants dans [59] et [60].

Cette méthode repose sur un calcul d'équivalence du problème avec une situation homogène connue en amont. Elle fait appel implicitement au fait que l'hydrogène crée un ralentissement dominant qui permet aux neutrons d'éviter l'absorption résonnante des corps lourds. On considère un milieu infini homogène et isotrope constitué d'un noyau résonnant (noté 0), et de noyaux modérateurs considérés comme non résonnants (notés 1). Les sources de neutrons de fissions étant situées dans le domaine des énergies rapides, dans le domaine du ralentissement, là où sont situées les résonnances, l'équation du transport des neutrons se simplifie en une équation de ralentissement [61]:

$$(\Sigma_0(E) + \Sigma_1(E))\Phi(E) = R_0[\Phi(E)] + R_1[\Phi(E)] \quad (38)$$

Physiquement, cette équation traduit qu'à l'énergie E (ou groupe g), il y a équilibre entre les neutrons arrivant dans le groupe par diffusion via l'opérateur de ralentissement et les disparitions de neutrons par réaction avec la section efficace totale sur chacun des isotopes. Cette équation n'est valide qu'aux énergies épithermiques des résonnances. On définit alors le flux macroscopique Ψ et la structure fine φ tels que :

$$\Psi(E) = \frac{R_1[\Phi(E)]}{\Sigma_{s1}(E)} \text{ et } \varphi(E) = \frac{\Phi(E)}{\Psi(E)} \quad (39)$$

Le flux réel peut donc être exprimé comme le produit de ces 2 composantes macroscopique et microscopique : $\Phi = \Psi\varphi$.

L'opérateur de ralentissement R_1 représente leur ralentissement élastique à l'énergie E (ou léthargie $u = \ln(\frac{E_{\max}}{E})$) sur les noyaux du modérateur :

$$R_1[\Phi(E)] = \int_{u-\varepsilon_1}^u \Sigma_{s1}(u' \rightarrow u)\Phi(u')du' \quad (40)$$

La section efficace de diffusion $\Sigma_{s1}(E)$ représente la section efficace totale de diffusion élastique sur les noyaux modérateurs depuis l'énergie E (léthargie u). Comme on le voit sur la **Figure 36** la section efficace de diffusion sur le modérateur varie très lentement

avec l'énergie sur la plage du ralentissement. De plus, l'opérateur de ralentissement est intégré sur une large plage d'intégration due au fort gain maximal en léthargie ε_1 des noyaux modérateurs. Ces observations conduisent à considérer le flux macroscopique Ψ comme un opérateur de lissage permettant de représenter la forme générale du flux. Le gain maximal en léthargie représente la quantité maximale de léthargie apportée après un choc élastique sur un noyau selon la formule : $\varepsilon = \ln(\alpha) = -\ln\left(\frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}\right)$. Ce gain est infini pour l'hydrogène de l'eau utilisé majoritairement comme modérateur.

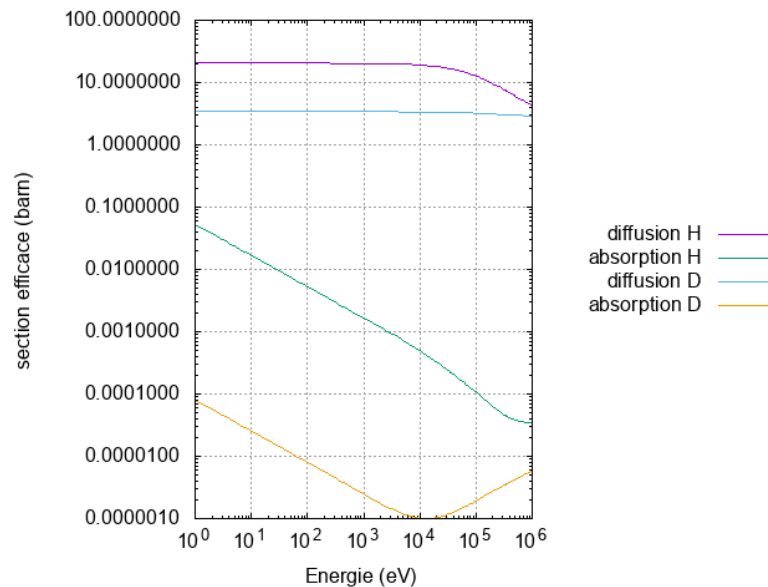


Figure 36 Sections efficaces sur les noyaux modérateurs H et D

La structure fine ϕ est le quotient du flux réel dans le domaine de ralentissement par la structure fine. Elle représente donc les variations rapides et localisées du flux par rapport à sa valeur lissée. Loin de toute énergie de résonance, le flux réel est égal au flux macroscopique : la structure fine vaut donc 1. Dans les résonances, la variation rapide du flux induite par la dépression de flux dans les résonances (cf. **Figure 22**) est décrite par une chute de la valeur de la structure fine.

« L'approximation de structure fine » sur le ralentissement dû au noyau résonnant conduit à écrire z

$$R_0[\Phi(E)] \simeq \Psi(E) \cdot R_0[\phi(E)] \quad (41)$$

Cette approximation est valide, car la variation du flux macroscopique est lente durant le ralentissement. De plus, le faible intervalle d'intégration de l'opérateur de ralentissement R_0 sur le noyau résonnant permet d'envisager $\Psi(E)$ comme constant sur l'intervalle d'intégration et donc le sortir de l'intégrale. La faible largeur de l'intervalle d'intégration s'explique là encore par le gain maximal en léthargie. Pour les noyaux résonnants généralement lourds, comme l'uranium 238, le calcul de ε donne une valeur faible. L'équation du ralentissement devient alors :

$$(\Sigma_0(E) + \Sigma_1(E))\varphi(E) \cdot \Psi(E) = \Psi(E) \cdot R_0[\varphi(E)] + \Psi(E) \cdot \Sigma_{s1}(E) \quad (42)$$

En simplifiant par $\Psi(E)$, l'équation devient :

$$(\Sigma_0(E) + \Sigma_1(E))\varphi = R_0[\varphi(E)] + \Sigma_{s1}(E) \quad (43)$$

En supposant le modérateur comme purement diffusant, ce qui se justifie dans le domaine du ralentissement au vu de sa section efficace d'absorption **Figure 36**, on a $\Sigma_{s1}(E) \simeq \Sigma_1(E)$.

En notant :

$$\sigma_0(E) = \frac{\Sigma_0(E)}{N_0}, \sigma_b = \frac{\Sigma_1}{N_0} \text{ et } r_0 = \frac{R_0}{N_0}$$

N_0 représente la concentration de l'isotope fissile résonnant. Le passage de la section efficace macroscopique à la section efficace microscopique dans l'équation pour σ_0 permet de se ramener aux données nucléaires connues indépendamment de toutes compositions. σ_b est la section efficace équivalente de dilution. La section efficace de diffusion sur les noyaux du modérateur pouvant être considérée comme quasi constante dans le domaine du ralentissement, σ_b peut être considérée comme indépendante de l'énergie du neutron. Avec ces grandeurs, l'équation (43) devient :

$$(\sigma_0(E) + \sigma_b)\varphi(E) = r_0[\varphi(E)] + \sigma_b \quad (44)$$

Cette équation porte le nom d'**équation de structure fine**. Elle dépend seulement de l'isotope résonnant considéré, et de sa dilution dans le modérateur. Elle est indépendante de toute considération géométrique ou technologique. Pour chaque résonance de l'isotope résonnant, l'équation de structure fine est donc **résolue de manière exacte sur un maillage énergétique ultrafin** tenant compte de la structure résonnante de sa section efficace. Cette résolution est effectuée une seule fois en amont des calculs pour une gamme de valeurs de sections de dilution σ_b . Ce calcul permet d'obtenir, à partir de la détermination de la structure fine, les taux de réaction pour l'isotope résonnant considéré sur tous les groupes d'un maillage multigroupe après condensation dépendant uniquement de la dilution. Ces taux de réaction sont tabulés au même titre que les données nucléaires.

Le calcul d'autoprotection sur une géométrie technologique hétérogène dans chaque région d'autoprotection repose sur une **équivalence homogène hétérogène**. La résolution de l'équation du ralentissement en géométrie hétérogène est réalisée sur le maillage de calcul comportant généralement quelques centaines de groupes avec la méthode des probabilités de collision. Ce calcul permet de déterminer des taux de réaction multigroupes sur la géométrie hétérogène. Cependant, le traitement de l'opérateur de ralentissement r_0 ne peut pas être traité de manière exacte sur un maillage

multigroupe. Des modèles spécifiques de ralentissements selon le type de résonances considérées sont mis en place afin de le traiter. On peut citer les modèles les plus anciens « NR » et « WR ». L'hypothèse résonance étroite (NR) permet de traiter les résonances étroites et isolées dans un groupe en énergie. Elle se justifie et est suffisamment précise si la perte d'énergie par choc est grande devant la largeur de la résonance, ce qui est le cas pour les résonances épithermiques et rapides. Dans cette hypothèse, le flux est inversement proportionnel au niveau de la section. Lorsque la largeur de la résonance devient grande devant la perte d'énergie par choc, on utilise l'hypothèse de résonance large (WR). Cette hypothèse était utilisée pour les résonances larges mais aussi intermédiaires, mais n'est pas très précise. Afin d'augmenter la précision, les découpages énergétiques les plus récents permettent une représentation détaillée en énergie dans ces résonances et évitent donc l'utilisation de cette hypothèse. Plus récemment, l'hypothèse statistique (ST) permet de traiter l'autoprotection de plusieurs corps résonnants indépendamment, sans tenir compte du recouvrement des résonances. Cette hypothèse suppose que les résonances sont étroites et statistiquement distribuées à l'intérieur d'un groupe et que leur espacement est faible devant la perte d'énergie par choc. Cette hypothèse remplace l'hypothèse de résonance étroite car elle permet de traiter plusieurs isotopes résonnants dans une même région. Enfin, l'hypothèse « toutes résonances » (TR) a été développée principalement pour tenir compte des mélanges d'isotopes résonnants. Cette hypothèse, plus complexe permet de traiter explicitement le recouvrement des résonances [62].

Une résolution du problème infini homogène sur le maillage multigroupe avec des modèles de ralentissement est aussi menée. Le problème infini homogène étant caractérisé uniquement par sa dilution σ_b , l'équivalence homogène hétérogène des taux de réaction calculés permet donc de déterminer la dilution équivalente de la géométrie hétérogène. Cette valeur permet enfin d'interpoler cette dilution avec les taux de réaction tabulés exacts. En divisant ces taux de réaction par les flux hétérogènes multigroupes calculés dans la région d'autoprotection, on se ramène aux **sections efficaces autoprotégés** $\sigma_{\rho,g,x,\alpha}^*$ selon la deuxième équation du système (37). Cette section efficace tient compte, via les données tabulées, de la structure du flux dans les résonances. Cette démarche peut être itérée avec les nouvelles valeurs de sections efficaces jusqu'à convergence.

Cette méthode d'autoprotection des résonances largement utilisée a fait ses preuves dans de nombreux schémas de calculs. Cependant, elle repose sur un certain nombre d'hypothèses fortes telles que l'hypothèse d'un isotope résonnant purement absorbant en milieu infini homogène accompagné de modérateur purement diffusant pour la tabulation des taux de réaction. De plus, cette méthode suppose que l'isotope résonnant est un isotope lourd. La méthode des sous-groupes présentée dans la partie suivante et utilisée pour le nouveau schéma de calcul du RJH donne plus de flexibilité au calcul en faisant moins d'hypothèses au départ. Elle est cependant plus coûteuse en ressource informatique.

3.3.3.3 La méthode des sous-groupes

La méthode des sous-groupes est une méthode alternative pour le calcul de l'autoprotection des résonnances. Elle a largement été étudiée dans [63] et dans [64]. La méthode des sous-groupes était historiquement utilisée pour le calcul des réacteurs à neutrons rapides du fait de la complexité des réseaux des réacteurs à neutrons rapides et de l'absence d'un élément ralentisseur dominant comme l'hydrogène. Cependant, ces performances associées à la possibilité de mener des calculs sur des découpages énergétiques avec de plus en plus de groupes conduisent à généraliser son utilisation.

Le calcul d'autoprotection par la méthode des sous-groupes repose sur très peu d'hypothèses, ce qui le pousse à être utilisé pour une large gamme d'applications. Son point de départ reste la détermination du flux et du taux de réaction tenant compte du phénomène physique d'autoprotection dans le groupe considéré afin de corriger les sections efficaces déterminées initialement dans le formalisme multigroupe à partir d'un flux générique. Ainsi, sur un groupe g , pour la réaction ρ sur l'isotope résonnant x dans la région α , la section efficace autoprotégée par la méthode des sous-groupes s'écrit :

$$\sigma_{\rho,g,x,\alpha}^* = \frac{\int_g \sigma_{\rho,x,\alpha}(E) \Phi_\alpha(E) dE}{\int_g \Phi_\alpha(E) dE} = \frac{\langle \sigma_{\rho,x,\alpha}(E) \Phi_\alpha(E) \rangle^g}{\langle \Phi_\alpha(E) \rangle^g} \quad (45)$$

Cette méthode vise à calculer les valeurs moyennes par groupes $\langle \sigma_{\rho,x,\alpha}(E) \Phi_\alpha(E) \rangle^g$ et $\langle \Phi_\alpha(E) \rangle^g$ en tenant compte du phénomène d'autoprotéctions des résonnances afin de déterminer le jeu de sections efficaces autoprotégées $\sigma_{\rho,g,x,\alpha}^*$.

Le calcul du flux pour ce problème se fait par la méthode des probabilités de collisions. On définit $P_{ij}(E)$, la matrice de collision représentant la probabilité qu'un neutron créé à l'énergie E dans la zone j collisionne en i . L'équation des probabilités de collision s'écrit alors pour une énergie E quelconque dans une zone i :

$$\Sigma_i(E) V_i \Phi_i(E) = \sum_j P_{ij}(E) \cdot V_j (R_j[\Phi_j(E)] + S_j(E)) \quad (46)$$

Le terme de gauche représente le taux de collision des neutrons dans la zone i à l'énergie E . Cette équation étant un bilan neutronique, le terme de droite représente le taux d'apparition des neutrons dans chaque zone j de la géométrie à l'énergie E . Ces créations peuvent provenir des groupes d'énergie supérieurs via l'opérateur de ralentissement R_j ou bien être créées via un terme source $S_j(E)$ à l'énergie E , le plus souvent limitée à la fission aux énergies rapides. La matrice $P_{ij}(E)$ assure l'égalité des deux termes de l'équation.

Dans une zone j , on peut définir la densité de collision représentant l'ensemble des neutrons créés en j à une énergie E . Cette fonction s'écrit :

$$Q_j(E) = R_j[\Phi_j(E)] + S_j(E) \quad (47)$$

Le flux peut alors être exprimé en fonction de la densité de collision, et des probabilités de collision :

$$\Phi_i(E) = \frac{\sum_j (P_{ij}(E) \cdot V_j \cdot Q_j(E))}{\Sigma_i(E) V_i} \quad (48)$$

Le taux de réaction à partir de ce flux sur la zone i pour l'isotope x et la réaction ρ considérée s'exprime à partir du flux selon :

$$\sigma_{\rho,x,i}(E) \cdot \Phi_i(E) = \sigma_{\rho,x,i}(E) \cdot \frac{\sum_j (P_{ij}(E) \cdot V_j \cdot Q_j(E))}{\Sigma_i(E) V_i} \quad (49)$$

Le calcul de la section efficace autoprotégée présentée à l'équation (45) nécessite de moyenner ce flux et ce taux de réaction sur le groupe étudié. Cette mise en moyenne nécessite l'unique hypothèse sur laquelle est fondée la méthode des sous-groupes [65]. Elle suppose que pour toutes fonctions F ne dépendant de l'énergie que via la section efficace microscopique totale d'un isotope résonnant σ_t :

$$\begin{cases} \langle F(\sigma_t) \cdot Q(\sigma_t) \rangle^g = \langle F(\sigma_t) \rangle^g \cdot \langle Q(\sigma_t) \rangle^g \\ \langle \sigma_{\rho,x} \cdot F(\sigma_t) \cdot Q(\sigma_t) \rangle^g = \langle \sigma_{\rho,x} \cdot F(\sigma_t) \rangle^g \cdot \langle Q(\sigma_t) \rangle^g \end{cases} \quad (50)$$

Ces deux équations signifiant que la moyenne du produit est égale au produit des moyennes sont vérifiées si l'une des 2 hypothèses suivantes est vérifiée :

- Les structures résonnantes ne sont pas corrélées aux productions de neutrons : $Q(\sigma_t)$. Autrement dit, le gain moyen en léthargie dû au choc d'un neutron est grand devant la largeur de la résonance. Ainsi un neutron aux énergies de la résonance produisant un choc sera ralenti à une énergie au-delà de la résonance. Cette hypothèse découle de propriétés statistiques à propos du produit de 2 variables aléatoires décorréliées. C'est l'hypothèse de résonance étroite.
- Lorsque la première hypothèse n'est pas vérifiée, les équations (50) restent vérifiées si le maillage multigroupe est suffisamment fin. La finesse du maillage doit permettre de pouvoir considérer la densité de collision constante sur le groupe et ainsi le sortir de la moyenne. Cette hypothèse explique qu'un maillage

plus raffiné soit généralement nécessaire pour la méthode des sous-groupes comparativement à la méthode de la structure fine.

Ces propriétés permettent de moyenniser flux et taux de réaction :

$$\langle \Phi_i \rangle^g = \sum_j \left\langle \frac{P_{ij}(E) \cdot V_j \cdot Q_j(E)}{\Sigma_i(E) V_i} \right\rangle^g = \sum_j \frac{V_j}{V_i} \langle Q_j(E) \rangle^g \left\langle \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \right\rangle^g \quad (51)$$

$$\langle \sigma_{\rho,x,i} \cdot \Phi_i \rangle^g = \sum_j \left\langle \frac{\sigma_{\rho,x,i}(E) \cdot P_{ij}(E) \cdot V_j \cdot Q_j(E)}{\Sigma_i(E) V_i} \right\rangle^g = \sum_j \frac{V_j}{V_i} \langle Q_j(E) \rangle^g \langle \sigma_{\rho,x,i}(E) \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \rangle^g \quad (52)$$

Le quotient de ces 2 grandeurs permet d'obtenir la section efficace autoprotégées sur le groupe g d'après la relation(45). Ces moyennes font apparaitre 3 termes de natures différentes dont on va présenter les modes de calcul :

- $\langle Q_j(E) \rangle^g$ la moyenne des densités de collisions sur le groupe g
- $\left\langle \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \right\rangle^g$ et $\langle \sigma_{\rho,x,i}(E) \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \rangle^g$ intégrales de flux et de taux de réaction dont on évalue les valeurs à l'aide de formules de quadratures basées sur des tables de probabilités

Le terme $\langle Q_j(E) \rangle^g$ s'exprime selon l'équation (47) en séparant les contributions au ralentissement sur les noyaux modérateurs et résonnants. Le terme source $S_j(E)$ apparaissant dans l'expression doit être explicité. Initialement lors de l'implémentation de la méthode des sous-groupes dans le code APOLLO2, le terme source était pris égal à 1 dans le groupe 0, le plus énergétique, et nul dans les autres groupes. Une nouveauté du code APOLLO3® est l'utilisation pour ce calcul d'un terme source « réel ». Le traitement d'autoprotection se fait au fil de la résolution du flux en injectant dans le calcul de $\langle Q_j(E) \rangle^g$ le terme source actualisé à chaque itération.

Le calcul de $\langle Q_j(E) \rangle^g$, après détermination du terme source est assimilable à la résolution d'un système linéaire, dont l'obtention a été détaillée dans [61]. Ce système linéaire fait apparaitre les intégrales de flux et de taux de réaction que l'on va maintenant déterminer avec les tables de probabilités.

La probabilité de collision P_{ij} est issue de la forme intégrale de l'opérateur du transport :

$$P_{ij}(E) = \int_{V_i} \frac{d^3 r'}{V_i} \int_{V_j} d^3 r \Sigma_j \frac{e^{-\tau}}{4\pi R^2} \quad (53)$$

Son obtention est détaillée dans [17]. Comme mentionné plus tôt, on remarque que l'expression ne dépend de l'énergie qu'à travers les sections efficaces totales. Cette dépendance se retrouve directement avec Σ_j , mais aussi dans l'expression de τ représentant la probabilité que le parcours du neutron le long du chemin R se fasse sans collision. On peut donc écrire : $P_{ij}(E) = P_{ij}(\sigma(E))$.

Les tables de probabilités consistent à réécrire les sections efficaces afin de faire disparaître la variable énergétique. Elles ont largement été étudiées dans [66]. La **Figure 37** issue de [67] illustre la construction d'une table de probabilité sur un groupe d'énergie.

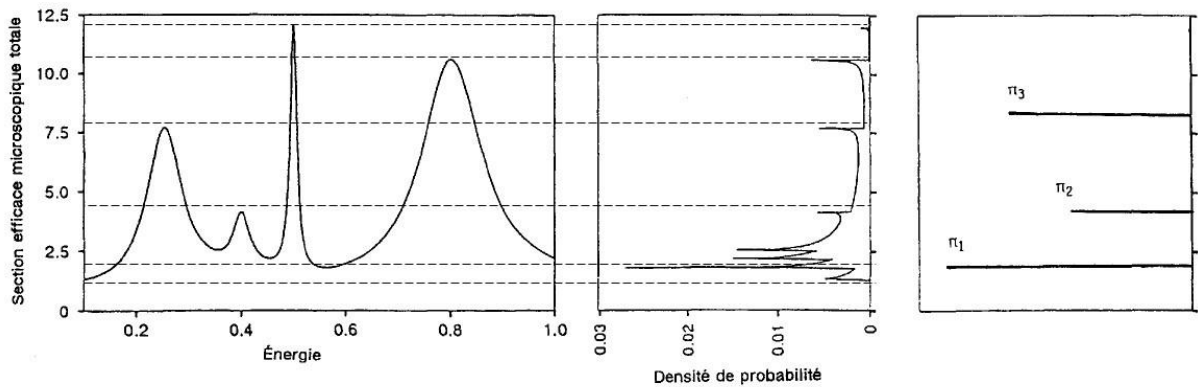


Figure 37 Construction mathématique d'une table de probabilité

La section efficace présentée est considérée sur un groupe en énergie situé entre les bornes 0 et 1 et présentant une structure résonnante sur ce groupe. La table de probabilité consiste à représenter la densité de probabilité de chaque valeur de sections efficaces. Ceci permet bien de faire disparaître la dépendance énergétique. On perd cependant l'information quant à la position de la résonance dans le groupe étudié. Finalement, la densité de probabilité est approximée en un nombre discret de valeurs de sections efficaces σ_k associé à un poids π_k . Le poids représente la probabilité que la section efficace prenne la valeur associée. Ces valeurs de sections efficaces associées à leur poids sont tabulées et stockées pour chaque groupe comme données d'autoprotection.

On a ainsi défini une formule de quadrature. Les intégrales à calculer peuvent être approximées par les tables de probabilités avec des valeurs discrètes :

$$\left\langle \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \right\rangle^g = \frac{1}{\Delta E^g} \int \frac{P_{ij}(\sigma(E))}{\Sigma_i(E)} dE = \frac{1}{\Delta E^g} \int f(\sigma(E)) dE = \sum_{k=1}^N \pi_k f(\sigma_k) \quad (54)$$

$$\left\langle \sigma_{\rho,x,i}(E) \frac{P_{ij}(E)}{\Sigma_i(E)} \right\rangle^g = \frac{1}{\Delta E^g} \int \sigma_{\rho,x,i}(E) \frac{P_{ij}(\sigma(E))}{\Sigma_i(E)} dE = \frac{1}{\Delta E^g} \int \sigma_{\rho,x,i}(E) f(\sigma(E)) dE = \sum_{k=1}^N \sigma_{\rho,x,i,k} \cdot \pi_k \cdot f(\sigma_k) \quad (55)$$

Finalement, le calcul des intégrales via les formules de quadratures permet de déterminer les sections efficaces autoprotégées par la méthode des sous-groupes [68]. La démarche est ensuite itérée jusqu'à convergence des sections efficaces. Dans la suite, les deux démarches d'autoprotection seront testées pour un calcul en réseau 2D infini.

3.3.4 Résultats sur un 6^e d'assemblage non barré

3.3.4.1 Calcul de référence Monte-Carlo

Le calcul réseau déterministe sera comparé à une référence stochastique Monte-Carlo. On comparera la décomposition en 6 facteurs et les taux de réaction (capture ou fission) sur les milieux d'intérêt, ici les plaques combustibles. Les calculs stochastiques sont menés avec TRIPOLI4[®] version 9 (60000 batchs, 20000 particules pour obtenir une précision statistique sur les 6 facteurs de l'ordre de 10 pcm à 2σ). Le **Tableau 7** présente les résultats de ce calcul de référence des 6 facteurs sur l'assemblage standard.

Calcul des 6 facteurs

Tableau 7 Calcul des 6 facteurs avec TRIPOLI4.9[®] pour un assemblage standard (STD)

Facteur	Valeur pour un assemblage RJH	Incertitude 2σ (pcm)	Ordre de grandeur pour un assemblage REP neuf pris dans [69]
$\chi_{n,2n}$	1,00021	10	\
ϵ_{pair}	1,00296	9	1,07
ϵ_{impair}	1,06631	10	
P	0,83797	5	0,75
F	0,911044	6	0,92
H	2,04199	15	1,78
k_∞	1,66829	12	1,31

La valeur de ϵ pour l'assemblage RJH reste proche de ce qui est observé dans un REP étant donné que dans le domaine rapide, les sections efficaces totales et de fission sur l'²³⁵U et l'²³⁸U sont du même ordre de grandeur. L'enrichissement plus important du RJH n'influence donc pas significativement ce facteur.

Le facteur antitrappe (p) de l'assemblage RJH est en revanche significativement plus important que pour l'assemblage REP (0,84 contre 0,75). En effet, les effets conjugués d'une modération plus efficace et d'une concentration en ²³⁸U plus faible permettent aux neutrons de rejoindre plus facilement le domaine thermique sans être absorbés durant le ralentissement. En effet, les neutrons sont préférentiellement capturés dans les grandes résonances d'²³⁸U dans le domaine épithermique. De plus, le rapport de modération volumique d'un assemblage standard (STD) du RJH est de 3,82 (contre environ 2 pour un

assemblage REP et le rapport de modération molaire de l'assemblage STD est de 21,0 (contre 5,50 pour l'assemblage REP). L'assemblage STD du RJH est donc sensiblement plus modéré que celui d'un REP.

À cause de la plus forte concentration d'eau dans l'assemblage RJH, on pourrait s'attendre à un facteur d'utilisation thermique (f) plus faible que pour un REP. En effet, l'absorption thermique des neutrons hors du combustible est essentiellement due aux absorptions sur les atomes d'hydrogène de l'eau. Or le facteur f est du même ordre de grandeur pour les 2 assemblages (0,91 contre 0,92). Une des explications pourrait être la plus forte concentration en ^{235}U apportée par l'enrichissement plus important de l'assemblage RJH. En effet, comme on peut le voir **Figure 38**, la section efficace totale d'absorption de l' ^{235}U est beaucoup plus élevée que celle de l' ^{238}U aux énergies thermiques (308 barn contre 11 barn à 0,1 eV). L' ^{235}U absorbe donc davantage de neutrons thermiques que l' ^{238}U . Grâce aux plus forts enrichissements, les neutrons sont donc plus aisément absorbés dans le combustible pour l'assemblage RJH. Ceci pourrait avoir pour effet de contrebalancer la plus forte absorption dans l'eau sur les atomes d'hydrogène dans l'assemblage RJH et ainsi maintenir le facteur f au même niveau que dans un REP.

Enfin, la présence plus importante de noyaux fissiles dans l'assemblage RJH due à un enrichissement plus important explique aussi que le facteur de reproduction neutronique (η) soit plus grand dans cet assemblage que dans l'assemblage REP (2,04 contre 1,78). L'enrichissement du RJH est porté à 27% en ^{235}U (contre environ 3% pour un REP).

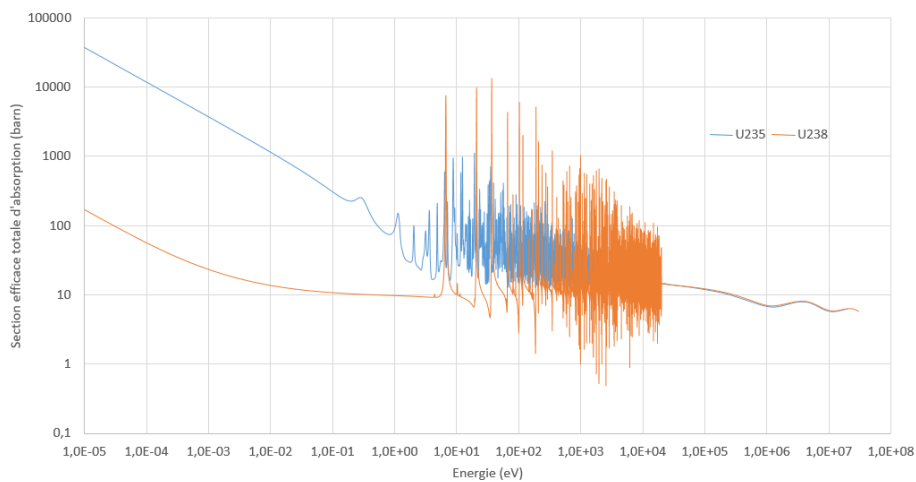


Figure 38 Comparatif section efficace totale d'absorption ^{235}U ^{238}U

Calcul des taux de réaction

Tableau 8 Taux de capture volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 capt/s/cm³)

Structure	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	Autres
Taux capture	0,071	0,065	0,063	0,063	0,063	0,064	0,065	0,072	0,012

Tableau 9 Taux de fission volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 fiss/s/cm³)

Structure	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	Autres
Taux fission	0,196	0,181	0,174	0,171	0,171	0,174	0,180	0,193	0,000

On observe **Tableau 8** que le taux de capture est maximal dans les plaques combustibles et est négligeable dans les autres structures. Les taux de fission (**Tableau 9**) et de capture sont maximaux sur les plaques internes et externes de l'assemblage, avec un minimum sur les plaques centrales. Ceci s'explique par la composition des autres structures faites d'eau, d'aluminium ou de zirconium peu absorbants devant l'uranium. De ce fait, les plaques externes et internes présentent une face non écrantée par les autres plaques contrairement aux plaques intermédiaires. Elles reçoivent donc plus de neutrons que les plaques intermédiaires par cette face, d'où des taux d'absorption ou de fission plus importants.

La valeur négligeable du taux de capture dans les autres structures que le combustible permet de restreindre l'étude à la comparaison des taux de réaction dans les plaques combustibles de l'assemblage RJH pour le nouveau schéma APOLLO3[®].

3.3.4.2 Résultats du calcul déterministe APOLLO3[®]

Dans cette partie, on compare les résultats sur l'assemblage RJH obtenus suite au calcul déterministe APOLLO3[®] présenté en 3.3.1 avec ceux obtenus avec le calcul de référence stochastique. Le **Tableau 10** présente pour le nouveau schéma déterministe les valeurs et biais sur le calcul des 6 facteurs pour l'assemblage combustible.

Tableau 10 Calcul des 6 facteurs avec le nouveau schéma APOLLO3[®] pour un assemblage standard RJH

Facteur	Valeurs TRIPOLI4 [®]	Biais	
		APOLLO3 [®] /TRIPOLI4 [®] (pcm)	HORUS3D/N/TRIPOLI4 [®] (pcm)
$\chi_{n,2n}$	1.00021	+ 1	+ 4
ϵ_{pair}	1.00296	- 1	0
ϵ_{impair}	1.06631	- 3	+ 4
p	0.83797	- 32	- 41
f	0.91144	+ 48	+ 65
η	2.04199	- 4	- 3
k_{∞}	1.66829	+ 9	+ 28

On observe un très bon accord entre le calcul APOLLO3[®] et le calcul de référence stochastique. L'écart sur le k_{∞} est en deçà de la précision du calcul stochastique à 2σ . Cependant, la prédiction était déjà satisfaisante sur le k_{∞} pour le calcul HORUS3D/N avec un écart de seulement +28 pcm par rapport à la référence TRIPOLI4[®]. Le calcul APOLLO3[®] apporte donc un gain de 21 pcm sur la prédiction du k_{∞} .

En regardant plus en détail l'erreur sur les 6 facteurs, on voit tout d'abord que l'erreur est maximale sur le p et f traduisant l'absorption respectivement durant le ralentissement et dans le domaine thermique. De plus, il existe une compensation d'erreur entre le p (-31 pcm : sous prédit) et le f (+43 pcm : sur-prédit) expliquant en partie le très faible biais sur la réactivité. Cette compensation d'erreur est amplifiée avec le schéma HORUS3D/N. Finalement, la quasi-totalité du gain observé sur le k_{∞} est portée par ces 2 facteurs traduisant une meilleure prise en compte des phénomènes d'absorption avec le nouveau schéma.

Les conclusions sur les 6 facteurs montrent la nécessité d'une analyse plus fine en espace et en énergie. C'est pourquoi l'étude comparative porte aussi sur les taux de fission et capture. Spatialement, il a été déterminé lors du calcul stochastique que les taux de fission et de capture étaient significatifs uniquement dans les 8 plaques combustibles. Énergétiquement, un découpage à 6 groupes pour présenter les résultats a été adopté. Les bornes de ce découpage sont détaillées **Tableau 11**.

Tableau 11 Découpage énergétique à 6 groupes

Groupe	A	B	C	D	E	F
E_{max}	19,7388 MeV	0,95179 MeV	4,54621 keV	22,3784 eV	2,55 eV	0,625 eV
E_{min}	0,95179 MeV	4,54621 keV	22,3784 eV	2,55 eV	0,625 eV	1,1E-4 eV

Les taux de capture neutronique pour chacune des structures de l'assemblage combustible calculée avec APOLLO3® sont listés sur la **Figure 39**. De la même manière, les taux de fission sont listés sur la **Figure 40**.

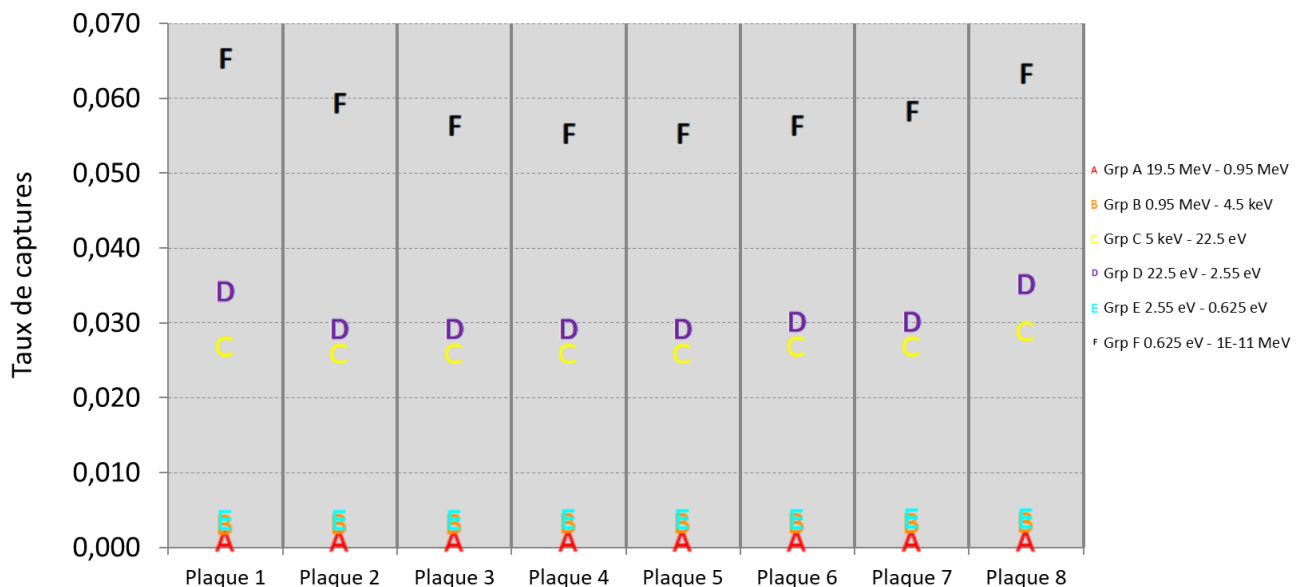


Figure 39 Taux de capture volumiques dans l'assemblage standard

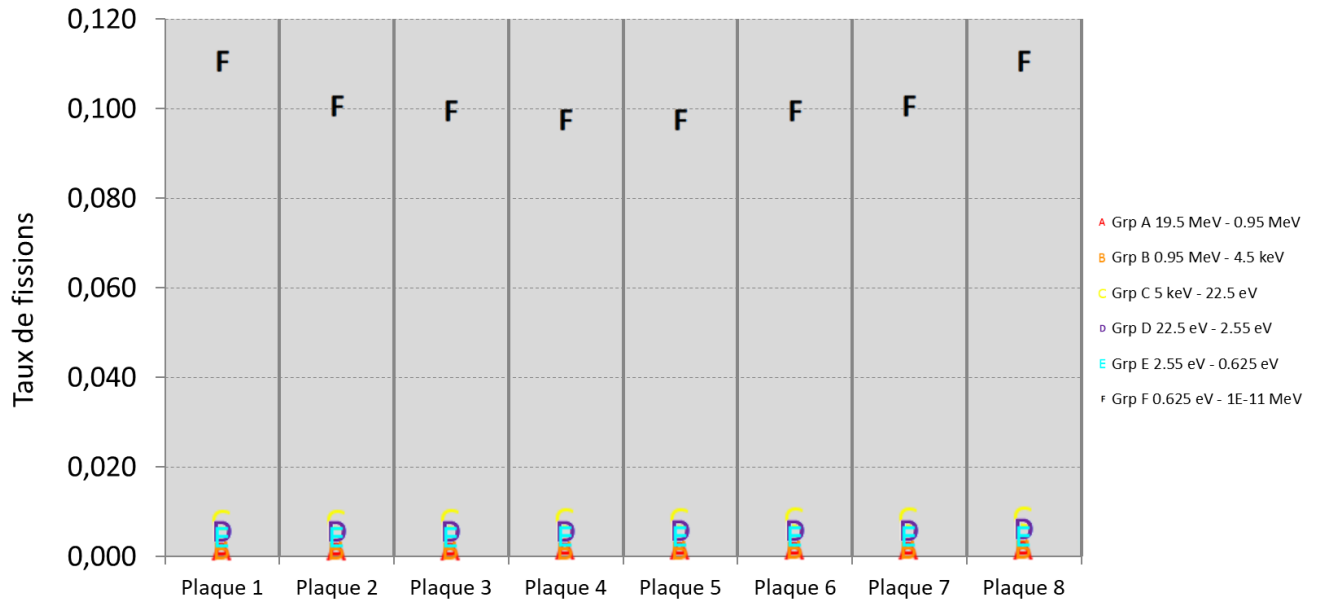


Figure 40 Taux de fission volumiques dans l'assemblage standard

Dans un premier temps, les courbes peuvent être lus verticalement, c'est-à-dire énergétiquement. Parmi ces groupes en énergie, seuls les groupes C, D et F présentent des contributions suffisamment significatives aux taux globaux de captures. Comme on pouvait s'y attendre, la majorité des fissions sont réalisées dans le groupe thermique F, malgré quelques fissions dans le groupe C. Pour les captures, elles ont lieu pour moitié aux énergies intermédiaires (dans le domaine des résonances) et pour l'autre moitié aux énergies les plus thermiques : le groupe F, là où la section efficace augmente de manière exponentielle avec les énergies décroissantes (cf. **Figure 38**).

En lisant ces courbes horizontalement, on retrouve la répartition par plaques des taux de réaction mise en évidence lors du calcul TRIPOLI4® : les taux sont maximaux pour les plaques périphériques dues à un flux plus important, car sur-modéré localement.

Les écarts à la référence TRIPOLI4® du calcul APOLLO3® pour les taux sur ces différents groupes d'intérêt mis en évidence sont présentés pour chacune des plaques dans les **Tableau 12** et **Tableau 13**.

Tableau 12 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de capture volumiques dans l'assemblage standard (%)

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	Autres structures	Total Assemblage
C	0,84	0,60	0,68	0,47	0,38	0,48	0,43	0,47	0,14	0,51
D	0,10	0,09	0,18	0,13	0,08	0,08	0,14	0,10	-0,24	0,10
F	-0,31	-0,12	0,02	0,08	0,13	0,09	0,05	-0,03	-0,93	-0,30

Tableau 13 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de fission volumiques dans l'assemblage standard (%)

Structure	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	Autres structures
Total	-0,27	-0,11	0,03	0,08	0,11	0,07	0,03	-0,04	0

Pour tous les groupes présentant une contribution significative aux taux, ont des écarts très faibles par rapport à la référence TRIPOLI4®, inférieurs au pourcent. La répartition des biais semble homogène par plaque, avec une légère sous-prédiction du taux de capture dans les plaques périphérique (1 et 8). Dans tous les cas, le schéma mis en œuvre semble pertinent pour modéliser l'assemblage non barré du RJH. Dans les parties suivantes, on verra, en dégradant le schéma dans quelles mesures les nouvelles options apportées par APOLLO3® contribue à l'amélioration de la précision du schéma de calcul.

3.3.5 Justification des options du calcul réseau

Le nouveau schéma APOLLO3® donne des résultats satisfaisants sur l'assemblage combustible. Afin d'étudier les différences avec le schéma type HORUS3D/N, on s'intéresse à l'impact des différentes options choisies pour le calcul. En partant du nouveau schéma, chaque option d'intérêt modifiée par rapport à l'ancien schéma sera restaurée toutes autres options restant inchangées par rapport au schéma défini dans la partie précédente. L'impact de chacune des nouvelles options du schéma pourra alors être quantifiée

3.3.5.1 Convergence du maillage angulaire et spatial

Il a été choisi de raffiner plus finement les lames d'eau et les plaques combustibles de l'assemblage RJH pour le calcul APOLLO3® comparativement au schéma HORUS3D/N. En effet, les lames d'eau étant en contact direct avec la gaine du combustible, de forts gradients de flux apparaissent dans ces zones. Dans les tableaux suivants, on étudie l'impact de ce raffinement sur les principaux résultats d'intérêt de l'assemblage. Ainsi pour le calcul des 6 facteurs, seuls les résultats sur p , f et η sont analysés. Les autres facteurs étant très peu influents sur la réactivité. De même, les taux de capture dans les plaques ne seront analysés que dans les groupes C, D et F. Entre parenthèse est indiqué le numéro de la plaque pour lequel le biais maximal est atteint.

Dans un premier temps, on étudie l'impact du raffinement des lames d'eau. Comme on peut le voir **Figure 34**, les lames d'eau inter-assemblages sont raffinées en 4 mailles radiales. Le **Tableau 14** montre l'impact de ce raffinement supplémentaire en le comparant à un maillage ne contenant qu'une seule maille radiale dans les lames d'eau inter-assemblages tels que faits dans HORUS3D/N. Dans ce cas, le 6^{ème} d'assemblage est maillé par 295 mailles contre 394 mailles dans le cas du schéma APOLLO3®.

Tableau 14 Étude de convergence du nombre de mailles dans les lames d'eau inter-assemblage

Nombre mailles lame eau		1	4
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-25	- 31
	f	+ 69	+ 43
	η	-5	- 4
	k_∞	+30	+ 7
± Δmax /plaque taux capture (%)	C	0,76 (p1)	0,84 (p1)
	D	0,08 (p3)	0,18 (p3)
	F	-0,47 (p1)	-0,31 (p1)
± Δmax /plaque taux fission (%)	total	-0,42 (p1)	-0,27 (p1)

Le maillage supplémentaire des lames d'eau induit par les lames d'eau améliore le facteur f traduisant les absorptions thermiques ($<0,625$ eV) hors du combustible d'environ 30 pcm. En effet comme présenté dans la partie 0, les absorptions thermiques hors du combustible sont principalement dues à la forte section efficace d'absorption de l'eau dans ce domaine. D'où l'intérêt de mailler relativement finement cette zone. L'effet sur les autres facteurs est très faible. L'amélioration de la prédiction du k_{∞} est donc entièrement due au facteur f .

Concernant les écarts sur les taux de réaction groupe par groupe, ce raffinement permet bien d'améliorer les prédictions comparativement au calcul avec 1 seule maille dans le modérateur. Le nouveau maillage permet de mieux décrire les variations de flux entre 2 plaques combustibles. Logiquement, les améliorations sont localisées dans le domaine thermique, c'est-à-dire pour les captures dans le groupe F, ou les fissions se produisant majoritairement dans le domaine thermique.

Le **Tableau 15** présente le même travail, mais avec un raffinement cette fois-ci étudié directement dans le combustible. En effet, avec le schéma HORUS3D/N une seule maille décrit le combustible sur toute son épaisseur. Cette démarche gomme les variations de flux ou de taux de réaction. Le schéma de calcul proposé raffine en 4 mailles radiales le combustible (hors gaine) contre seulement une maille radiale pour le schéma actuel. Le but est d'étudier l'impact de cette modification.

Tableau 15 Étude de convergence du nombre de mailles dans les plaques combustible

Nombre mailles plaques combustibles		1	4
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-25	- 31
	f	+48	+ 43
	η	-4	- 4
	k_∞	+13	+ 7
± Δmax /plaque taux capture (%)	C	0,56 (p2)	0,84 (p1)
	D	0,16 (p3)	0,18 (p3)
	F	-0,30 (p1)	-0,31 (p1)
± Δmax /plaque taux fission (%)	total	-0,28 (p1)	-0,27 (p1)

Les écarts entre les deux calculs sont cette fois-ci beaucoup plus faibles. Aucun n'écart significatif n'est observé montrant qu'une seule maille radiale dans le combustible semble suffisante pour modéliser les taux de fission dans le sixième d'assemblage.

Après avoir étudié le nombre de mailles spatiales nécessaires pour modéliser le sixième d'assemblage, on s'intéresse au nombre de directions angulaires nécessaire pour ce calcul. Le **Tableau 16** présente les résultats du même calcul avec un nombre variable de directions angulaires pour la méthode des caractéristiques.

Tableau 16 Étude de convergence du nombre de directions angulaires du calcul

Nombre directions angulaires		12	24	36
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-41	- 32	- 31
	f	+ 57	+ 48	+ 43
	H	- 5	- 4	- 4
	k_∞	+ 9	+ 10	+ 7
± Δmax /plaque taux capture (%)	C	0,88 (p1)	0,83 (p1)	0,84 (p1)
	D	0,31 (p3)	0,15 (p3)	0,18 (p3)
	F	-0,39 (p1)	-0,32 (p1)	-0,31 (p1)
± Δmax /plaque taux fission (%)	total	-0,33 (p1)	-0,28 (p1)	-0,27 (p1)

Le calcul jusqu'à maintenant utilise 36 directions angulaires. Ce nombre de directions semble suffisant, car les différents paramètres d'intérêt sont convergés par rapport à un autre calcul utilisant seulement 24 directions angulaires. Cependant, avec 12 directions angulaires, le calcul n'est alors pas convergé et nécessite l'ajout d'autres directions.

3.3.5.2 Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV

Le maillage SHEM-281, et son extension REL-383 sont identiques en dessous de 22,5 eV. Ils visent à découper suffisamment les résonnances dans cette zone de basse énergie. Il a été fait le choix dans le schéma de calcul APOLLO3® de pousser l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV pour les uraniums. Cette plage, non-autoprotégée dans le schéma HORUS3D/N est assez riche en résonnances pour ^{235}U comme on le voit **Figure 41** et contient 2 résonnances de plusieurs milliers de barn pour l' ^{238}U (**Figure 42**). On va donc chercher dans cette partie à quantifier la conséquence de la non-autoprotection sur cette plage d'énergie sur ^{235}U et ^{238}U . Le **Tableau 17** quantifie cet écart pour des calculs autoprotégés par la méthode des sous-groupes, d'une part jusqu'à 22,5 eV, et d'autre part jusqu'à 2,55 eV.

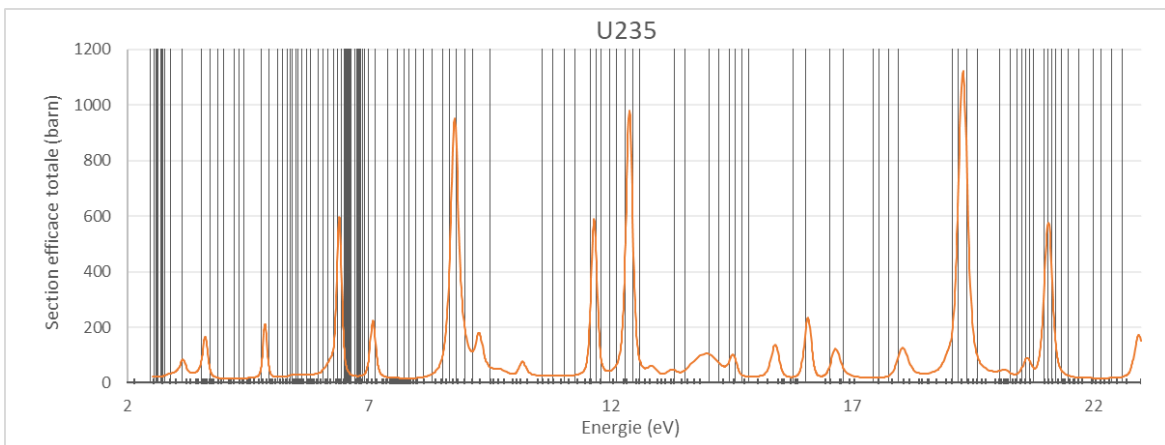


Figure 41 Section efficace totale de l'U235 entre 2 eV et 23 eV

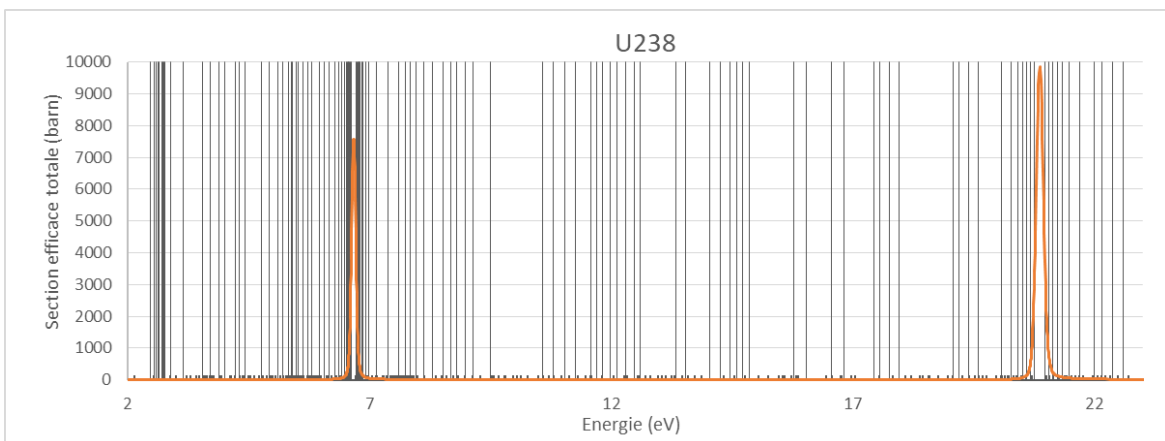


Figure 42 Section efficace totale de l'U238 entre 2 eV et 23 eV

Tableau 17 Étude de biais de la limite d'autoprotection aux basses énergies sur l'assemblage standard

Méthode d'autoprotection		Autoprotection →22,5 eV	Autoprotection « étendue » → 2,55 eV
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-80	- 31
	f	48	+ 43
	η	-4	- 4
	k _∞	-22	+ 7
± Δmax /plaque taux capture (%)	C	0,90 (p1)	0,84 (p1)
	D	1,13 (p3)	0,18 (p3)
	F	-0,37 (p1)	-0,31 (p1)
± Δmax /plaque taux fission (%)	total	-0,28 (p1)	-0,27 (p1)

Comme on pouvait s'y attendre, l'autoprotection étendue n'a pas d'impact dans les groupes autres que le groupe D [22,5 eV ; 2,55eV], avec un impact significatif dans ce groupe sur le facteur p. Le biais est presque entièrement gommé dans le groupe D. L'amélioration est suffisamment importante pour justifier une étude de biais plus fine groupe-par-groupe afin de localiser les résonances effectivement améliorées par cette nouvelle méthodologie d'autoprotection « étendue ».

Les **Figure 41** et **Figure 42** permettent de localiser les principales résonances des uraniums. En comparant avec la **Figure 43** représentant les taux de capture par groupes dans le combustible, on voit qu'une grande partie des résonances dans le combustible se fait aux énergies des 2 grandes résonances de l'uranium 238 à 6,87 eV et 20,87 eV. Le reste des absorptions se fait essentiellement aux énergies des principales résonances de l'uranium 235.

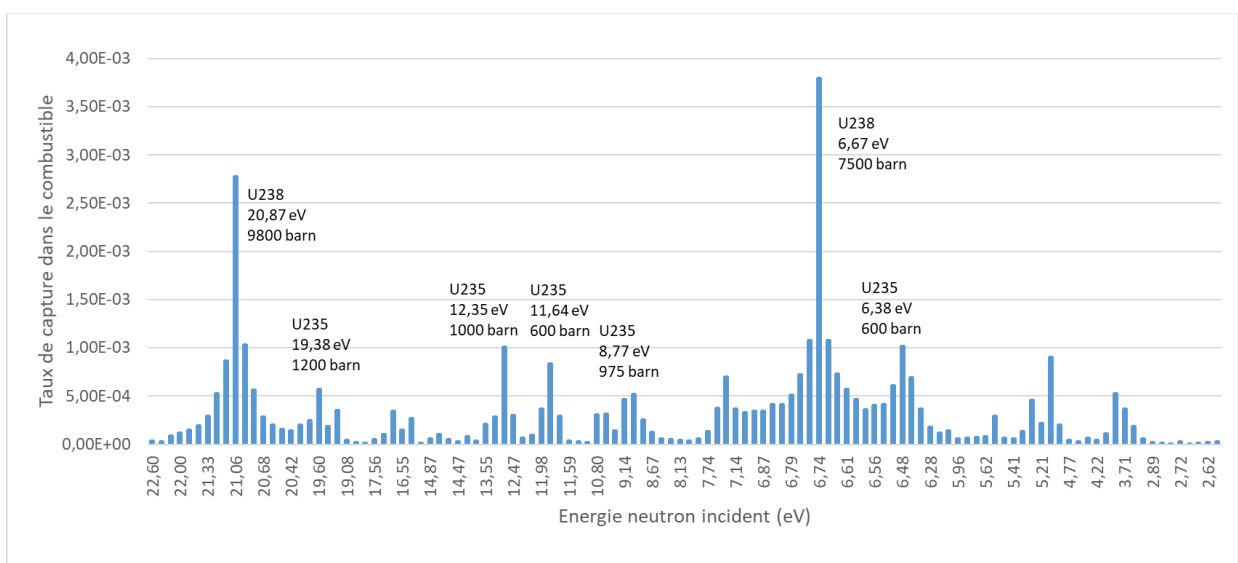


Figure 43 Taux de capture dans le combustible par groupe entre 23 eV et 2,55 eV

Cette pré-étude des groupes les plus absorbants de la plage 23 eV → 2,55 eV permet de localiser les biais relatifs réellement significatifs entre les calculs APOLLO3® et TRIPOLI4®. En effet, un fort biais sur un groupe ne représentant qu'une faible part de l'absorption totale ne sera pas dommageable du point de vue du modèle. En revanche, une diminution du biais même faible dans un groupe fortement absorbant permettra d'améliorer significativement le modèle.

Les **Figure 44** et **Figure 45** montrent l'effet de l'autoprotection étendue, d'abord pour l'uranium238, et ensuite pour l'uranium 235.

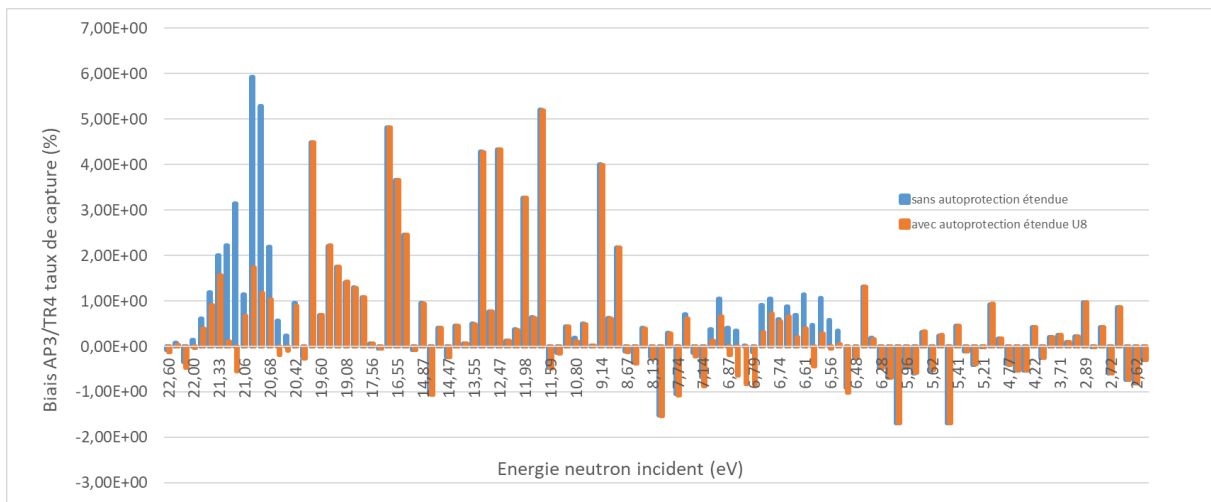


Figure 44 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonances de l'uranium 238 entre 2,5 eV et 22,5 eV

On observe dans le cas de l'uranium 238 que l'autoprotection étendue a un impact dans les groupes localisés dans les 2 résonances. Une forte diminution du biais en relatif est observée pour la résonance à 20,87 eV passant d'environ 5% à environ 1%. Pour la résonance à 6,67 eV, l'impact semble plus limité, cependant, cette résonance était déjà assez bien prédite sans autoprotection étendue du fait du grand nombre de groupes utilisé pour la décrire (25 groupes).

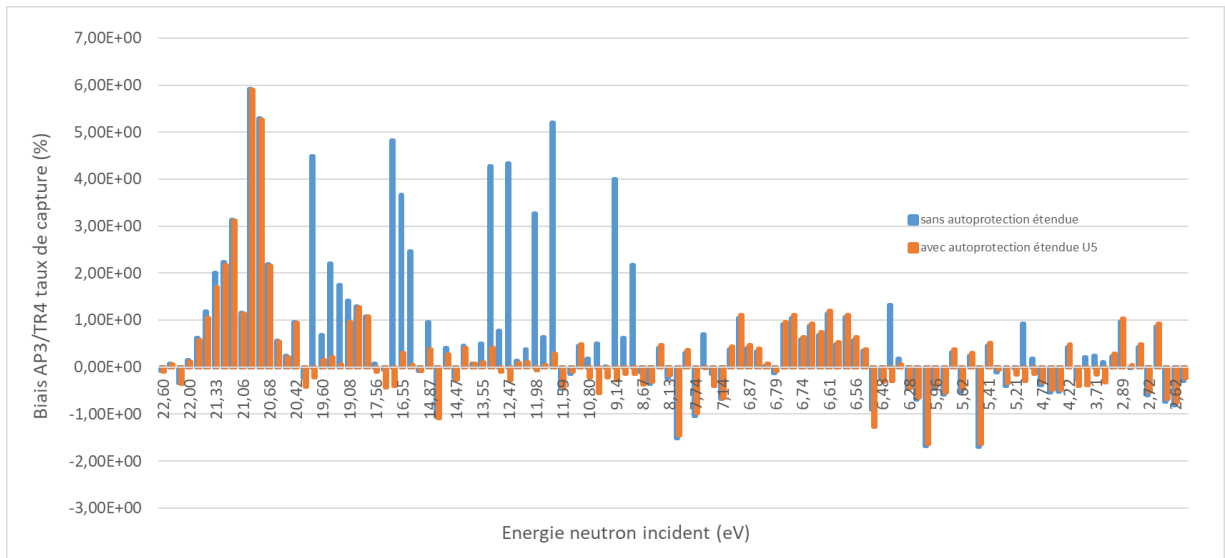


Figure 45 Conséquence de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonances de l'uranium 235 entre 2,5 eV et 22,5 eV

Dans le cas de l'uranium 235, le plus grand nombre de résonances dans cette zone rend la réduction de biais plus diffuse sur toute la plage d'énergie. Cependant, en comparant les **Figure 45** et **Figure 43** on voit que la réduction de biais est encore une fois bien localisée au niveau des résonances.

Finalement, l'impact de l'autoprotection étendue se confirme au vu des figures ci-dessus. Elle montre que le découpage dans cette zone d'énergie n'est pas encore suffisant pour décrire pleinement les variations dues aux résonances. L'autoprotection étendue sera donc conservée pour l'élaboration du schéma de calcul du RJH.

3.3.5.3 Apport de la méthode d'autoprotection des sous-groupes

La méthode des sous-groupes telle que décrite dans la partie 3.3.3 apporte un traitement plus précis des résonances comparativement à la méthode de Livolant-Jeanpierre. De plus, elle est couplée à un maillage énergétique à 383 groupes, plus fin dans le domaine épithermique. Dans le **Tableau 18**, on présente l'impact de la méthodologie d'autoprotection sur le 6^{ème} d'assemblage couplé au maillage plus fin. On réalise ici un calcul avec la méthode de Livolant-Jeanpierre afin de voir si les résultats du schéma de calculs s'en trouvent détériorés. Ce résultat est comparé au calcul de la partie ci-dessus à propos du calcul assemblage avec autoprotection par la méthode des sous-groupes sans autoprotection étendue. Ainsi les différences entre les 2 calculs traduisent uniquement les modifications induites par la méthode des sous-groupes associée au maillage REL-383.

Tableau 18 Étude de l'impact de la méthode d'autoprotection (sans autoprotection étendue)

Méthode d'autoprotection		Livolant-Jeanpierre - 281g	Sous-groupes 383g
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-68	-80
	f	48	48
	η	-4	-4
	k_{∞}	-12	-22
$\pm \Delta_{\max} $ /plaque taux capture (%)	C	0,56 (p3)	0,90 (p1)
	D	1,14 (p3)	1,13 (p3)
	F	-0,37 (p1)	-0,37 (p1)
$\pm \Delta_{\max} $ /plaque taux fission (%)	total	-0,29 (p1)	-0,27 (p1)

Sur un assemblage standard, la méthode des sous-groupes semble n'avoir que peu d'impact sur le calcul réseau. On observe une légère amélioration de la prédiction du k_{inf} porté en totalité par une meilleure prédiction du facteur p traduisant l'absorption durant le ralentissement. En étudiant les biais groupe par groupe, très peu d'écart entre les 2 calculs est observé. Le groupe C semble être légèrement moins bien prédit par la méthode des sous-groupes. Mais cet impact reste faible, inférieur à 1%. La méthode des sous-groupes a donc un impact limité. Ceci peut s'expliquer, car la méthode de Livolant-Jeanpierre est aux configurations standards des réacteurs à eau légère contenant essentiellement de l'uranium et de l'eau. On verra par la suite que la méthode de sous-groupes est pertinente pour modéliser les barres de contrôle en hafnium, moins bien modélisées par la méthode traditionnelle de Livolant Jeanpierre.

3.3.5.4 Paramètres de calcul : pas des caractéristiques

Pour terminer cette étude, d'autres paramètres de calculs propres à la méthode utilisée ont été testés. La variation du pas de la méthode caractéristique a notamment été testée afin de voir si ce paramètre était convergé. Le **Tableau 19** présente les résultats de l'étude de convergence sur ce paramètre, tout autre paramètre étant égal par ailleurs. Un pas trop large occulterait certaines mailles du calcul, alors qu'un pas trop étroit augmenterait drastiquement le temps de calcul.

Tableau 19 Etude de convergence du pas des caractéristiques

Pas des caractéristiques (cm)	0,1	0,05	0,01	0,005
Biais AP3/TR4 k_{∞} (pcm)	+ 24	+ 10	+ 7	+ 7

Un pas des caractéristiques de 0,01 produit une valeur de k_{inf} qui semble convergée. On gardera donc cette valeur de pas pour la suite.

On dispose finalement d'un schéma de calcul réseau pour l'assemblage standard dont les résultats en réseau infini 2D semblent bons comparativement à une référence

TRIPOLI4®. Dans la suite, ce schéma de calcul sera utilisé pour générer un flux et donc des sections efficaces pour l'assemblage combustible en vue du calcul sur le cœur complet du RJH. La **Figure 46** montre pour l'assemblage standard le flux volumique calculé sur 2 plaques d'intérêts : les plaques 1 et 8. Dans chacune de ces plaques, le flux volumique est très semblable du fait du caractère relativement homogène de cet assemblage. Dans les 2 cas, le flux est relativement peu thermalisé avec un facteur 3 entre les maximums de flux rapide et thermique.

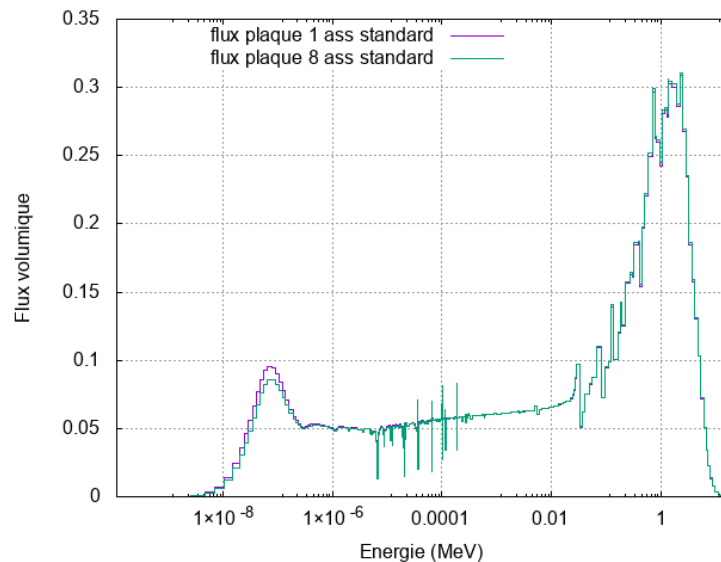


Figure 46 Flux volumique à 383 groupes dans les plaques de l'assemblage standard

3.4 TRANSITION RESEAU-CŒUR : LES MODELES DE FUITES

3.4.1 Nécessité d'un modèle de fuite

Le calcul en réseau infini tel que décrit dans la partie précédente suppose une extension spatiale infinie axialement et radialement du motif calculé. Dans cette configuration, les fuites de neutrons en dehors de la géométrie sont nulles. Le calcul des sections efficaces basées sur ce motif comportera donc forcément un biais dû à l'approximation. L'introduction d'un modèle de fuite va alors permettre de tenir compte de la taille finie de la géométrie pour la génération des sections efficaces. La stratégie adoptée consiste à faire l'hypothèse du mode fondamental. Il a été montré dans [17] que dans le cas d'un réseau infini et régulier, le flux pouvait s'écrire :

$$\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (56)$$

Dans cette hypothèse, $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est appelé « flux microscopique », et porte les variations fines dues flux dû à la complexité du motif. Ce terme est calculé via un calcul en

réseau infini tel que décrit précédemment par l'équation (29). Le terme en exponentielle porte l'information de la taille finie de la géométrie via le vecteur \vec{B} . En injectant l'expression du flux (56) dans l'équation (29), sachant que le terme source est proportionnel au flux, et en calculant le terme divergence, on obtient :

$$e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}} \cdot (i\vec{\Omega} \cdot \vec{B}\varphi(\vec{r}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}\varphi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}) \cdot \varphi(\vec{r}) - Q(\vec{r})) = 0 \quad (57)$$

L'équation de Boltzmann modifiée en (57) comporte un terme en plus traduisant les fuites de la géométrie : $i\vec{\Omega} \cdot \vec{B}\varphi(\vec{r})$. Ce terme peut être vu comme un « taux de fuite ». Il permet d'introduire dans l'équilibre de l'équation de Boltzmann la quantité de neutrons disparaissant par fuite de la géométrie.

Tout l'objectif du modèle de fuite va être de déterminer le vecteur \vec{B} imposant une valeur fixée du facteur de multiplication k_{eff} sur le motif. Dans le cas d'une recherche de criticité, la valeur ciblée est 1 par exemple. Ce processus de recherche du \vec{B} critique se fait généralement par itération. Les modèles de fuites sont donc autant de façon différente de calculer le terme de fuite de l'équation. Historiquement, le traitement des fuites se faisait par un modèle dit « B1 homogène » décrit dans la partie 3.4.2. La publication de Deniz [70] est la référence concernant les modèles de fuites homogènes. Plus récemment, les travaux dans [71] et dans [72] ont permis de rendre le calcul possible via un modèle dit « B1 hétérogène » explicité dans la partie 3.4.3.

3.4.2 Modèle homogène

Le modèle B1 homogène fait l'objet de la publication [73]. Comme son nom l'indique, il repose sur 2 hypothèses :

Tout d'abord, le terme source $Q(\vec{r})$ est traité selon une anisotropie d'ordre 1. Comme expliqué dans l'équation (22), et en reprenant l'expression du terme source dont les différentes composantes sont données dans l'équation(32), on a en se limitant à l'ordre 0 et 1 :

$$Q_i(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i'} \hat{\Sigma}_0^{i' \rightarrow i} \varphi_{i'} + \frac{3}{4\pi} \sum_{i'} \Sigma_{s,1}^{i' \rightarrow i} \vec{J}_{i'} \cdot \vec{\Omega} \quad (58)$$

Avec :

$$\hat{\Sigma}_0^{i' \rightarrow i} = \Sigma_{s,0}^{i' \rightarrow i} + \sum_{k=0}^N \frac{\chi_i}{k_{eff}} \nu_k \Sigma_{f,k}^{i'} \quad (59)$$

J_i est le courant homogène défini par :

$$\vec{J}_{i'} = \int_{4\pi} d^2\Omega \varphi_{i'} \vec{\Omega} \quad (60)$$

L'hypothèse de fuite homogène induit un calcul sur une composition unique homogénéisé du cœur. Le terme de fuite $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \varphi(\vec{r})$ s'annule. Avec ces 2 hypothèses, l'équation (57) devient :

$$(i\vec{\Omega} \cdot \vec{B} \varphi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}) \cdot \varphi(\vec{r})) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i'} \hat{\Sigma}_0^{i' \rightarrow i} \varphi_{i'} + \frac{3}{4\pi} \sum_{i'} \Sigma_{s,1}^{i' \rightarrow i} \vec{J}_{i'} \cdot \vec{\Omega} \quad (61)$$

Par diverses opérations mathématiques détaillées dans [71], on obtient le système d'équations B₁ homogène donnant \vec{B} connaissant le flux et le courant.

Le modèle de fuite homogène suppose que les fuites de neutrons sont les mêmes dans toutes les directions de la géométrie. La norme du vecteur \vec{B} est donc la même pour chaque direction.

Dans [70], Deniz définit le coefficient de fuite homogène D_g défini de manière à ce que $D_B^g B^2 = i\vec{\Omega} \cdot \vec{B}$ assimilable à la « section efficace de fuite ». On a alors $D_B^g = \frac{i j_g}{B \varphi_g}$. Le traitement du terme de fuite revient donc au calcul de B et de D_B^g . Pour se faire, un premier calcul sans fuite est réalisé afin de déterminer le flux et le courant. Puis, les équations B₁ homogènes sont résolues avec k_{eff} imposé afin de déterminer les valeurs de B et de D_B^g . La section de fuite $D_B^g B^2$ peut alors être calculé et ajouté à la section de disparition des neutrons par réaction $\Sigma(\vec{r})$. La section de disparition des neutrons est la somme de ces 2 termes. La démarche peut alors être itérée jusqu'à la détermination du $D_B^g B^2$ permettant d'atteindre la valeur de k_{eff} . Le flux et les sections efficaces homogénéisées/condensées seront alors corrigés avec le modèle de fuite.

Ce modèle homogène a l'avantage d'être assez simple de mise en œuvre, et permet d'avoir une première approximation des fuites. Cependant, la démarche présente quelques limites inhérentes au modèle. Tout d'abord, le traitement homogène du motif ne permet pas de définir des directions de fuites privilégiées. En effet, le coefficient de fuite n'est caractérisé que par une valeur : B. Or dans un réacteur constitué d'assemblage cylindrique en 3 dimensions, les neutrons pourront fuir, soit selon l'axe z (axialement), ou dans le plan (x,y). En effet, le libre parcours des neutrons est dans la direction axiale très différent dans la zone combustible et dans la zone caloporteur. Cet aspect induit des fuites axiales préférentielles des neutrons. La proportion des fuites axiales et radiales dépend essentiellement des caractéristiques géométriques de l'assemblage. Ceci n'est pas pris en compte dans le modèle homogène. Enfin, l'homogénéisation gomme les hétérogénéités du motif. Or dans un réacteur tel que le RJH, de nombreuses hétérogénéités sous-critiques absorbantes ou purement diffusantes sont insérées. Elles doivent être traitées en prenant en compte un environnement nourricier (traitement par cluster fissile) comme on le verra dans les parties 3.5 et 4. Avec le modèle B1 homogène, il n'est pas possible d'évaluer les

fuites entre l'élément étudié et l'environnement fissile. Pour résoudre ces problèmes, le modèle de fuite B_1 hétérogène a été développé, et est disponible dans APOLLO3®.

3.4.3 Modèle de fuite hétérogène d'APOLLO3®

Le modèle de fuite hétérogène repose comme pour le modèle homogène sur la détermination d'un taux de fuite imposant la valeur de k_{eff} . L'approximation B_1 est de nouveau faite pour modéliser les sections de transfert. Cependant, la géométrie n'est pas homogénéisée, le terme d'échange entre volumes $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \varphi(\vec{r})$ ne s'annule donc pas lors de l'établissement des équations B_1 hétérogènes et induit un traitement plus complexe.

La mise en place du modèle hétérogène permet d'aller au-delà des principales limites du modèle homogène et de traiter les fuites de neutrons préférentielles encore appelées effet « streaming ». Il permet d'introduire des directions privilégiées de fuites. Ainsi, le vecteur \vec{B} possède 3 composantes selon les 3 axes de la géométrie : B_x, B_y et B_z . De plus, la description hétérogène de la géométrie permet de tenir compte des échanges entre les différentes zones de la géométrie pour les configurations de type cluster.

Le modèle de fuite hétérogène n'étant pas l'objet principal de ce travail, les développements dont fait l'objet ce modèle ne sont pas présentés ici. Ces modèles ont été explicités en 1997 par Petrovic et Benoist [73], et repris en 2016 dans [71].

3.4.4 Stockage de l'information réseau

Le rôle principal du calcul réseau est de déterminer un flux fin sur l'assemblage afin de pouvoir homogénéiser/condenser les sections efficaces sur les zones souhaitées pour un maillage énergétique donné. Dans le cas du sixième d'assemblage du RJH, il a été choisi de réduire au minimum l'homogénéisation. Ainsi, seuls la gaine et le combustible sont homogénéisés entre eux. Ce choix permettra au niveau du calcul cœur de mener les calculs sur le cœur avec des sections efficaces et compositions caractéristiques de chaque type de plaque combustible. La **Figure 47** montre le passage d'une géométrie de calcul de flux avec la représentation des gaines à une géométries homogénéisées en prévision du calcul cœur. On remarque avec les couleurs que 8 compositions combustibles étaient définies pour représenter chacune des plaques du sixième d'assemblage. Cette différenciation permet de traiter chaque plaque séparément pour l'autoprotection. Avec l'homogénéisation, on ne conserve plus qu'une seule composition combustible homogénéisée avec la gaine.

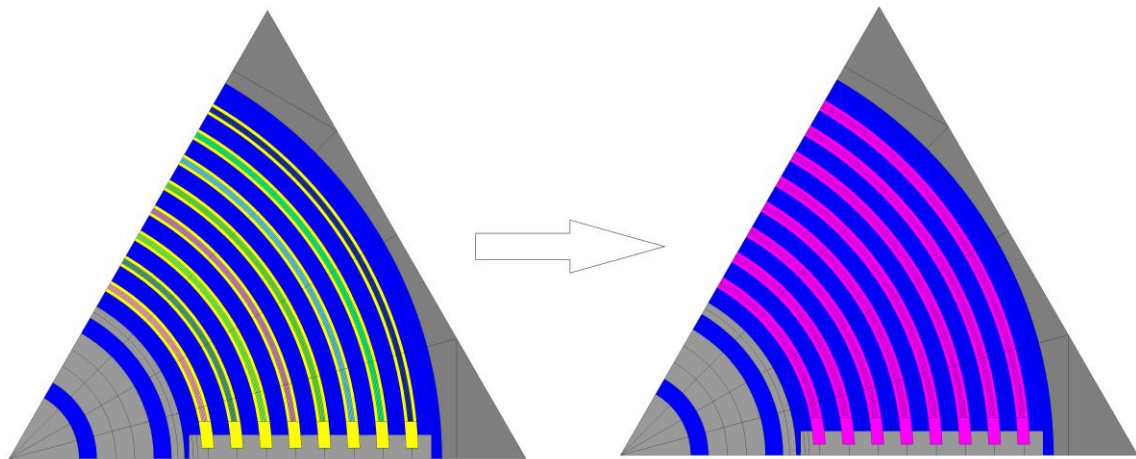


Figure 47 Comparaison géométrie de calcul réseau (à gauche) et homogénéisée (à droite)

Énergétiquement, le calcul réseau se fait généralement à quelques centaines de groupes (ici 383 groupes). L'étape de condensation ramène ce nombre de groupes à une dizaine pour le calcul cœur. Dans le cas du schéma HORUS3D/N, 6 groupes étaient utilisés pour mener le calcul cœur. Dans le cas actuel, on a construit un maillage énergétique à 11 groupes plus précis.

Le fichier MPO (Multi-Parameterized Output) généré à la suite du calcul d'homogénéisation permet de stocker les informations de compositions et de sections efficaces pour chaque zone. Ce fichier est l'équivalent des SAPHYB d'APOLLO2. Il permet de faire la transmission d'informations du calcul réseau vers le calcul cœur. Dans ce fichier sont aussi stockés les paramètres du modèle de fuite (coefficient de fuite, vecteur \vec{B}).

3.5 TRAITEMENTS DES HETEROGENEITES REFLECTEURS

Le traitement des réflecteurs dans le cœur du RJH pose les limites du réseau infini. En effet, les réflecteurs pouvant dans le cas du RJH être considérés comme des hétérogénéités un calcul en réseau infini n'est pas possible. Dans cette partie, la condensation/homogénéisation adoptée pour les réflecteurs sera explicitée.

3.5.1 Le réflecteur radial

3.5.1.1 Caractéristique neutronique du réflecteur radial

Le réflecteur radial d'un point de vue technologique désigne uniquement la zone en béryllium dans laquelle s'inséreront les expériences en réflecteur. Comme on l'a vu dans la partie 3.1, ce réflecteur est simplifié en une structure unique incluant les éléments expérimentaux en réflecteur, et les trous d'eau en plus du béryllium. Cette simplification

est assumée dès le départ, et est faite également dans les calculs de références Monte-Carlo.

Dans la suite, lorsque l'on parlera du réflecteur radial, on désignera l'ensemble des structures de la géométrie du cœur 2D radial se trouvant en dehors des 37 alvéoles contenant le combustible. Une représentation de cette structure est présentée **Figure 48**.

Le réflecteur radial est composé en majorité de béryllium. Ce matériau peut être utilisé comme modérateur dans certains réacteurs nucléaires[74]. Cependant, dans le cas du RJH, c'est surtout sa caractéristique de source complémentaire de neutrons qui est recherchée. Il permet ainsi de renvoyer une partie des neutrons vers le cœur.

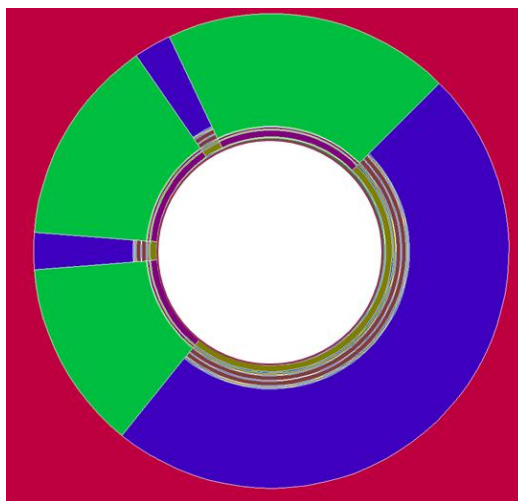


Figure 48 Réflecteur radial simplifié de la géométrie RJH étudiée

3.5.1.2 Modélisation du réflecteur radial : MOC2D cœur

La modélisation du réflecteur radial du cœur du RJH se fait via un calcul MOC-2D sur le cœur complet. Cependant, un calcul à 383 groupes sur le cœur complet, même en 2D n'étant pas envisageable, une première condensation des sections efficaces du réflecteur a été réalisée de 383 groupes à 41 groupes. Le maillage spatial utilisé pour ce calcul est présenté **Figure 49**. Ce calcul est réalisé en réseau infini sur un sixième de cœur avec la méthode des caractéristiques, des conditions aux limites de réflexion et un maillage spatial à 383 groupes. C'est une géométrie de type « cluster », permettant de calculer l'hétérogénéité réflecteur radial qui est un milieu non multiplicateur avec du combustible jouant le rôle de source neutronique.

Pour garantir un temps de calcul acceptable, un pré-calcul d'un assemblage combustible seul, en réseau infini tel que décrit dans la partie 3.3 permet d'autoprotéger les sections efficaces et d'homogénéiser sur cet assemblage les compositions en une composition unique homogène. Ainsi, la géométrie du sixième de cœur ne nécessite pas de représenter chacune des plaques combustibles.

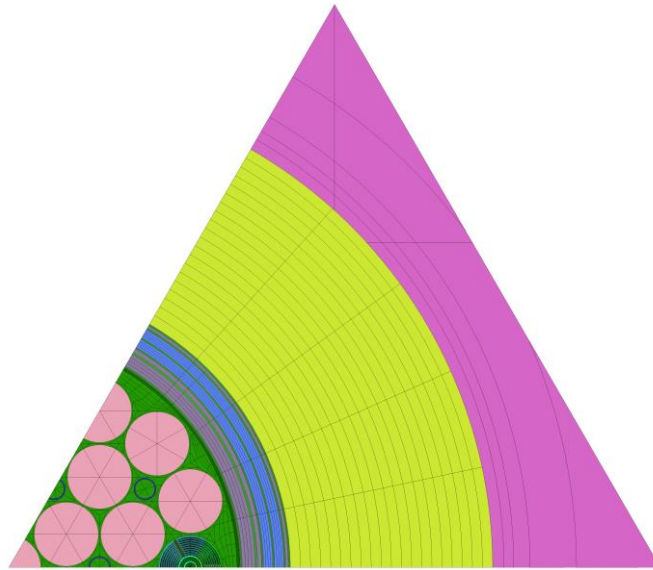


Figure 49 Géométrie de condensation des sections efficaces réflecteur de 383 groupes à 41 groupes

Le calcul sur la géométrie du cœur complet en 2D est réalisé avec la méthode des caractéristiques. Ce calcul utilise, d'une part les sections efficaces condensées à 41 groupes en réseau infini après autoprotection pour les assemblages combustibles. D'autre part, pour les sections efficaces du réflecteur radial, les sections efficaces condensées à 41 groupes sur le sixième de cœur en réseau infini sont utilisées. Le découpage énergétique à 41 groupes est un découpage intermédiaire permettant de préserver les grandes résonances de l'uranium 238.

Une étude de convergence sur le maillage dont un zoom est présenté **Figure 50** a montrée qu'il était nécessaire de raffiner finement les lames d'eau du réflecteur afin de limiter les biais sur les assemblages périphériques. Ainsi quatre mailles permettent de découper radialement les lames d'eau du réflecteur. Finalement ce calcul fin permet de déterminer précisément les sections efficaces condensées à 11 groupes du réflecteur radial en vue du calcul cœur 3D. Il est réalisé sur la géométrie **Figure 51**.

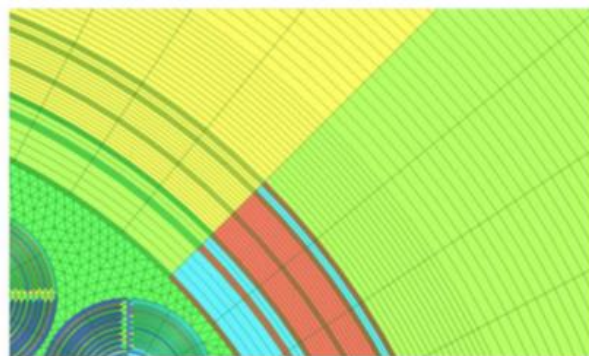


Figure 50 Zoom sur le maillage du réflecteur radial

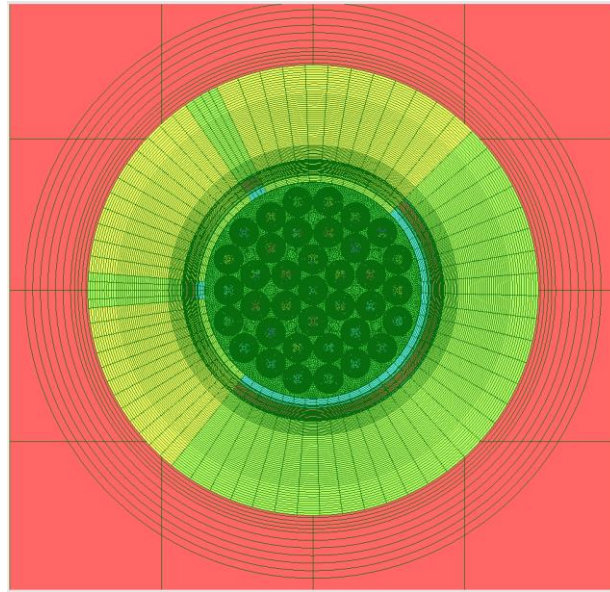


Figure 51 Géométrie du calcul MOC2D cœur complet

La **Figure 52** résume cette démarche du calcul du réflecteur radial. L'ensemble de ces calculs permet de générer un jeu de sections efficaces pour l'ensemble des milieux du réflecteur radial dans une librairie multi paramétrée en vue du calcul cœur en 3D. Pour ces compositions, comme on le voit sur la **Figure 51**, une distinction est faite entre les compositions béryllium, eaux et aluminium du réflecteur radial selon qu'ils se trouvent face à un écran en zirconium, ou directement face au combustible.

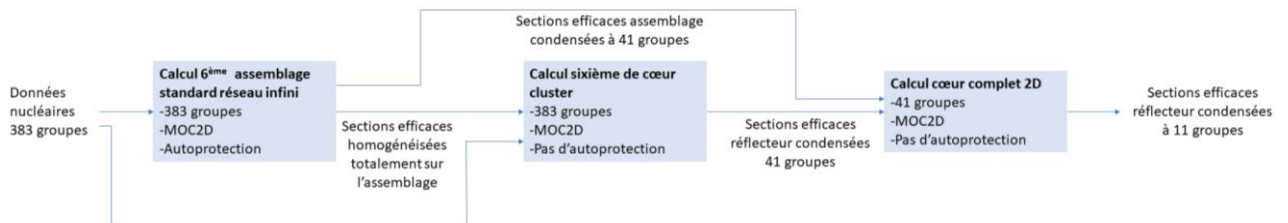


Figure 52 Démarche schématique de détermination des sections efficaces condensées pour le réflecteur radial

3.5.2 Les structures axiales

Après avoir déterminé les sections efficaces pour le réflecteur radial, il est nécessaire de déterminer également les sections efficaces homogénéisées/condensées pour les structures axiales afin de pouvoir mener un calcul en 3D. Pour déterminer ces sections efficaces, un calcul utilisant la méthode des caractéristiques en 3D a été mené.

Les structures axiales en haut en en bas du cœur prolonge le combustible uniquement, avec une succession aluminium-aluminium boré-aluminium en haut du cœur, et de

l'aluminium seul en bas du cœur. Le calcul MOC-3D étant très coûteux la modélisation du combustible pour ce calcul a été faite uniquement par un douzième d'assemblage. La géométrie du calcul MOC-3D est donc une extrusion axiale de la géométrie du douzième d'assemblage sur toute la hauteur du cœur. Les compositions des hétérogénéités axiales remplacent celles du combustible en haut et en bas du cœur. La géométrie utilisée pour ce calcul est présentée **Figure 53**. Neuf mailles axiales sont utilisées pour modéliser le combustible. Enfin, l'autoprotection des sections efficaces ne pouvant se faire qu'en 2D, un pré-calcul d'assemblage combustible permet de générer des sections efficaces autoprotégées pour ce calcul.

Ce calcul permet de condenser les sections efficaces de 383 groupes à 11 groupes pour les compositions d'aluminium boré, d'aluminium en haut du cœur et en bas du cœur. Trois jeux de sections efficaces sont donc extraits de ce calcul dans une librairie multi paramétrée.

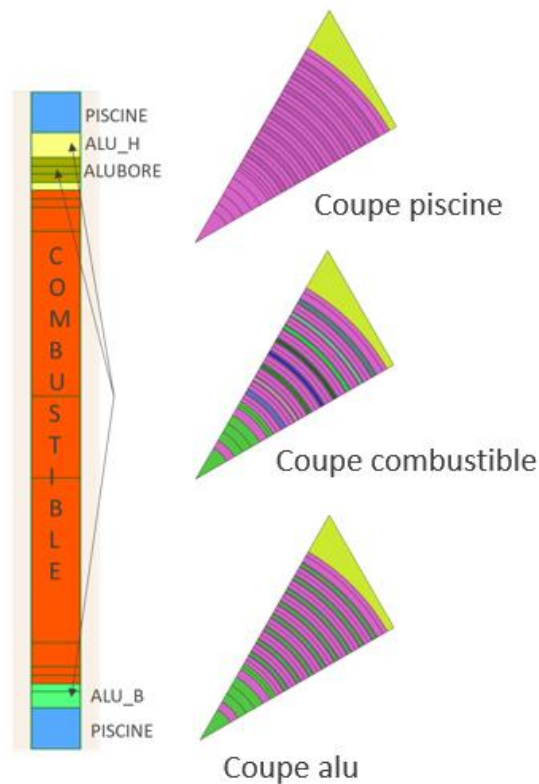


Figure 53 Géométrie de calcul MOC-3D pour structures axiales

3.6 DEUXIEME ETAPE : MODELISATION DU CŒUR EN CONFIGURATION STANDARD

Une fois le calcul réseau réalisé, et les MPO générées, le calcul cœur peut être mené afin de déterminer l'état du cœur à l'instant initial. Dans ce chapitre sera développée la partie cœur du schéma de calcul. Les options du nouveau schéma tirent parti des dernières avancées du code APOLLO3® afin de pouvoir déterminer aussi précisément que possible la réactivité, et les puissances en tout point du cœur.

3.6.1 Options de calcul envisagées pour l'étape cœur

Le maillage tel qu'utilisé dans la modélisation HORUS3D/N ne permet pas la modélisation plaque par plaque du flux et des taux de réaction. Ce maillage découpe l'assemblage combustible en secteurs concentriques homogénéisant donc les plaques combustibles dans une même composition. C'est pourquoi une nouvelle modélisation du maillage est créée avec le programme de CAO ALAMOS [75]. La géométrie créée par ALAMOS est affichée **Figure 54**. ALAMOS permet de générer une géométrie industrielle volume par volume en 2D. L'extension 3D de la géométrie se fait manuellement directement dans le fichier texte de la géométrie générée.

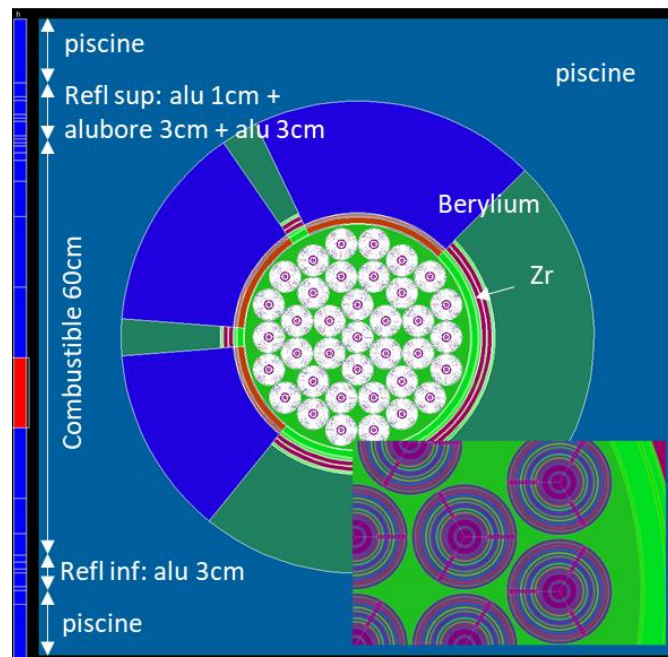


Figure 54 Géométrie APOLLO3® pour le calcul cœur nu 3D

Pour cette modélisation, il est nécessaire de modéliser les 8 plaques combustibles de chaque tiers d'assemblage. Comme il a été choisi d'homogénéiser la gaine et le combustible, seulement 8 volumes sont nécessaires pour modéliser ces structures. Un volume pour modéliser le raidisseur en aluminium, et 9 volumes pour les lames d'eau entourant chacune des plaques. Au centre de l'assemblage, on retrouve 3 cylindres

concentriques d'aluminium entourant 2 lames d'eau. Tout compte fait, la modélisation d'un tiers d'assemblage par ALAMOS en 2D nécessite 23 volumes. Finalement, la modélisation des 37 assemblages nécessite $23 \times 3 \times 37 = 2664$ volumes en 2D.

Pour la modélisation du casier, il a été choisi d'homogénéiser la matrice en aluminium et les éléments inter-assemblages. Un seul volume est donc nécessaire. Pour la modélisation du réflecteur et de la piscine, le choix du réflecteur simplifié tel qu'adopté lors du calcul TRIPOLI4® de référence (cf. partie 3.1) a été fait. Cela ajoute 56 volumes. Finalement, 2720 volumes sont utilisés pour la géométrie d'une tranche de cœur nu du RJH générée par ALAMOS.

Axialement, la même géométrie doit être utilisée sur toute la hauteur du cœur. L'attribution de compositions différentes selon les côtes prises, soit dans la zone fissile, soit dans le réflecteur axial soit dans la piscine permettra de décrire l'hétérogénéité axiale du cœur. Comme on le voit **Figure 54**, 27 tranches axiales ont été créées pour le cœur nu dont 12 dans la zone fissile. Ceci représente un total de 73440 volumes pour la modélisation en 3D du RJH.

Concernant les compositions et sections efficaces nécessaires pour ce calcul, on a vu dans la partie précédente que 10 jeux de compositions/sections efficaces étaient calculés à l'issue du calcul réseau lors de la phase d'homogénéisation/condensation. Pour le réflecteur radial et le casier, le calcul MOC2D de la géométrie du cœur complet a permis de déterminer les bibliothèques multi paramétrées. Il a été homogénéisé en 9 compositions. Enfin, concernant le réflecteur axial, le calcul MOC3D a permis de générer un autre fichier MPO contenant 3 compositions différentes (ALU_H, ALU_B et ALUBORE). Finalement, 3 fichiers de MPO sont utilisés en entrée du calcul cœur : un premier représentatif de l'assemblage, un second représentatif des structures radiales du réflecteur et un troisième pour les structures axiales du réflecteur.

Le solveur MINARET d'APOLLO3® utilisé pour la résolution de l'équation du transport sur le cœur du RJH utilise un maillage à base d'éléments triangulaires conformes (en 2D), et de prisme à base triangulaire (en 3D). Le maillage est créé directement par le solveur à partir de la géométrie de sortie d'ALAMOS en spécifiant des paramètres d'objectifs de taille de mailles. Une coupe radiale de ce maillage est présentée **Figure 55**.

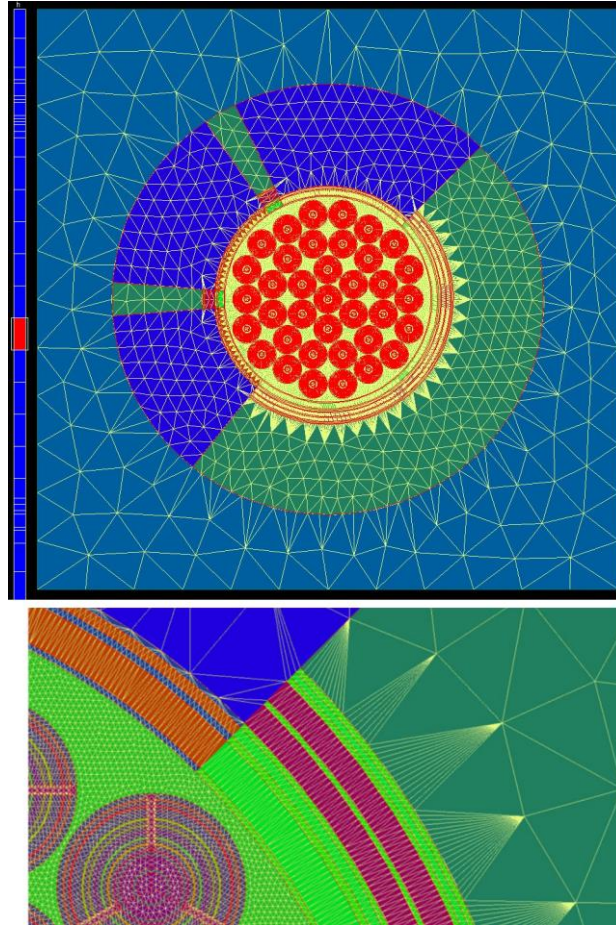


Figure 55 Coupe radiale du maillage généré par le mailleur de MINARET pour le cœur nu

La finesse des plaques combustible contraint d'imposer des mailles très fines dans le combustible et les structures avoisinantes. Cependant, imposer de tels paramètres sur la totalité du cœur n'est pas envisageable, le nombre de mailles atteint ne permettrait pas la résolution du problème avec les outils à disposition. De plus, mailler aussi finement des structures telles que la piscine ou le réflecteur en béryllium, là où la variation du flux est faible spatialement n'a que peu d'intérêt. La fonctionnalité d'APOLLO3® permettant d'imposer des paramètres de mailles différents selon la nature des volumes maillés dans la géométrie a été utilisée. En annexe 2 est présenté un extrait du code détaillant la stratégie de maillage de la géométrie cœur maillage (f_x désigne le paramètre d'objectif de maille).

Énergétiquement, un maillage à 11 groupes a été créé pour le calcul cœur. Ce découpage est issu du maillage 6 groupes utilisé dans HORUS3D/N auquel on a rajouté 5 groupes afin de mieux découper le flux. Les bornes de ce maillage sont données dans le **Tableau 20**. Les bornes du maillage à 6 groupes sont indiquées **en gras**.

Tableau 20 Découpage énergétique à 11 groupes utilisé pour le calcul cœur d'APOLLO3®

N°	0	1	2	3	4	5
Energie	19,7 MeV	4,71 MeV	0,95 MeV	0,20 MeV	24,8 keV	9,1 keV
N°	6	7	8	9	10	11
Energie	51,9 eV	4,0 eV	0,625 eV	0,14 eV	34 meV	0,01 meV

Les options du nouveau schéma sont détaillées dans le **Tableau 21**.

Tableau 21 Options de calcul de la partie cœur nu du schéma APOLLO3®

Conditions aux limites	VACUUM
Nombre mailles radiales	159817 mailles
Nombre mailles axiales	33 mailles
Solveur-Méthode de résolution	MINARET-DGFEM
Découpage multigroupes	11
Anisotropie	3
Découpage angulaire	$S_{\text{produit},302} \rightarrow 72$ directions angulaires
Ordre des éléments finis axiaux	1
Ordre des éléments finis radiaux	1
Précision sur le k_{eff}	1 pcm
Précision sur le flux	10^{-3}
Nombre max d'itérations internes	1
Nombre max d'itérations externes	100
Modèle de fuites assemblage combustible	B1 homogène

Enfin, il a été choisi pour ce modèle des éléments finis d'ordre 1. Cela signifie que la valeur du flux au sein d'une même maille suit une loi linéaire. MINARET permet d'ajuster cet ordre de 0 (flux constant au sein d'une maille) à 2 (variation quadratique du flux au sein d'une maille). La résolution est faite par la méthode des éléments finis discontinus de GALERKIN.

3.6.2 La méthode des éléments finis discontinus de GALERKIN (DG-FEM)

La méthode des éléments finis discontinus de Galerkin a été introduite pour la première fois en 1973 [76], puis a été approfondie et en 1974 dans [77] appliqué à l'équation du transport des neutrons. Cette méthode devient pertinente lorsque de grandes géométries doivent être traitées avec un grand nombre de mailles, notamment en 3D. Dans ce cas, pour le traitement des problématiques sur le cœur complet la méthode des caractéristiques est trop coûteuse en termes de temps de calcul et de ressources.

La méthode DG-FEM a pour principal avantage d'avoir des conditions aux limites discontinues à l'interface entre les éléments finis, contrairement au traitement par éléments finis classique. Ceci permet d'éviter l'apparition d'oscillations non physiques parfois fortes aux interfaces amenées par un traitement par éléments finis continus. Cette

méthode est particulièrement adaptée au traitement des problèmes dont le terme de premier ordre est dominant comme l'équation du transport des neutrons. De plus, cette méthode permet de résoudre plus localement l'équation du transport, maille par maille. Cette caractéristique autorise donc la parallélisation du calcul pour réduire son temps de traitement. De plus, ces méthodes sont naturellement adaptées à des géométries non structurées définies par plan et pour lesquelles il n'existe peu ou pas de symétrie, comme pour la géométrie du RJH.

Le solveur MINARET pour la méthode DG-FEM utilise un maillage **triangulaire conforme non structuré** de la géométrie :

- Un maillage est dit structuré lorsque la localisation des nœuds qui le constituent est entièrement défini par des indices. Le nombre d'indice étant égal à la dimension géométrique du problème.
- Un maillage est dit conforme si chacune des arêtes rejoignant 2 nœuds adjacents du maillage et dont l'un au moins n'est pas situé sur le bord du domaine, est une arête commune à 2 mailles adjacentes.

La **Figure 56** illustre ces différentes notions sur un maillage triangulaire :

- Conforme et non structuré (à gauche)
- Conforme et structuré (au centre)
- Non conforme et non structuré (à droite)

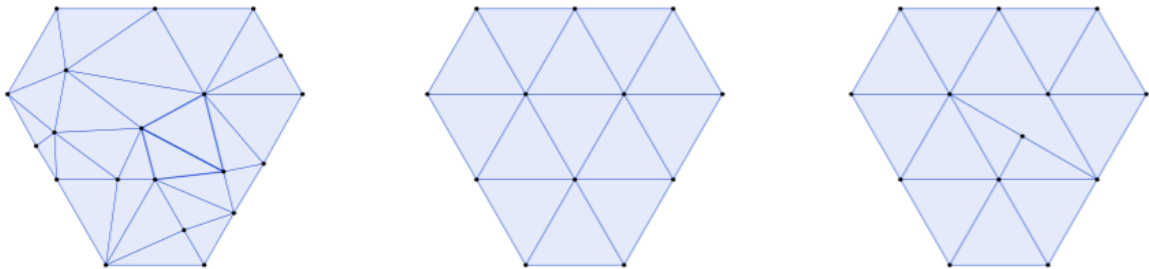


Figure 56 Illustration de maillage triangulaire

Comme pour la méthode des caractéristiques, cette méthode résout en espace l'équation du transport mono-énergétique et mono-angulaire (direction Ω). Comme pour la méthode des éléments finis continus, elle repose sur la résolution de la forme faible de l'équation. Ainsi, en multipliant les termes par une fonction w continue sur la maille d'étude K , et en intégrant sur ce domaine, on obtient la forme faible de l'équation :

$$\int_K w \cdot (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}_r + \Sigma(\vec{r})) \cdot \Psi(\vec{r}) = \int_K w \cdot q(\vec{r}) \quad (62)$$

Tout l'enjeu est le traitement du terme de fuites des neutrons $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}_r$. En réalisant une intégration par partie puis en appliquant le théorème de flux-divergence (Green-Ostrogradski), on fait apparaître une intégrale sur le bord de la maille étudiée. Après intégration et traitement mathématiques présentés dans le manuscrit de thèse de N. Odry [78] on obtient l'équation à résoudre :

$$\oint_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_{ext} < 0} \vec{\Omega} \cdot \vec{n}_{ext} (\Psi_h^{out} - \Psi) w. dS + \int_K (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}_r (\Psi \cdot w) + \Sigma(\vec{r}) \cdot \Psi \cdot w) = \int_K w \cdot q(\vec{r}) \quad (63)$$

On voit apparaître le terme d'intégrale curviligne permettant le transfert d'information d'une maille contigüe à l'autre et autorisant la discontinuité du flux. Pour une maille donnée, en définissant \vec{n}_{ext} la normale au bord étudié sortante, il vient 2 possibilités pour chaque bord de maille :

- $\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_{ext} > 0$ Le bord est dit non éclairé : ∂K^+
- $\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_{ext} < 0$ Le bord est dit éclairé : ∂K^-

La notion de bord éclairé est illustrée **Figure 57** :

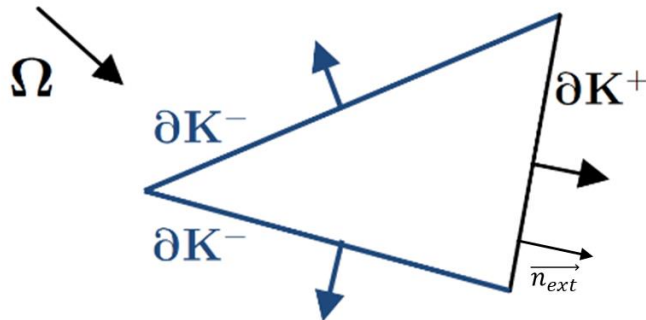


Figure 57 Bords éclairés sur une mailles triangulaire

Dans l'équation (63), le flux Ψ_h^{out} représente pour le bord éclairé le flux dans la maille contigüe avant le passage de la frontière. Il est défini par :

$$\Psi_h^{out} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^-} \Psi(\vec{r} + \varepsilon \vec{\Omega}) \quad (64)$$

La résolution se fait de proche en proche via un front de propagation de frontière éclairée en frontière non éclairée après avoir fixé une condition aux limites au bord du domaine. Dans ces conditions, le flux Ψ_h^{out} a été déterminé lors du calcul traitant de la maille précédente. Il porte toute l'information utile du flux angulaire de la maille précédente, et découple son calcul de la maille en cours de traitement. Il est donc tout à fait possible d'introduire une discontinuité à la frontière.

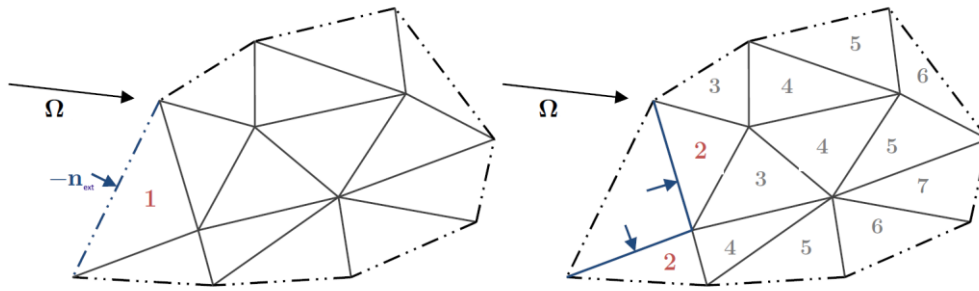


Figure 58 Schéma du balayage 2D pour la méthode des éléments finis discontinus de Galerkin

Lors d'un calcul en 3D, le terme de transfert d'information entre mailles est doublé d'un terme traduisant l'échange d'information entre mailles axiales. La **Figure 58** issue de [78] schématise le front de propagation de la résolution par la méthode DG-FEM. On observe que si le premier calcul, en bordure du domaine est nécessaire aux calculs des autres mailles, les calculs suivants pourront être découplés aux frontières non éclairées et donc être parallélisés sur plusieurs unités de calcul.

Finalement, la résolution sur une maille se fait par décomposition du flux à calculer sur une base de polynômes. Dans le cas du solveur MINARET, la base d'interpolation repose sur les polynômes de Lagrange. Généralement l'interpolation utilisée est de dimension 1,2 ou 3. La résolution par maille revient donc à déterminer les paramètres de cette interpolation, et repose sur des méthodes d'inversion de matrice.

3.6.3 Résultats du nouveau schéma sur le cœur nu

3.6.3.1 Calcul de référence Monte-Carlo

La résolution de l'équation du transport sur le cœur nu en 3D a dans un premier temps été réalisée avec TRIPOLI4® dans les mêmes conditions que pour le calcul réseau : (20000 batches, 20000 particules). Ce calcul permet de déterminer les grandeurs de référence sur cette configuration du cœur sans hétérogénéités, mais aussi d'analyser la physique du cœur.

Le **Tableau 22** donne la valeur du k_{eff} sur cette configuration 3D du cœur du RJH. Ce calcul de la réactivité dans cette configuration du cœur nu reste très élevé. Cette valeur s'explique cependant du fait que le cœur est neuf avec un combustible enrichi à 27%, et qu'aucune barre de contrôle n'est insérée.

Tableau 22 k_{eff} TRIPOLI4® coeur nu

k_{eff} référence (TRIPOLI4®)	Incertitude 2σ
1,2846	16 pcm

Concernant les taux de fission dans le cœur, la **Figure 59** présente ces taux pour chacune des 888 plaques du cœur. Comme on pouvait s’y attendre physiquement, l’absence d’hétérogénéités implique un maximum de taux de fission atteint au centre du cœur, là où le comportement du cœur se rapproche le plus de celui du réseau infini. En s’éloignant du centre, l’influence du milieu extérieur non fissile se fait ressentir par une baisse progressive du taux de fission. Sur la dernière plaque, au contact du réflecteur on observe la remontée du taux de fission dû à l’effet réflecteur. En effet, les neutrons fuyant du cœur à l’interface cœur-réflecteur sont ralentis puis renvoyés vers le cœur et permettent d’induire de nouvelles fissions [79]. Cet effet est donc logiquement plus marqué pour les plaques combustibles au nord-ouest du cœur qui sont en contact direct avec le béryllium. Sur le côté sud-est opposé, l’écran en zirconium réduit légèrement l’influence de cet effet réflecteur en limitant la remontée du taux de fission. Cet écran induit donc un déséquilibre dans la nappe de puissance du RJH malgré une configuration de cœur sans hétérogénéités.

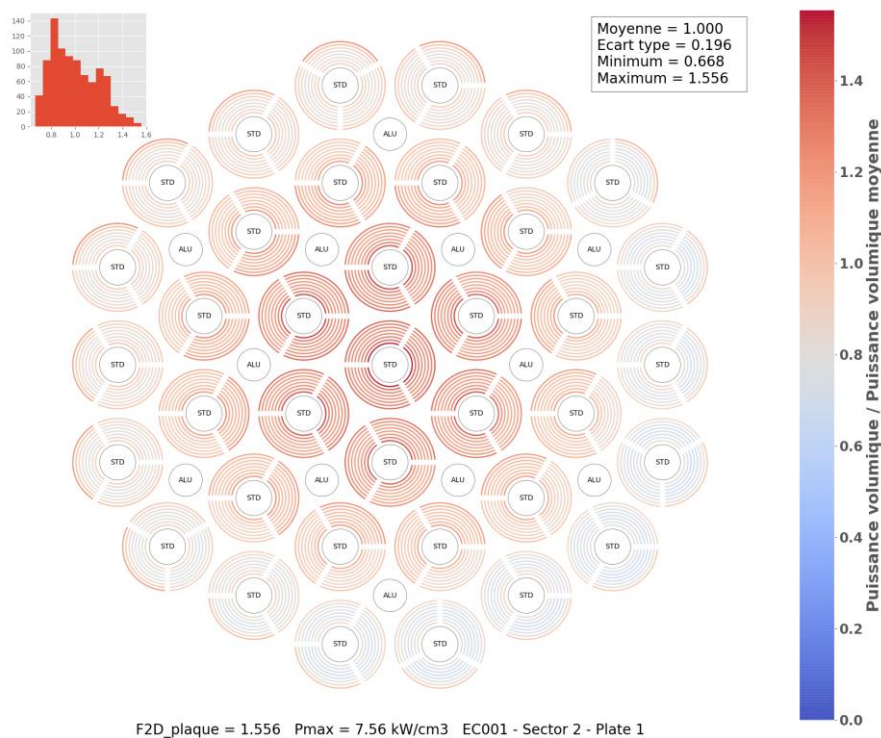


Figure 59 Carte radiale des puissances volumiques dans le cœur nu (normalisées à la puissance moyenne)

La **Figure 60** présente le profil axial du taux de fission dans une des plaques les plus centrales du cœur. L’absence d’hétérogénéités axiale dans le cœur induit un profil de taux de fission avec un maximum atteint à la mi-hauteur du cœur et décroissant progressivement à mesure que l’on se rapproche des extrémités hautes et basses du cœur. À l’extrémité inférieure du cœur, on observe là encore une remontée nette du taux de

fission sur les derniers centimètres. Cette remontée est aussi due à l'effet réflecteur renvoyant les neutrons vers le cœur. Ce phénomène est très localisé spatialement, et la remontée du taux est franche atteignant sur l'extrémité basse du cœur environ 85 % du taux volumique observé au centre du cœur. Ce phénomène justifie le maillage aux extrémités du cœur. Sur l'extrémité supérieure, une plaquette borée est placée afin d'absorber les neutrons, et limiter ce phénomène. On n'y observe donc pas d'effet réflecteur.

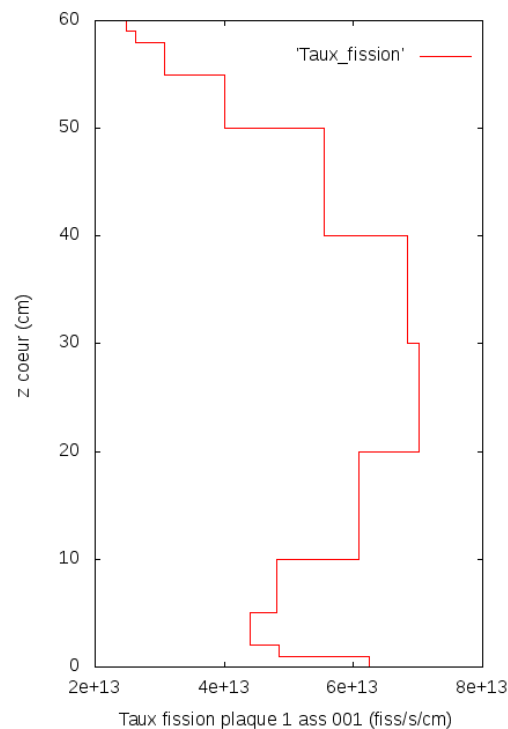


Figure 60 Profil de taux de fission axial dans la plaque combustible 001_1_1

3.6.3.2 Résultat du schéma APOLLO3® : biais à la référence

Après avoir étudié le comportement du cœur ayant permis de bâtir le schéma de calcul cœur déterministe, dans cette partie, on va étudier les biais de ce schéma de calcul avec la référence TRIPOLI4®. Dans le cas du calcul déterministe, on trouve un k_{eff} de **1,29136**, soit un biais de **+408 pcm** avec la référence TRIPOLI4®.

La **Figure 61** montre pour chacune des plaques combustibles, les biais atteints par rapport au calcul de référence. L'une des principales avancées de ce schéma de calcul est de pouvoir déterminer ces taux de réaction plaque par plaque directement par le calcul déterministe APOLLO3®. Jusqu'à maintenant, ces taux étaient calculés à partir du taux de fission de l'assemblage via des modèles de reconstruction.

Les biais sur les taux de fission varient entre -4,29% et +3,42 %. La localisation de ces biais sur le cœur ne semble pas dégager une zone particulière concentrant tous les biais les plus importants, mais est répartie de manière assez homogène sur le cœur.

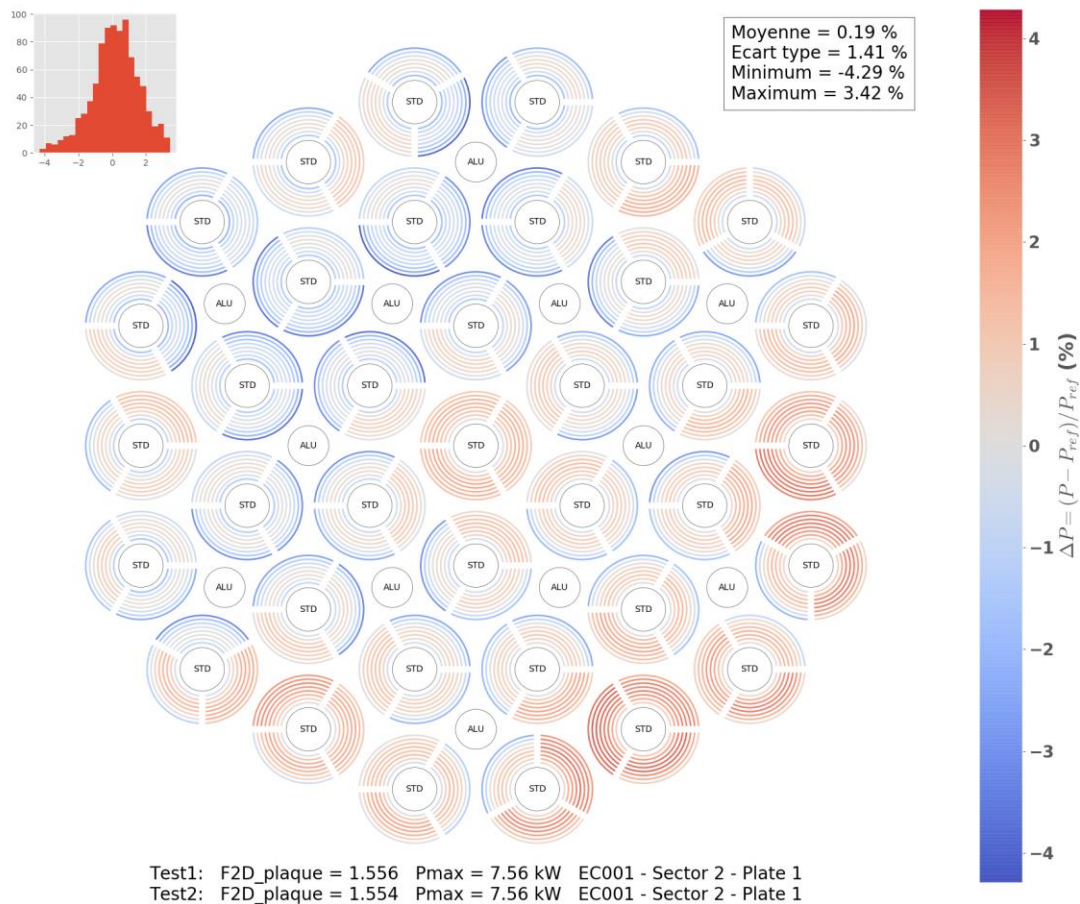


Figure 61 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® pour les taux de fission radiaux sur le cœur nu

Le **Tableau 23** met en relation le biais à la référence obtenu avec le nouveau schéma de calcul comparativement à une configuration proche calculée avec le schéma de calcul HORUS3D/N. Le schéma HORUS3D/N adopte un maillage du cœur ne permettant pas de discrétiser les plaques combustibles, les taux de fission par plaque, et les biais à la référence associés y sont donc calculés par des modèles de reconstruction, via des modèles préétablis à partir de la puissance globale des assemblages. Pour le schéma de calcul APOLLO3-RJH®, les taux de fission par plaque sont calculés directement par le solveur neutronique déterministe MINARET. Ceci constitue une avancée majeure du schéma de calcul.

Tableau 23 Comparaison des biais sur la réactivité en les taux de fission sur le cœur nu

	Biais k_{eff}	$\Delta_{fission, min}$	$\Delta_{fission, max}$	Ecart type
APOLLO3-RJH®	+408 pcm	-4,3 %	3,4 %	1,4
HORUS3D/N	-320 pcm	-5,3 %	6,6 %	2,1

L'écart type défini ici est la racine carrée de la moyenne des écarts absolus au carré entre le calcul de référence TRIPOLI4® et le calcul déterministe pour la configuration

considérée. Il mesure la dispersion des biais par rapport à la moyenne des biais qui par construction est nulle. En effet, les calculs sont tous normalisés de la même manière à une puissance de 100 MW_{th}.

On observe que l'écart en réactivité passe de sous-prédictif à sur-prédictif pour le nouveau schéma de calcul en gardant toutefois une valeur absolue comparable entre les deux schémas de calcul. En revanche, le nouveau schéma de calcul APOLLO3-RJH® permet d'améliorer grandement la prédiction des taux de fission par plaques. Alors que le schéma HORUS3D/N, pour cette configuration du cœur, présentait des biais pouvant dépasser les 5 % par plaque, le nouveau schéma de calcul ramène tous les biais sur les taux de fission largement sous les 5% en valeur absolue. De plus, la dispersion globale des biais, représentant la précision du schéma, s'en trouve également fortement diminuée, avec un écart type passant de 2,1 à 1,4.

Axialement, la **Figure 62** présente le biais axial sur le taux de fission dans la plaque combustible centrale 1_001_1 dont on a présenté le profil axial de taux de fission sur la **Figure 60**.

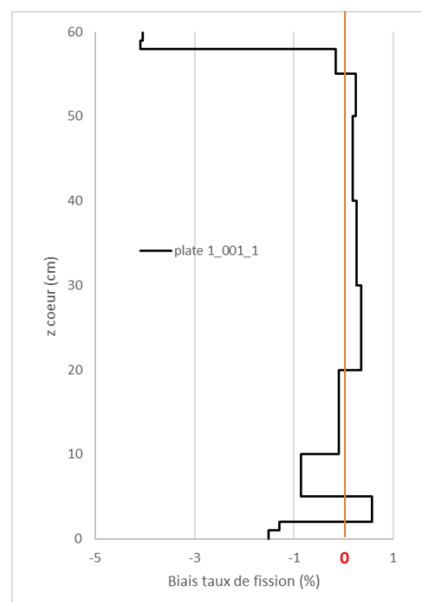


Figure 62 Biais axial sur le taux de fission dans la plaque combustible 001_1_1

Dans la partie centrale de la plaque combustible, les taux de fission sont très bien prédits avec des écarts inférieurs au pourcent. En effet, c'est dans cette zone que l'hypothèse du réseau 2D signifiant une extension axiale infinie de la plaque combustible est la plus justifiée. En se rapprochant des bords, l'influence des hétérogénéités axiales dont on ne tient pas compte lors de la création des bibliothèques multi paramétrées du combustible se fait sentir. Ainsi, en bas du cœur, le taux de fission est sous-prédict de plus de 1% sur les deux derniers centimètres. Ce biais reste faible, car le comportement type-réflécteur en bas du cœur permet de renvoyer des neutrons vers la plaque combustible,

et donc de simuler une source neutronique semblable au combustible se prolongeant hors du cœur.

En haut du cœur, au contact de la plaquette borée, le comportement très absorbant du bore ne permet pas de renvoyer des neutrons vers le cœur. Le combustible est donc en contact direct avec un milieu très absorbant dont on ne tient pas compte dans le calcul réseau. Ceci explique que des biais sous prédictifs d'environ 3% soient observés sur la partie supérieure de la plaque combustible.

Les prédictions des taux de fission axiaux avec le nouveau schéma apportent les améliorations les plus notables par rapport au schéma de calcul HORUS3D/N. En effet, les biais prédits avec le schéma de calcul HORUS3D/N pouvaient atteindre plus de 15% aux extrémités supérieures et inférieures du cœur (cf. annexe 3). Le nouveau schéma prédit ces taux de fission axiaux avec un biais maximal de 4%, soit une **diminution d'un facteur 4 des biais** entre le nouveau et l'ancien schéma de calcul.

On dispose donc maintenant d'un schéma de calcul neutronique fiable et précis permettant de prédire précisément le comportement du RJH sans hétérogénéité. Dans la suite, on verra quelles sont les influences de l'introduction d'hétérogénéités dans le cœur sur la prédiction.

4. ÉTUDE DES HÉTÉROGÉNÉITÉS EN CŒUR

Le cœur est constitué de 37 alvéoles dans lesquelles peuvent être introduits combustible ou dispositifs expérimentaux. Dans ce travail, deux types d'hétérogénéités au comportement différent ont été étudiées : les hétérogénéités absorbantes et les hétérogénéités diffusantes. Les hétérogénéités absorbantes sont des barres en hafnium permettant de réguler la réaction en chaîne. Ces barres sont introduites au centre d'un assemblage combustible. Les hétérogénéités diffusantes représentent les dispositifs expérimentaux en cœur. Elles sont sous critiques, car ne contenant pas de matière fissile et permettent d'accueillir des matériaux de structures à tester en cœur. L'objectif de cette partie est d'aboutir à un calcul réseau permettant de déterminer des sections efficaces homogénéisées/ condensées pour chacune de ces hétérogénéités en vue du calcul cœur.

4. Étude des hétérogénéités en cœur	131
4.1 Étude des hétérogénéités absorbantes	132
4.1.1 Caractéristique et isotopie du hafnium	132
4.1.2 Caractéristique d'un assemblage combustible avec barre de contrôle insérée	134
4.1.3 Option de calcul envisagée pour l'assemblage barré	135
4.1.4 Résultats sur un 6 ^e d'assemblage barré	138
4.1.4.1 Calcul de référence Monte-Carlo	139
4.1.4.2 Résultats du calcul déterministe APOLLO3®	141
4.1.5 Justification des options du calcul réseau sur un assemblage barré.....	145
4.1.5.1 Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV.....	145
4.1.5.2 La résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸ Hf.....	149
4.1.5.3 Apport de la méthode d'autoprotection	153
4.1.6 Flux d'homogénéisation/condensation de l'assemblage barré	155
4.2 Étude des hétérogénéités diffusantes en cœur	157
4.2.1 Description des dispositifs de type CHOUCA	157
4.2.2 Modélisation adoptée pour les dispositifs CHOUCA groupés	159

4.1 ÉTUDE DES HETEROGENEITES ABSORBANTES

4.1.1 Caractéristique et isotopie du hafnium

Le hafnium est le matériau utilisé pour le contrôle de la réaction en chaîne dans le RJH. Ce métal de numéro atomique 72 est extrait avec le zirconium dont il partage la même colonne dans le tableau périodique, et est donc très proche chimiquement. D'un point de vue nucléaire, contrairement au zirconium, le hafnium est un fort absorbant de neutrons. Il est aussi utilisé comme élément de contrôle dans des réacteurs nucléaires de faibles puissances.

L'intérêt du hafnium vis-à-vis d'autres matériaux absorbants de neutrons est la capacité de presque tous ses isotopes d'avoir une forte section efficace d'absorption des neutrons. Cela permet de maintenir à un haut niveau d'absorption la barre au fur et à mesure de son usure. De plus, il est fortement absorbant dans le domaine thermique des neutrons. La répartition naturelle des isotopes du hafnium est indiquée **Figure 63**. À noter que c'est cette composition naturelle du hafnium qui est utilisé en réacteur.

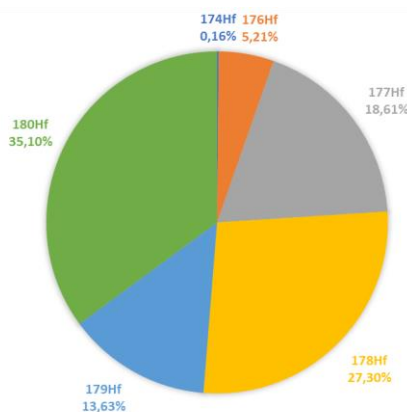


Figure 63 Isotopie du hafnium

Quatre isotopes sont dominants, et tous retrouvés dans des proportions supérieures à 13%.

- Le hafnium 177 possède 6 résonnances, dont 2 résonnances doubles dans le domaine des résonnances thermiques non autoprotégées par le schéma SHEMA-MOC. Ces résonnances sont essentiellement absorbantes. Aux énergies supérieures à 22,5 eV, une gamme de résonnances rapprochée apparaît, et sera traitée grâce à la méthode d'autoprotection des sous-groupes. Ses sections efficaces sont présentées **Figure 64**.

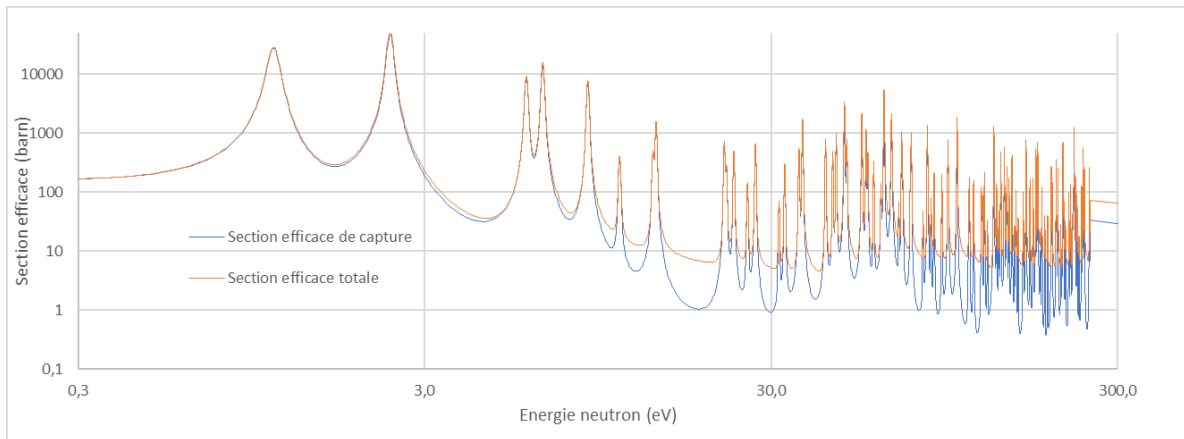


Figure 64 Section efficace du Hf177

- Le hafnium 178 possède lui aussi une large gamme de résonances entre 100 eV et 3000 eV, d'amplitude de l'ordre de 2000 barn. Ces résonances étroites sont aussi traitées par la méthode d'autoprotection des sous-groupes. Cet isotope se distingue cependant par sa très importante résonance thermique à 7,8 eV avec une amplitude de 120000 barn. De plus, cette résonance, comme la plupart des autres résonances du 178Hf est autant absorbante que diffusante ce qui comme on le verra ci-dessous complique considérablement son traitement. Ses sections efficaces sont présentées **Figure 65**.

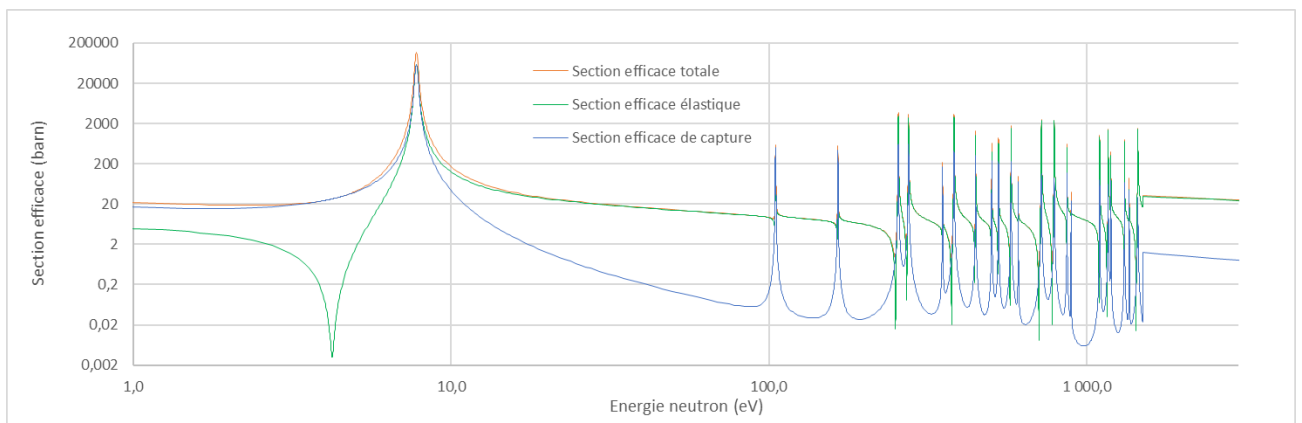


Figure 65 Section efficace du Hf178

- Le hafnium 179 se comporte globalement de la même manière que le hafnium 177. Il possède 2 résonances en dessous de 22,5 eV, dont une résonance double. Ces résonances sont globalement absorbantes. Une gamme de résonances rapprochées sont présentes aux énergies supérieures et autoprotégées par le schéma de calcul. Ses sections efficaces sont présentées **Figure 66**.

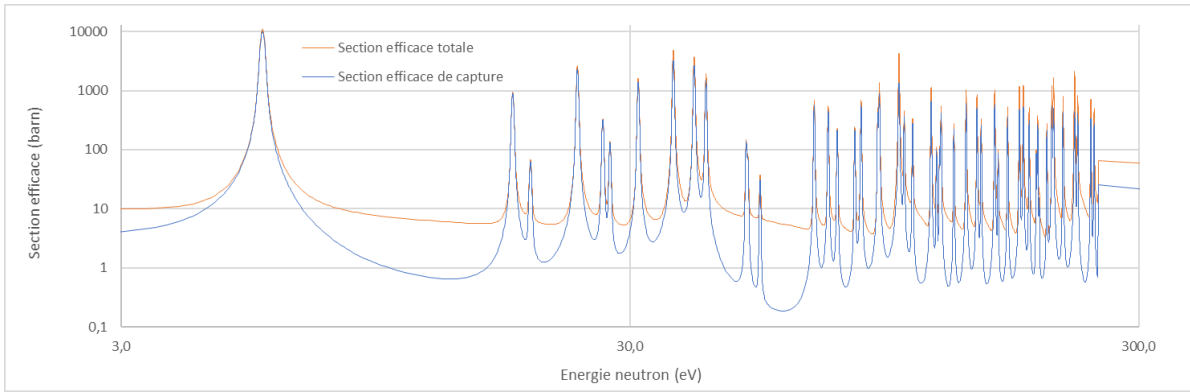


Figure 66 Section efficace du Hf179

- Le hafnium 180 est l'isotope le plus abondant du hafnium. Cependant, son comportement est globalement plus simple que les précédents isotopes, avec aucune résonance en dessous de 70 eV. Ces résonances en nombre et en amplitude restent limitées, et seront traitées par autoprotection. Comme pour le hafnium 178, les résonances de cet autre isotope pair sont surtout diffusantes. Ses sections efficaces sont présentées **Figure 67**.

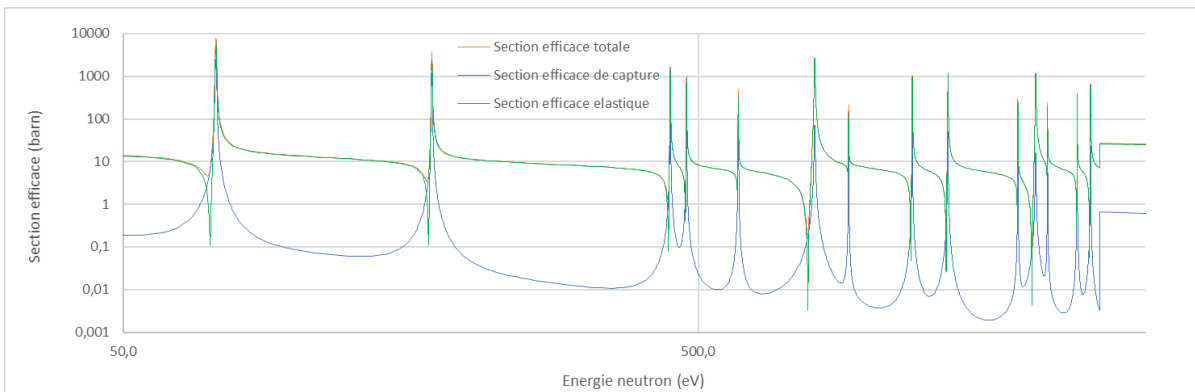


Figure 67 Section efficace du Hf180

4.1.2 Caractéristique d'un assemblage combustible avec barre de contrôle insérée

La coupe d'un assemblage combustible avec barre de contrôle est identique pour la partie combustible à celle d'un assemblage combustible avec suiveur en aluminium. La **Figure 68** compare ces 2 coupes avec suiveur en aluminium ou barre de contrôle insérée.

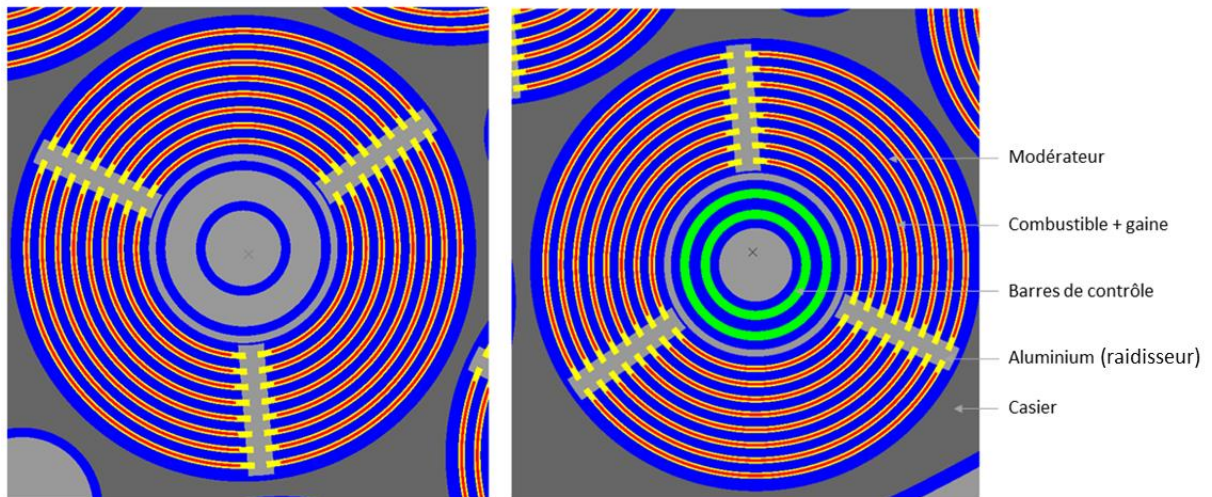


Figure 68 Coupe radiale d'un assemblage avec siveur en aluminium inséré (à gauche) et avec barre de contrôle en Hf insérée (à droite)

La barre de contrôle est constituée de 2 disques concentriques d'épaisseur 2 mm et de diamètre externe 1,2 cm et 1,65 cm, placés au centre de l'assemblage combustible. Ces plaques sont constituées de hafnium pur à 98% pour la modélisation adoptée. Le **Tableau 51** en annexe 1 présente la concentration des barres absorbantes en hafnium.

4.1.3 Option de calcul envisagée pour l'assemblage barré

Le traitement d'un sixième d'assemblage barré peut théoriquement se faire de la même manière que pour l'assemblage combustible non barré : en réseau infini. En effet, la présence d'un milieu combustible multiplicateur permet d'alimenter la réaction en chaîne. Cependant, la validité de l'approximation du réseau infini est remise en cause pour ce type d'assemblage présent ponctuellement dans le cœur. Pour mieux représenter la réalité de l'environnement de l'assemblage modélisé, un traitement par cluster est réalisé.

Le schéma de calcul HORUS3D/N traite aussi ce type d'assemblage par cluster fissile. Un premier calcul sur un assemblage standard non barré est réalisé tel que décrit dans le chapitre 3 avec un maillage à 281 groupes. Il est homogénéisé en une pâte homogène sans condensation. Dans un second temps, un calcul sur un sixième d'assemblage environné par un demi-assemblage non barré sous forme de pâte homogène est mené en réseau infini. Cette géométrie de calcul est présentée **Figure 69**.

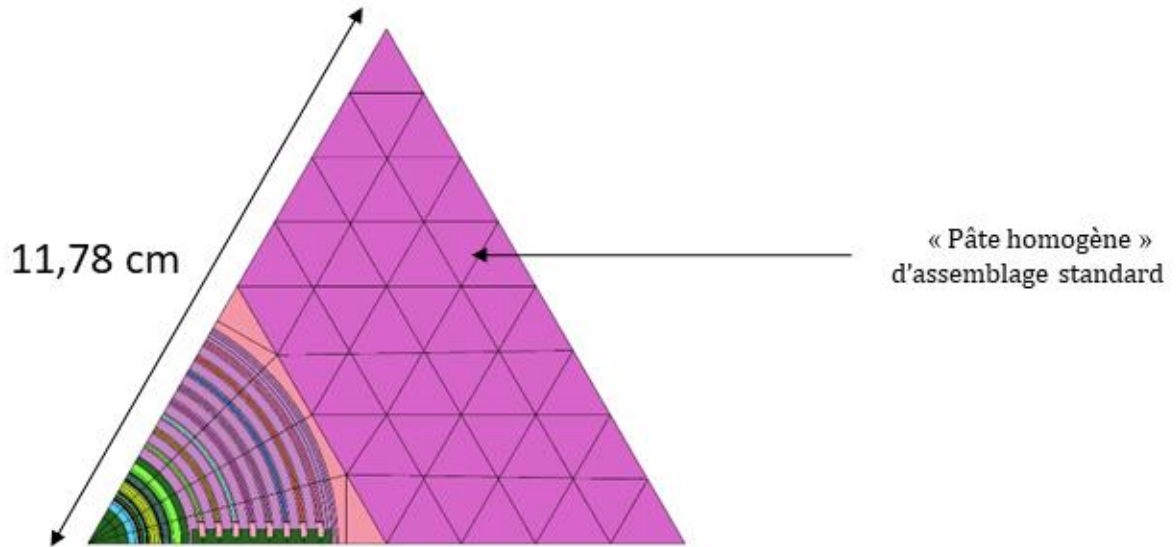


Figure 69 Géométrie du cluster de sixième d'assemblage pour l'assemblage barré schéma de calcul HORUS3D/N

Dans le cas du nouveau schéma de calcul avec APOLLO3®, l'augmentation des ressources de calcul a permis de mener un calcul sur le cluster décrivant complètement l'environnement de l'assemblage. Ainsi le calcul environné est réalisé d'une seule traite avec un environnement identique au maillage et à la géométrie utilisée pour le calcul de l'assemblage combustible non barré (cf. partie 3.3.1). Les options du calcul, proche de celles de l'assemblage non barré sont explicitées dans le **Tableau 24**. La géométrie utilisée pour le calcul du cluster est représentée **Figure 70**.

Tableau 24 Options du calcul assemblage barré du schéma de calcul APOLLO3-RJH®

Maillage calcul flux	1680 mailles (cf. Figure 70)
Maillage calcul autoprotection	Identique au maillage calcul flux
Nombre directions angulaires radiales	36
Découpage multigroupes	REL-383
Méthode d'autoprotection	Sous-groupes → 2,55eV
Solveur et méthode de résolution	TDT-MOC (2D)
Conditions aux limites	Réflexion spéculaire
Ordre anisotropie	3
Pas des caractéristiques	0,01

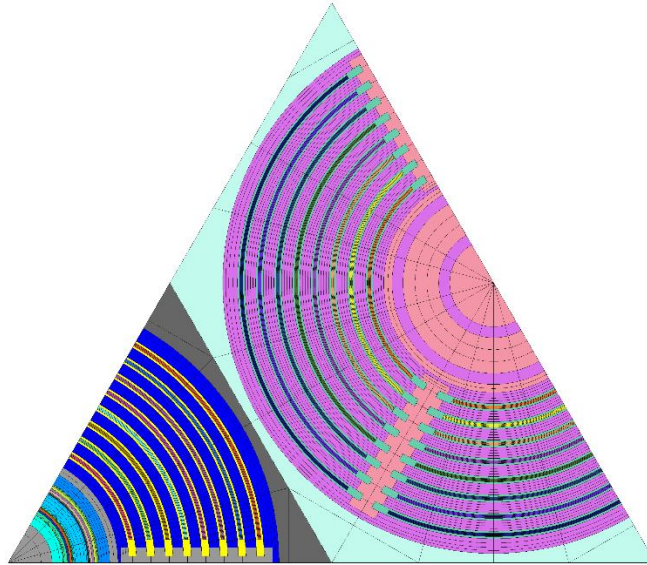


Figure 70 Géométrie du cluster de sixième d'assemblage pour l'assemblage barré du schéma APOLLO3®

Dans le cas de l'assemblage barré, le procédé d'autoprotection étendue associée à la méthode d'autoprotection des sous-groupes est mis en place. Le schéma HORUS3D/N utilisait la méthode de Livolant-Jeanpierre. La nouvelle méthodologie d'autoprotection est cette fois-ci appliquée depuis les énergies rapides jusqu'à 2,55 eV pour les uraniums en mélange, mais aussi pour les 5 isotopes principaux du hafnium en mélange. (^{176}Hf , ^{177}Hf , ^{178}Hf , ^{179}Hf , ^{180}Hf).

Au niveau de l'assemblage barré étudié, comme pour l'assemblage non barré, le sixième d'assemblage est raffiné en 4 secteurs azimutaux. Comme pour le cas de l'assemblage non barré, le maillage plus raffiné, en 4 couronnes de chacune des plaques combustibles et des lames d'eau interplaque est aussi adoptée. Les différences de maillage par rapport à l'assemblage non barré sont donc toutes situées au niveau du centre de l'assemblage. Les images de la **Figure 71** présentent la partie centrale d'un sixième d'assemblage à gauche, non barré et à droite, un assemblage barré.

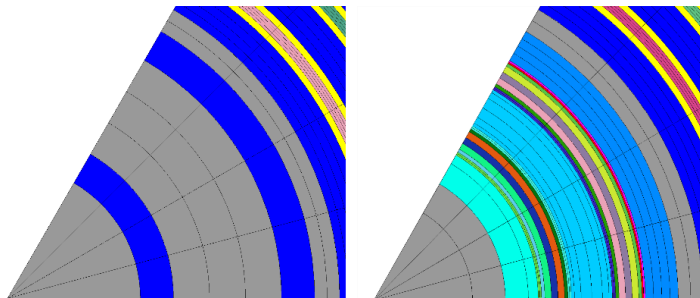


Figure 71 Zoom sur la partie centrale de l'assemblage standard (à gauche), et de l'assemblage barré (à droite)

On voit que les 2 disques en hafnium ont été raffinés chacun radialement en 9 mailles concentriques d'épaisseur variable. En effet, le fort pouvoir absorbant du hafnium induit une très forte dépression du flux en bordure de la barre de contrôle. Une finesse de maille élevée permet donc de reproduire aussi précisément que possible la forme spatiale du flux. Pour tenir compte pour l'autoprotection de cette forte variation de flux dans les barres de contrôle, le calcul d'autoprotection pour la composition de l'absorbant est réalisé sur 15 régions d'autoprotégées d'absorbant. On dispose ainsi de 15 jeux de sections efficaces autoprotégées permettant de prendre en compte les variations du spectre neutronique sur la géométrie des barres. La **Figure 72** est une coupe schématique de chacun des 2 disques absorbants. Ce découpage a fait l'objet d'une étude de convergence. Chaque couleur représente l'une des 15 compositions absorbantes. Un soin particulier a été apporté au bord des disques, car c'est ici que se concentrent la majorité des absorptions et les plus fortes variations de flux. En particulier, le bord externe du disque externe encaissera les plus fortes variations de flux, car orienté directement face à la partie externe de l'assemblage, là où est situé le combustible.

Disque interne	0,1mm	0,1mm	0,2mm	0,4mm	0,4mm	0,4mm	0,2mm	0,1mm	0,1mm
Disque externe	0,1mm	0,1 mm	0,2mm	0,4mm	0,4mm	0,4mm	0,2mm	0,1mm	0,1mm

Figure 72 Dimension des 2 disques absorbants en hafnium

De la même manière que pour l'assemblage standard, l'autoprotection sur le combustible est là encore réalisée sur 8 régions d'autoprotégées afin d'obtenir 8 jeux de sections efficaces autoprotégées.

4.1.4 Résultats sur un 6^e d'assemblage barré

Le calcul sur un sixième d'assemblage barré dans le cadre du schéma pour la génération des sections efficaces est fait sur un cluster environné comme on vient de le voir afin de reproduire au mieux l'environnement de l'assemblage. Dans cette partie, on s'intéresse aux résultats du calcul réseau uniquement. Afin de mettre en évidence uniquement les grandeurs sur l'assemblage barré, le calcul est réalisé sur un réseau infini d'assemblage barré. Ce calcul est possible, car de la matière fissile est présente dans l'assemblage barré alimentant la réaction en chaîne. La **Figure 73** compare la géométrie utilisée pour ce calcul en réseau infini, d'une part avec TRIPOLI4® et d'autre part avec APOLLO3®.

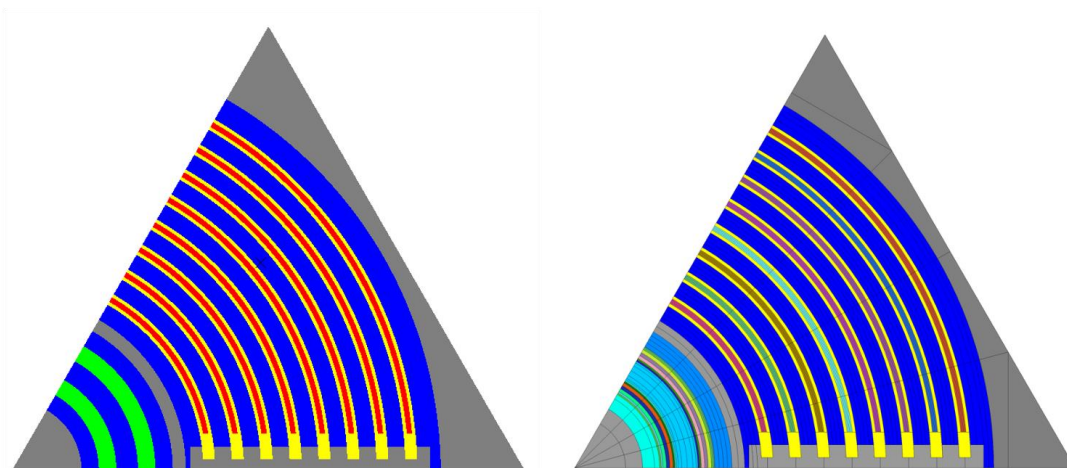


Figure 73 Géométrie de calcul de l'assemblage barré avec TRIPOLI4® (à gauche) et avec APOLLO3® (à droite)

4.1.4.1 Calcul de référence Monte-Carlo

Comme pour l'assemblage standard non barré, le calcul de référence est réalisé avec le code Monte-Carlo TRIPOLI4® sur 60000 batchs de 20000 particules simulées. Cette partie présente les résultats obtenus à la suite du calcul de référence pour les 6 facteurs et les taux de réaction (capture ou fission) sur les milieux d'intérêt, ici les plaques combustibles et les barres absorbantes. On comparera ensuite la référence aux résultats du calcul déterministe. Le **Tableau 25** présente le calcul des 6 facteurs sur un 6^{ème} d'assemblage barré en réseau infini.

Tableau 25 Détermination des 6 facteurs sur un assemblage barré

Facteur	Valeur pour un assemblage RJH barré	Incertitude 2 σ (pcm)	Rappel valeur assemblage non- barré (page 97)
$\chi_{n,2n}$	1,00033	10	1,00021
ϵ_{pair}	1,00585	10	1,00296
ϵ_{impair}	1,14438	12	1,06631
P	0,64960	5	0,83797
F	0,76691	6	0,91104
H	2,04093	18	2,04199
k_∞	1,17077	9	1,66829

Comme on pouvait s'y attendre, le k_{inf} est significativement plus faible pour l'assemblage barré. La barre absorbante en hafnium absorbe une part significative des neutrons. L'assemblage reste néanmoins surcritique ($k_{\text{inf}} = 1,17077$) malgré cette barre absorbante. L'écart sur les 6 facteurs est porté majoritairement par p et f traduisant respectivement les absorptions durant le ralentissement et dans le domaine thermique.

L'introduction du hafnium permet logiquement de réduire significativement ces termes par rapport au cas de l'assemblage standard, alors que les autres facteurs sont très peu impactés par la présence de hafnium.

Le **Tableau 26** présente les taux de fission dans chacune des 8 plaques combustibles de l'assemblage barré. Dans le cas barré, le maximum de fission est atteint sur la plaque 8, situé sur la partie externe de l'assemblage, et donc la plaque la plus éloignée de la barre absorbante en hafnium. De la même manière, les gradients de puissance sont ici bien plus importants que pour l'assemblage standard. Dans le cas de l'assemblage standard, la plaque avec le plus fort taux de fission a une puissance seulement 14 % plus élevée que la plaque avec le plus faible taux de fission. Dans le cas de l'assemblage barré, ce rapport atteint 53% entre la plaque 1 et la plaque 8.

Tableau 26 Taux de fission volumique dans l'assemblage standard (norm. 1 fiss/s/cm³)

Structure	P1	P2	P3	P4	P5
Taux fission	0,098	0,106	0,113	0,119	0,125
Structure	P6	P7	P8	Absorbant	Autre
Taux fission	0,131	0,139	0,150	0,000	0,000

Concernant les taux de capture, le **Tableau 27** montre les taux de capture dans chacune des structures de l'assemblage barré. Ces structures sont les mêmes que pour l'assemblage non barré, avec en plus la barre absorbante en hafnium situé au centre de l'assemblage. La barre absorbante représente plus de 50% des absorptions dans l'assemblage combustible. Ce taux de capture élevé montre qu'il sera dans la suite important d'étudier les biais dans cette barre de contrôle au même titre que dans les plaques combustibles.

Concernant les taux de capture dans les plaques combustibles, on observe le même phénomène que pour le taux de fission, où les taux décroissent fortement à proximité de la barre absorbante. Les taux dans les autres structures (modérateur et structures en aluminium restent négligeables)

Tableau 27 Taux de capture volumique dans l'assemblage barré (norm. 1 capt/s/cm³)

Structure	P1	P2	P3	P4	P5
Taux capture	0,044	0,045	0,047	0,049	0,050
Structure	P6	P7	P8	Absorbant	Autre
Taux capture	0,052	0,054	0,060	0,515	0,004

Les hauts taux d'absorption dans les plaques en hafnium a impliqué dès le schéma HORUS3D/N à mailler très fortement cette zone comme il a été présenté **Figure 72**. Ce

maillage très fin comporte en bord de plaque des mailles d'épaisseur 0,1 mm. Le calcul TRIPOLI4® doit permettre de justifier cette finesse de maille.

La **Figure 74** présente le taux d'absorption obtenu dans la partie centrale d'un assemblage barré selon une direction radiale. Le graphe a été normalisé à 100 pour le point de cette direction radiale avec le plus fort taux d'absorption. Comme on pouvait s'y attendre, le taux d'absorption est négligeable dans les structures autres que les plaques absorbantes en Hf. On note cependant un « effet de peau » au sein des éléments absorbants. Le bord externe de la plaque externe encaisse les plus fortes variations montrant que la majorité des captures dans les éléments absorbants se fait sur le bord externe de cet élément, orienté vers le combustible. Cet effet de peau peut s'expliquer par le flux intense induit par les éléments combustibles situés en périphérie de l'assemblage. La part de ce flux de neutrons orienté vers le centre de l'assemblage n'est pas réduite avant d'atteindre le rayon 1,65 cm, rayon externe de l'élément absorbant. Le taux d'absorption défini par le produit $\Sigma_{\text{absorptions}} \times \Psi_{\text{neutrons}}$ est alors à son maximum. Ce taux de réaction très élevé induit rapidement une très forte diminution de la population de neutrons dans l'élément disparaissant par capture. Consécutivement, le flux diminue entraînant une baisse du taux d'absorption vers le cœur de l'élément absorbant. Le même effet de peau est observé sur les autres interfaces, mais de manière beaucoup moins marquée, ces bords n'étant pas directement orientés vers le combustible.

La largeur à mi-hauteur du pic d'absorption vaut environ 0,2 mm, justifiant la finesse adoptée par la suite pour le maillage du bord des éléments absorbants en hafnium.

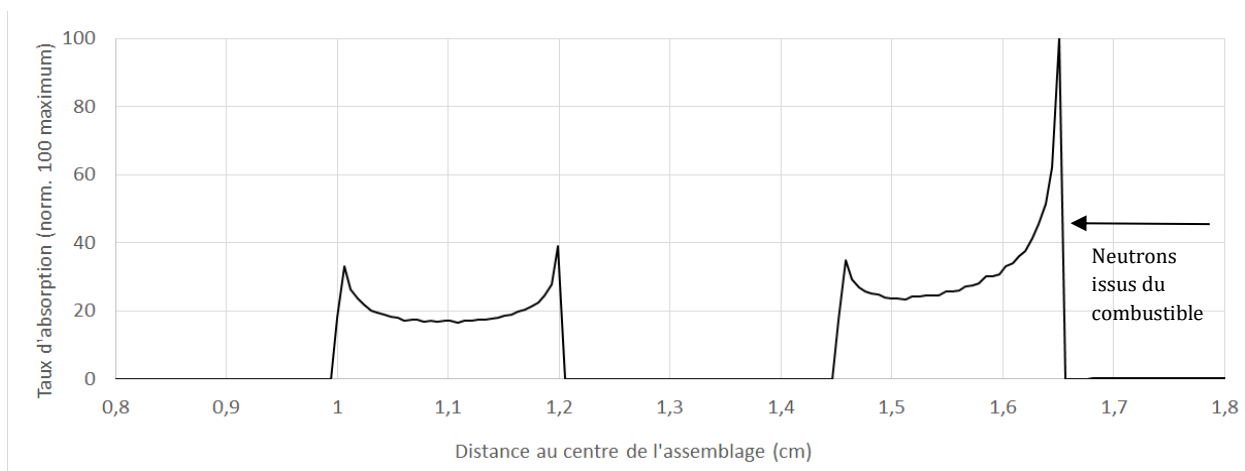


Figure 74 Taux d'absorption selon la direction radiale

4.1.4.2 Résultats du calcul déterministe APOLLO3®

Après avoir mené le calcul de référence sur l'assemblage barré avec le code TRIPOLI4®, cette partie a pour but de valider le schéma de calcul avec APOLLO3® sur cet assemblage.

Les résultats sont comparés à ceux de la référence stochastique afin de conclure sur la pertinence des options déterministes choisies.

Comme pour l'assemblage non barré dans la partie 3.3, le **Tableau 28** compare le calcul de la réactivité, et la décomposition en 6 facteurs du k_{∞} entre le calcul de référence TRIPOLI4®, et le schéma déterministe.

Tableau 28 Calcul des 6 facteurs avec le nouveau schéma APOLLO3® pour un assemblage avec barre en hafnium du RJH

Facteur	Valeurs TRIPOLI4®	Biais	
		APOLLO3®/TRIPOLI4® (pcm)	HORUS3D/N/TRIPOLI4® (pcm)
$\chi_{n,2n}$	1,00033	5	-5
ϵ_{pair}	1,00585	-2	-3
ϵ_{impair}	1,14438	39	86
p	0,64960	-205	-321
f	0,76691	-30	-69
η	2,04093	-6	-4
k_{∞}	1,17077	-198	-311

Le biais d'un peu moins de 200 pcm sur le k_{∞} est plus élevé que pour l'assemblage standard où l'on observait un biais de seulement quelques dizaines de pcm. Ce biais plus important est logiquement porté par le facteur p traduisant les absorptions au-dessus de 0.625 eV. Dans cette plage d'énergie, les résonances du hafnium induisent un biais supplémentaire sur la prédiction du taux d'absorption durant le ralentissement. Concernant les autres facteurs, notamment f et η , le biais reste faible, du même ordre grandeur que ce qui était observé pour l'assemblage non barré. En effet, physiquement, les différences entre ces 2 types d'assemblages sont portées surtout par les résonances du hafnium, impactant comme on vient de le voir, principalement le facteur p. Les autres facteurs sont impactés principalement par le combustible et le modérateur. Or, ces milieux ne changent pas avec l'introduction des éléments absorbants.

Il a aussi été étudié les taux de capture et de fission dans chacune des structures s'intéressant de l'assemblage barré. Étant donné que la différence entre l'assemblage barré et l'assemblage non barré est localisée au centre de l'assemblage avec l'introduction de l'élément absorbant, on s'attend à observer les principales différences à ce niveau. Les **Figure 75** et **Figure 76** présentent ces taux de réaction.

Concernant le taux de capture dans l'assemblage barré, comme ce qui était observé pour le calcul de référence, la plupart des captures ont lieu dans les barres en Hf. Ce taux est principalement dû au groupe F thermique. Les groupes épithermiques C et D contribuent aussi de manière significative à ce taux. En effet, comme pour l'uranium, un

nombre significatif de résonnances sont localisées dans ces groupes, et pour lesquels les neutrons sont absorbés durant le ralentissement.

On note enfin que contrairement au combustible, le taux d'absorption dans le groupe E des barres en Hf ($2.55 \text{ eV} \rightarrow 0.625 \text{ eV}$) est significatif. Ce taux est notamment dû aux résonnances fortement thermiques du ^{177}Hf . Ainsi comme on l'a vu sur la **Figure 64**, cet isotope possède une résonnance double en dessous de 2,55 eV très absorbante.

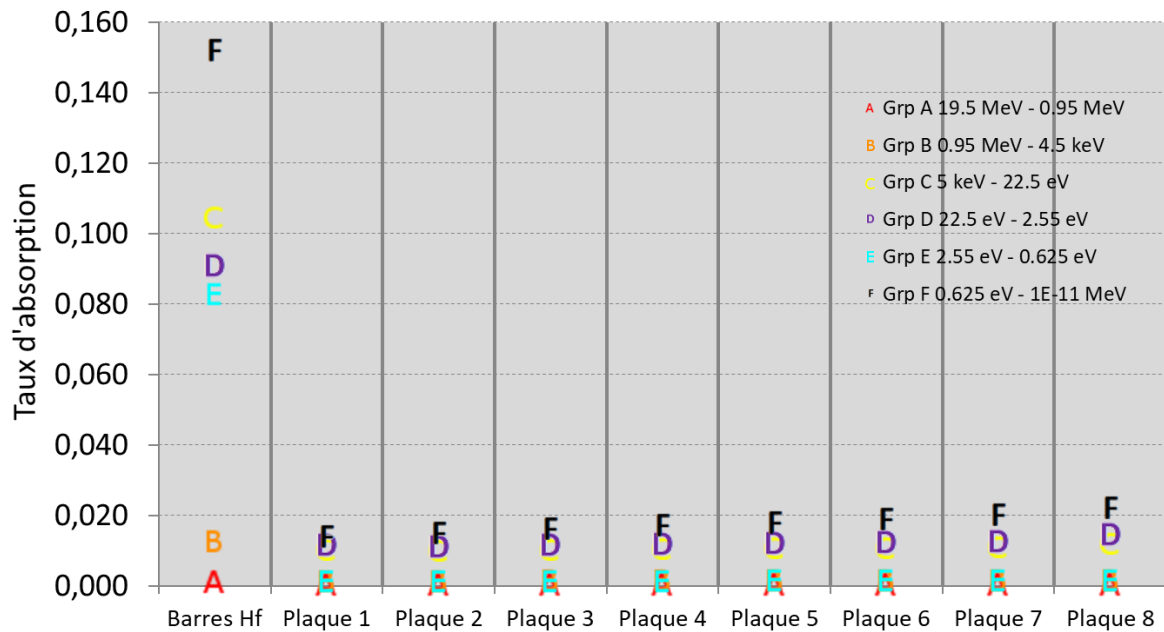


Figure 75 Taux de capture dans les structures de l'assemblage barré

Les taux de fission dans l'assemblage combustible se produisent comme pour l'assemblage non barré essentiellement dans le groupe F thermique. Avec une décroissance du taux de fission à proximité de la barre en Hf.

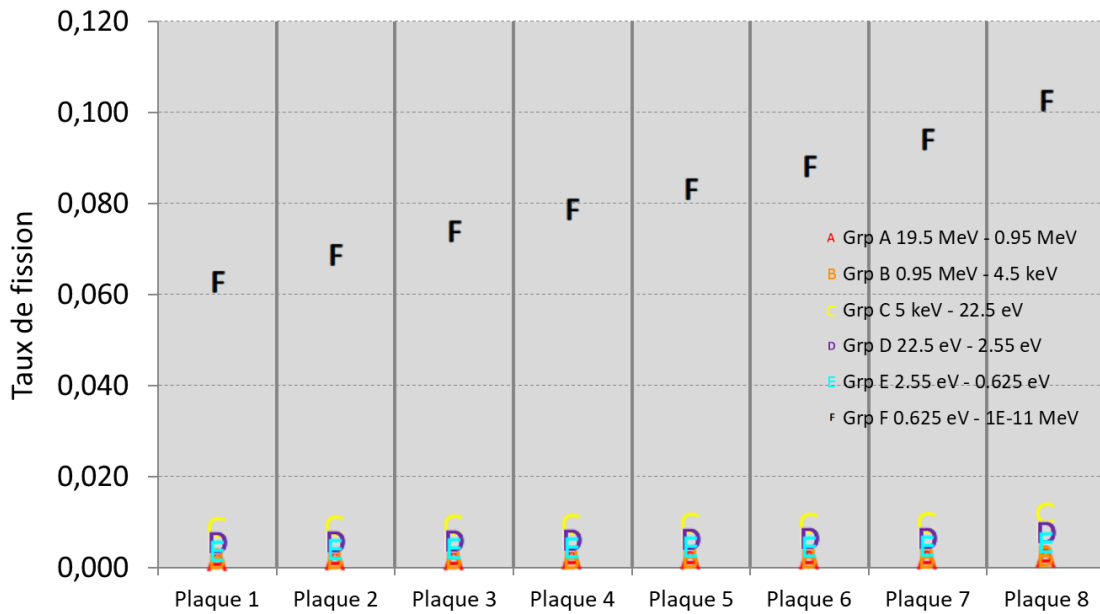


Figure 76 Taux de fission dans les plaques de l'assemblage barré

Après avoir étudié les taux dans les structures de l'assemblage barré, on ne retient que les taux qui ont une contribution significative au taux global. Sur ces grandeurs significatives, on compare les taux obtenus par le schéma de calcul APOLLO3® avec ceux obtenus avec la référence TRIPOLI4®.

Les taux de capture à étudier pour le combustible sont donc, comme pour l'assemblage standard ceux situés dans les groupes C, D et F. Pour l'absorbant en hafnium, les taux de capture à étudier sont ceux situés dans les groupes C, D, E et F. Le **Tableau 29** présente les biais entre ces 2 calculs sur les groupes d'intérêt. La comparaison a été faite pour le combustible uniquement sur les 3 premières plaques situées au plus près de l'élément absorbant. En effet, en s'éloignant du centre, les plaques combustibles sont de moins en moins influencées par cet élément. Les résultats deviennent alors très proches de ceux observés pour l'assemblage standard tel que détaillé dans la partie 3.3.

Tableau 29 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de capture volumiques dans l'assemblage barré à proximité de l'élément absorbant (%)

	Absorbant	P1	P2	P3
C	0,92	0,69	0,63	0,84
D	1,04	0,10	0,04	0,24
E	0,84	<i>Taux négligeables</i>		
F	0,37	-0,07	-0,01	0,05
Total	0,72	0,22	0,20	0,32

Le biais dans le groupe C est le plus important pour les plaques combustibles. Ce groupe contient les résonnances épithermiques autoprotégées par la méthode des sous-groupes. Ce biais est du même ordre de grandeur pour l'élément absorbant. Il reste néanmoins dans tous les cas inférieur à 1 %.

De la même manière, le **Tableau 30** présente les taux de fission par plaques combustibles pour l'assemblage barré. Comme on pouvait s'y attendre avec la très bonne prédiction du facteur de reproduction η , les taux de fission sont bien prédits comparativement à la référence TRIPOLI4® avec le nouveau schéma de calcul. Dans la suite, on étudiera l'impact des principales modifications du schéma de calcul sur la prédiction des grandeurs d'intérêt.

Tableau 30 Biais APOLLO3®/TRIPOLI4® sur les taux de fission volumiques dans l'assemblage barré (%)

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
Total	-0,1	0,0	0,1	0,1	0,1	0,0	0,0	-0,1

4.1.5 Justification des options du calcul réseau sur un assemblage barré

4.1.5.1 Extension de l'autoprotection jusqu'à 2,55 eV

Le but de cette partie va être d'étudier l'influence de l'autoprotection étendue jusqu'à 2,55 eV sur l'assemblage barré comparativement à une autoprotection plus classique jusqu'à 22,5 eV. On a vu dans la partie 3.3.5 que cette autoprotection étendue, lorsqu'il n'y a pas de Hf a une influence notable sur les résonnances de l'ordre de quelques électronvolts des uraniums. Cette influence reste néanmoins limitée, avec un gain au global de quelques dizaines de pcm sur la réactivité.

Dans le cas de l'assemblage barré, la présence de résonnances du hafnium dans le domaine [22,5 eV, 2,55 eV] induit un impact bien plus significatif de l'autoprotection étendue, avec un gain de l'ordre de 70 pcm sur le biais en réactivité. Le **Tableau 31** présente les biais pour l'assemblage barré sur les grandeurs physiques d'intérêt mis en évidence dans la partie précédente. Au niveau de la décomposition du k_{inf} en 6 facteurs, le gain sur la prédiction de la réactivité est porté majoritairement par le facteur p décrivant le ralentissement des neutrons. En étudiant plus en détail les biais énergétiquement et spatialement, on remarque que pour le combustible, l'autoprotection étendue induit, comme pour l'assemblage standard une meilleure prédiction du groupe D. La différence notable avec cet assemblage est la meilleure prédiction du taux de capture dans le groupe D de l'élément absorbant. Comme on l'a vu **Figure 75**, le taux dans ce groupe est une contribution significative au taux global. La diminution du biais, de plus de 40% contribue à la meilleure prédiction de l'assemblage combustible barré.

Dans le cas des autres contributions aux taux de réaction, l'autoprotection étendue n'a pas d'influence directe sur ces groupes. La prédiction reste donc très peu influencée par cette modification du calcul. En particulier, comme ce qui était observé pour l'assemblage standard, l'autoprotection étendue n'a pas d'influence sur le taux de fission.

Tableau 31 Étude de biais de la limite d'autoprotection aux basses énergies sur l'assemblage barré

Méthode d'autoprotection		Autoprotection →22,5 eV	Autoprotection « étendue » → 2,55 eV
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	-326	- 205
	f	-22	- 30
	η	-6	- 6
	k_∞	-263	-198
± Δmax /plaque taux capture (%)	C	0,92 (p3)	0,84 (p3)
	D	1,20 (p3)	0,24 (p3)
	F	< 0,1	< 0,10
Δ taux capture barre Hf (%)	C	0,99	0,92
	D	1,87	1,04
	E	0,61	0,84
	F	0,23	0,37
± Δmax /plaque taux fission (%)	total	< 0,10	< 0,10

L'impact de l'autoprotection étendue dans les barres absorbantes pousse à étudier finement, groupe par groupe où se situe les améliorations pour chacune des résonances du hafnium situées entre 2,55 eV et 22,5 eV. Tout d'abord, il est nécessaire de déterminer dans cette plage d'énergie les groupes contribuant le plus significativement au taux de capture global. La **Figure 77** montre l'importance relative du taux de capture par groupe (calculée avec TRIPOLI4®) pour l'élément absorbant. Cette figure permet bien de localiser les principales résonances du hafnium sur cette plage d'énergie. On remarque la grande résonance du ¹⁷⁸Hf à 120000eV, mais aussi les résonances du ¹⁷⁷Hf et ¹⁷⁹Hf dans cette plage d'énergie.

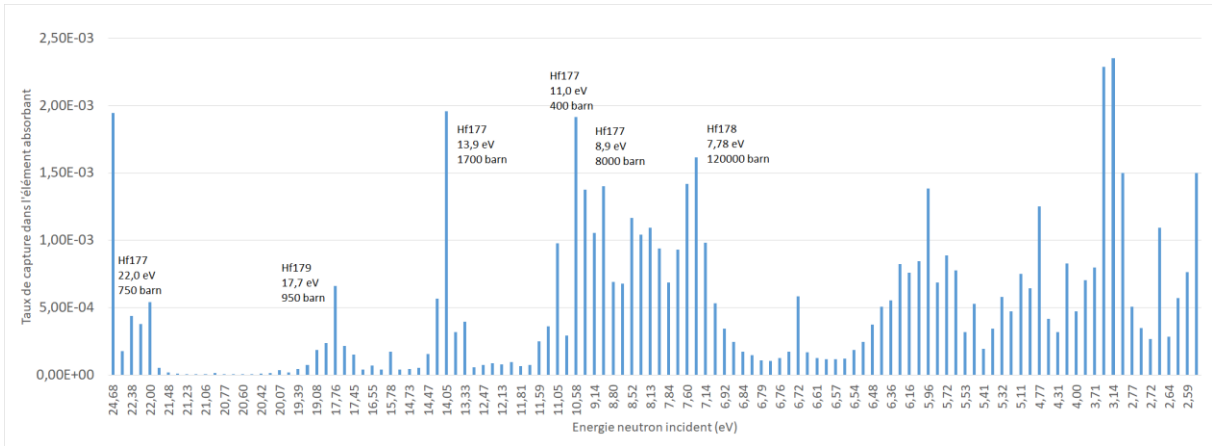


Figure 77 Taux de capture groupe par groupe dans les barres absorbantes

Après avoir localisé les principales résonances du hafnium pouvant être influencées par l'autoprotection étendue, on étudie l'impact de cette modification du schéma sur chacun des isotopes du hafnium concerné : ^{177}Hf , ^{178}Hf et ^{179}Hf (le ^{180}Hf n'ayant pas de résonance dans ce domaine d'énergie). Les figures ci-dessous montrent les biais sur chacun des groupes énergétiques entre 2,55 eV et 22,5 eV selon qu'on autoprotège ou non les isotopes du hafnium. Intéressons-nous tout d'abord au ^{177}Hf dont l'impact de l'autoprotection étendue est présenté **Figure 78**.

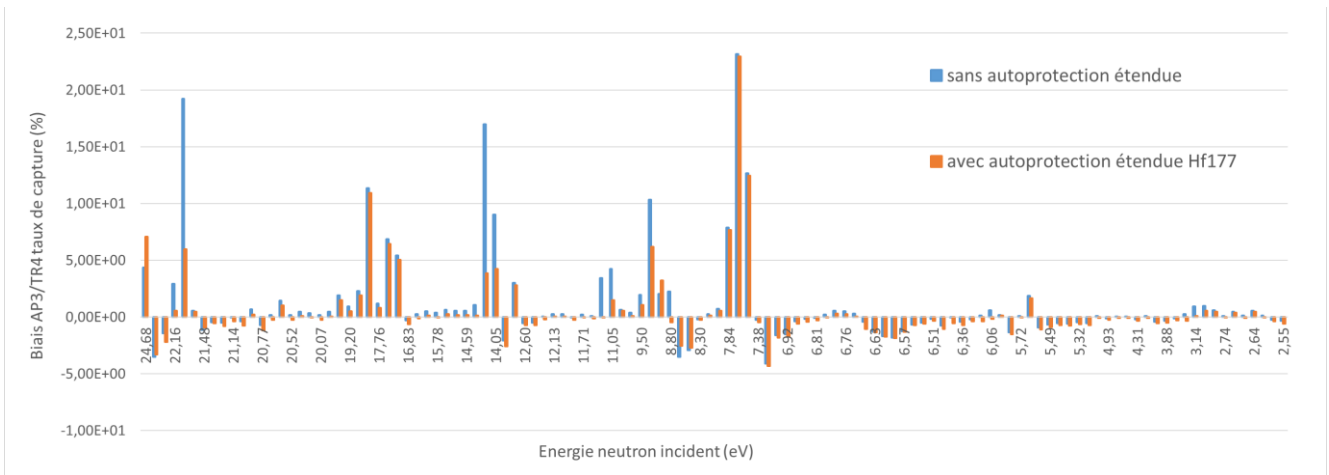


Figure 78 Conséquences de l'autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonances du hafnium 177 entre 2,5 eV et 22,5 eV

L'autoprotection étendue semble avoir un impact significatif sur la modélisation de l'absorption résonnante pour le ^{177}Hf . En effet, les biais pouvaient atteindre quasiment 20% entre les calculs TRIPOLI4® et APOLLO3® sans autoprotection étendue dans les groupes contenant une résonance du ^{177}Hf . Cette correction permet de limiter les biais à environ 5%, notamment pour les résonances à 22 eV et 13,9 eV.

En traçant ces 2 résonances, on s'aperçoit qu'il s'agit de 2 résonances doubles de faible hauteur. Le découpage dans ces résonances ne permet pas de décrire précisément la structure de ces résonances, d'où la nécessité d'un traitement d'autoprotection pour en améliorer la prédiction. La **Figure 79** et la **Figure 80** présentent le découpage de ces résonances.

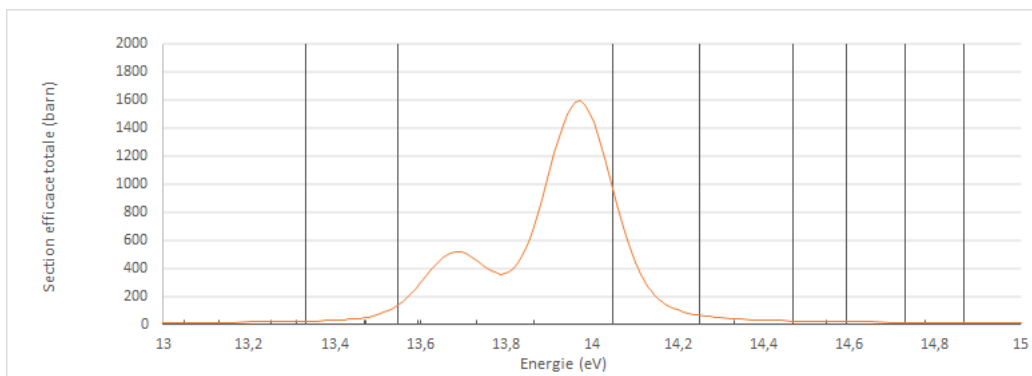


Figure 79 Résonance à 13,9 eV du ^{177}Hf découpée par le maillage REL383

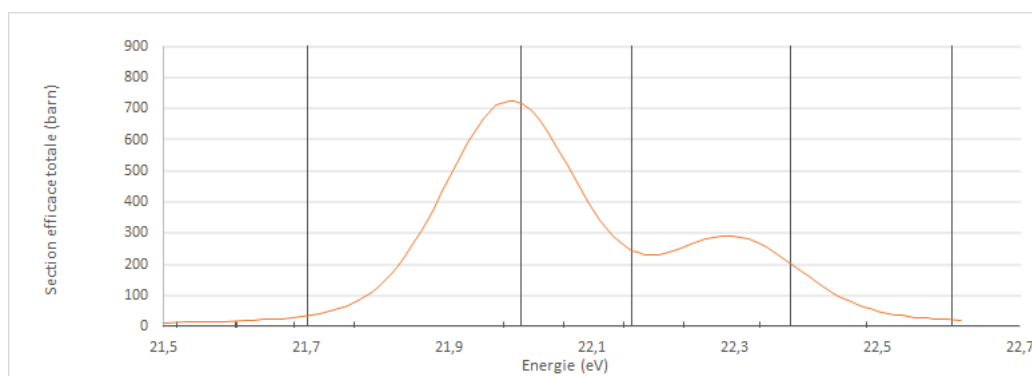


Figure 80 Résonance à 22 eV du ^{177}Hf découpée par le maillage REL383

Concernant le hafnium 178 (**Figure 81**), l'autoprotection semble n'avoir aucun impact. Pourtant, cet isotope possède la plus grande résonance du problème étudié, avec la résonance à 120 000 barn à 7,78 eV. Le biais dans cette résonance sur le taux d'absorption reste très élevé, de l'ordre de 20% sans aucune diminution observée. Dans la partie 4.1.5.2, cette résonance sera spécifiquement étudiée dans la partie 4.1.5.2.

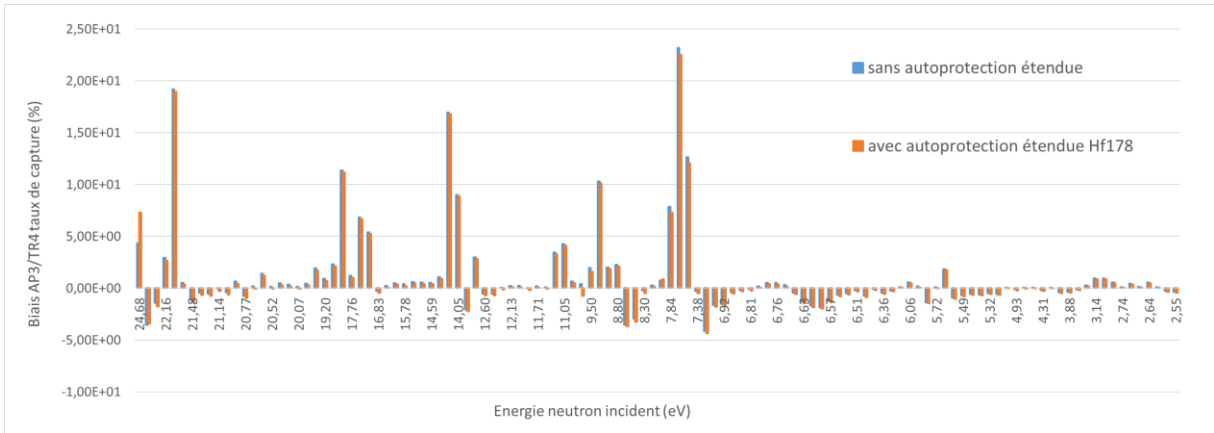


Figure 81 Conséquence de l’autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonances du hafnium 178 entre 2,5 eV et 22,5 eV

Enfin, pour le hafnium 179 (**Figure 82**), une résonance à 17,7 eV est présente, et pour laquelle le schéma sans autoprotection étendue prédit un biais de l’ordre de 10 %. L’autoprotection étendue permet de ramener ce biais à environ 5%

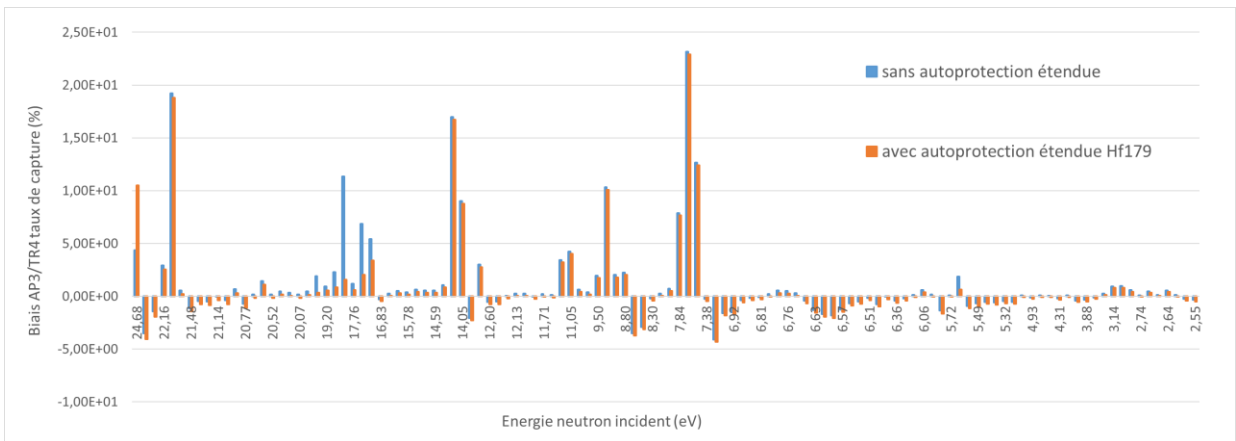


Figure 82 Conséquence de l’autoprotection étendue sur les taux de capture dans les résonances du hafnium 179 entre 2,5 eV et 22,5 eV

Dans tous les cas, les biais pour les taux de capture en dessous d’environ 5 eV sont très faibles, même sans autoprotection étendue. Cette observation a permis de limiter l’autoprotection étendue à la borne 2,55 eV.

4.1.5.2 La résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸Hf

La partie précédente a mis en évidence que la majorité des résonances du groupe D du hafnium était mieux prédite par un traitement d’autoprotection jusqu’à 2,55 eV par la méthode des sous-groupes. Cependant, la plus forte erreur qui était observée pour la résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸Hf n’est pas corrigée par l’autoprotection de la méthode des

sous-groupes. Cette conclusion est d'autant plus dommageable que la résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf est la plus importante en valeur tout isotope du hafnium confondu (≈ 120000 barn).

En réalité, comme il a été rappelé dans la partie 3.3.3, l'autoprotection par la méthode des sous-groupes repose sur l'hypothèse de résonance étroite. Cette hypothèse suppose que les neutrons aux énergies de la résonance considérée ne proviennent pas de la résonance elle-même. Autrement dit, il faut que pour une résonance de diffusion, le gain en léthargie des neutrons soit supérieur à la largeur de la résonance.

Les gains moyens et maximaux en léthargie des neutrons ne dépendent que du nombre de masses A du noyau sur lequel le choc va se produire. En notant ε et ξ respectivement les gains maximaux et moyens en léthargie, on a :

$$\varepsilon(A) = -\ln(\alpha(A)) \quad (65)$$

$$\xi(A) = 1 - \frac{\alpha(A) \cdot \varepsilon(A)}{1 - \alpha(A)} \quad (66)$$

avec :

$$\alpha(A) = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \quad (67)$$

Ces gains peuvent donc être calculés pour chaque isotope résonnant du problème. En considérant la largeur à mi-hauteur, ces gains peuvent alors être comparés à la largeur (en léthargie) des résonances. Le **Tableau 32** présente pour les principaux isotopes résonnants les gains en léthargies. On observe que le gain en léthargie est plus élevé pour les noyaux avec un nombre de masse plus faible. Cela signifie que plus le nombre de masse est faible, plus le choc ralentira le neutron.

Tableau 32 Gain en léthargie d'un neutron après collision sur l'un des principaux noyaux résonnant du problème

Isotope	α	ε	ξ
^{177}Hf	0,97765	0,02260	0,01126
^{178}Hf	0,97778	0,02247	0,01119
^{179}Hf	0,97790	0,02235	0,01113
^{235}U	0,98312	0,01702	0,00849
^{238}U	0,98333	0,01681	0,00838
^{239}Pu	0,98340	0,01674	0,00834

En s'intéressant spécifiquement à la résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf représentée **Figure 83**, on peut déterminer la largeur à mi-hauteur en léthargie Δ de la résonance qui vaut environ 0,023. En comparant cette valeur à ε et ξ , on voit que $\Delta/\xi \approx 2$, et même : Δ/ε

> 1. Physiquement, cela signifie qu'une grande partie des neutrons avec une énergie incluse dans la résonance et entrant en collision avec un noyau de ^{178}Hf auront en sortie une énergie encore incluse dans la résonance. La méthode des sous-groupes n'est donc plus valide pour traiter cette résonance.

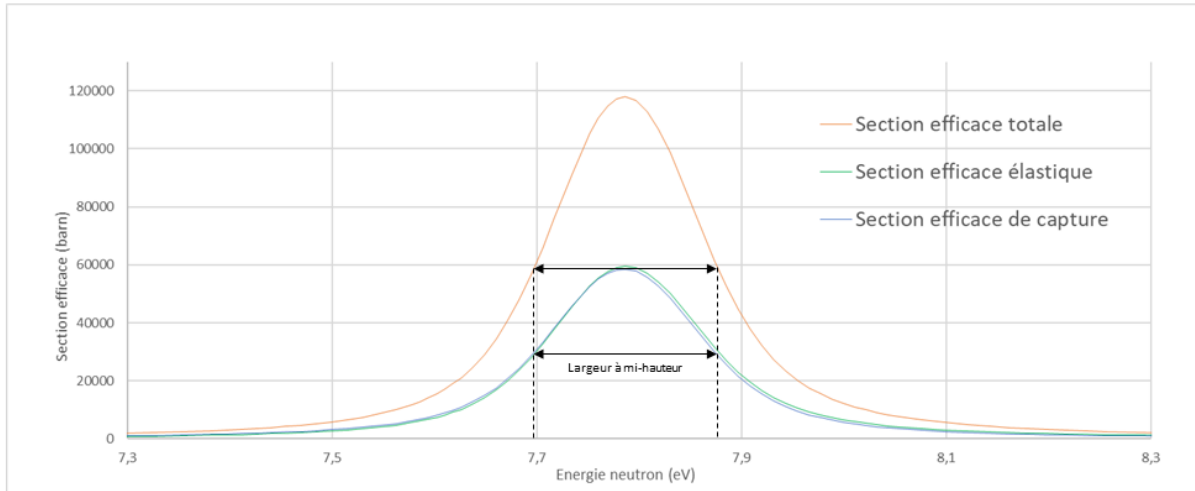


Figure 83 Résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf

La solution pour traiter une résonance telle que celle-ci est de raffiner suffisamment précisément le maillage énergétique dans la résonance afin de disposer de suffisamment de valeur de flux pour décrire les fortes variations dans la résonance. Ceci permettrait alors de s'affranchir du traitement d'autoprotection dans la résonance étudiée. On a vu dans la partie 3.3.5.2 que le maillage SHEM 281 a été développé principalement pour décrire explicitement les résonances en dessous de 22,5 eV de l'uranium. La **Figure 84** montre le découpage SHEM281 (identique au maillage REL 383 dans le domaine d'étude) superposé à la résonance du ^{178}Hf .

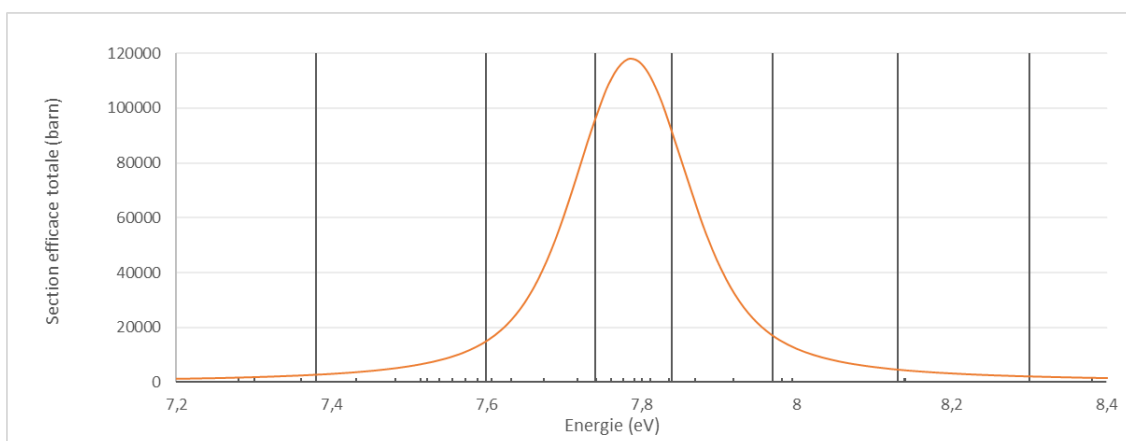


Figure 84 Découpage à 383 groupes superposés à la résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf

On voit que la résonance du ^{178}Hf est entièrement décrite par seulement 5 groupes. Les 2 grandes résonances de l'uranium 238 respectivement à 6,87 eV et 20,87 eV sont découpés par 25 groupes et 16 groupes. Ces résonances sont chacune de l'ordre de 10

000 barn, contre 100 000 barn pour la résonance du ^{178}Hf . Un raffinement du maillage dans le domaine de la résonance du Hf178 est donc nécessaire pour améliorer la prédiction du taux de réaction.

Pour réaliser ce raffinement énergétique, on a choisi de traiter spécifiquement la zone centrale de la résonance décrite actuellement par 3 groupes. L'objectif est que dans cette zone, la largeur des groupes soit de l'ordre de $\xi/3 = 0,0037$ afin que majoritairement les neutrons changent de groupes après un choc. La largeur totale en léthargie sur laquelle est appliqué ce critère est de 0,047, cette zone centrale s'étendant de 7,6 eV à 7,97 eV. Pour respecter ce critère, il est donc nécessaire d'avoir 13 groupes dans cette zone.

Concernant les groupes sur les ailes de la résonance, un critère plus relâché a été choisi, imposant une largeur de groupe de l'ordre de $\xi = 0,0119$. Ces groupes au nombre de 3 s'étendent de 7,97 eV à 8,13 eV, de 8,13 eV à 8,3 eV et de 7,38 eV à 7,6 eV. Il faudra donc 7 groupes pour décrire ces groupes en respectant le critère.

En additionnant ces 20 groupes en remplacement des 6 groupes initiaux décrivant la résonance, on obtient un nouveau maillage à 397 groupes. Le maillage réellement utilisé contient 408 groupes dus à quelques ajouts de groupes permettant de mieux décrire des résonances de ^{238}U et du ^{242}Pu entre 30 eV et 60 eV. La **Figure 85** présente la résonance du ^{178}Hf décrite par ce nouveau maillage énergétique.

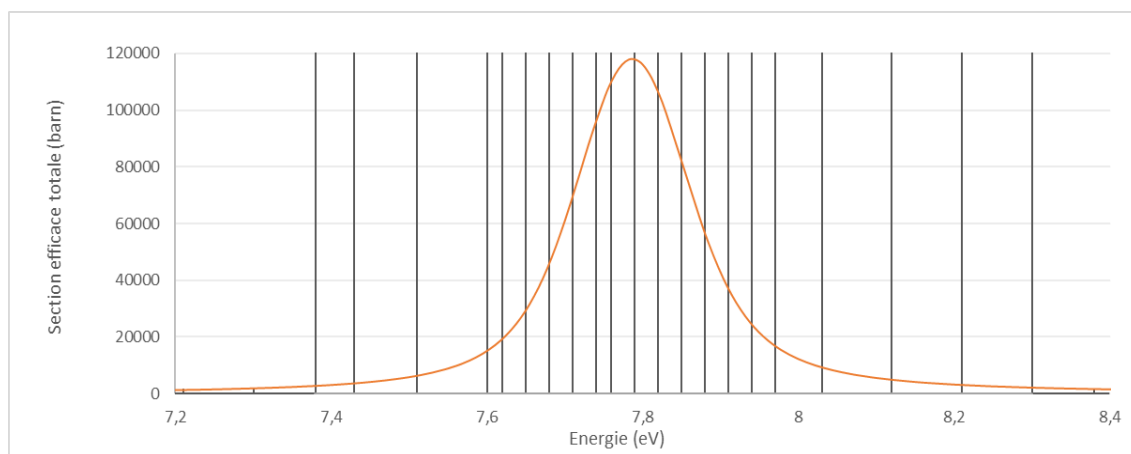


Figure 85 Raffinement à 408 groupes superposés à la résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf

Ce nouveau maillage permet de mener un nouveau calcul sur l'assemblage barré. Dans le cas du calcul à 408 groupes on a $k_{\text{inf}} = 1,1687$, soit un biais de l'ordre de **-151 pcm** (contre environ -200 pcm avec le maillage à 383 groupes). On a donc bien un gain dû au maillage. La **Figure 86** présente les biais par rapport à la référence TRIPOLI4® pour chacun des maillages utilisés.

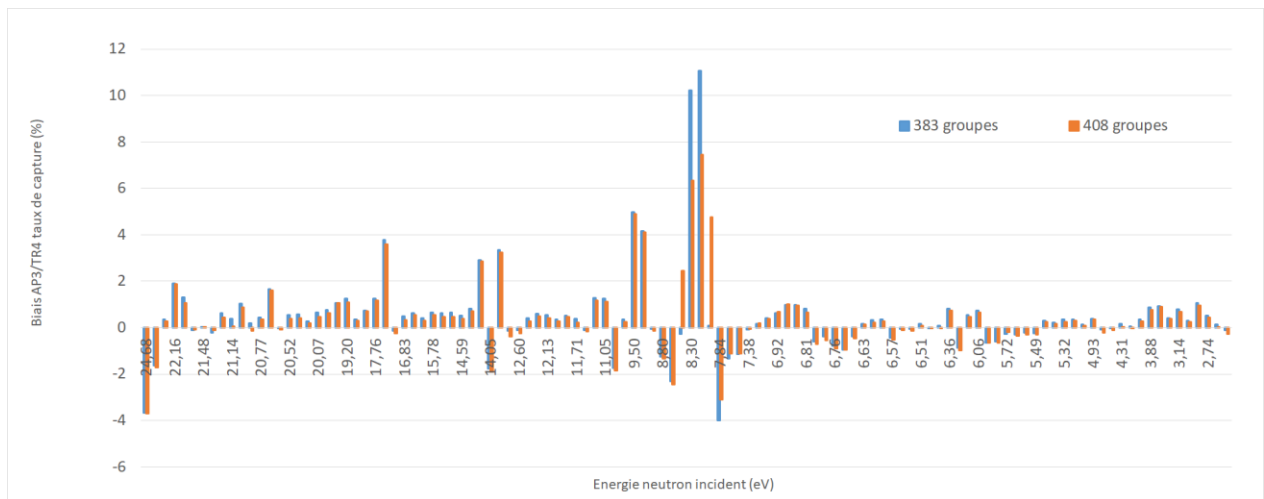


Figure 86 Comparaison du biais par rapport à la référence TRIPOLI4® entre un calcul à 383 groupes ou 408 groupes

Les biais dans les groupes de la résonance ont dû être rassemblés étant donné que les bornes des 2 maillages ne sont pas identiques. Ceci explique que pour le maillage à 383 groupes, on ne retrouve pas les niveaux de biais présenté sur la **Figure 81**.

On observe une nette baisse du biais dans les groupes centraux de la résonance, avec un gain avoisinant les 40 % comparativement au biais à 383 groupes. Cependant, il y a une compensation de biais sur les ailes de la résonance, moins bien décrites. En effet, le niveau de la résonance étant de l'ordre de 120 000 barn au pic, les sections efficaces restent élevées, de l'ordre de plusieurs milliers de barn dans les ailes. D'où une nécessaire description des domaines énergétiques associés afin d'avoir un raffinement en énergie des neutrons arrivant dans la résonance et ceux s'y échappant. Ce maillage est donc un point de départ à une meilleure prise en compte de la résonance à 7,78 eV du ¹⁷⁸Hf.

4.1.5.3 Apport de la méthode d'autoprotection

Après avoir étudié l'impact de l'autoprotection étendue sur l'assemblage barré, cette partie s'attache à quantifier l'influence de la méthode d'autoprotection des sous-groupes comparativement à la méthode de Livolant-Jeanpierre et aux anciennes options d'autoprotéctions utilisées dans le précédent schéma de calcul. Les options d'autoprotéctions pour les uraniums et les matériaux de structures ont déjà été présentées à l'occasion du chapitre 0 dans le **Tableau 5**. Le **Tableau 33** montre les options utilisées pour l'autoprotection du hafnium dans le cadre du calcul type HORUS3D/N avec la méthode de Livolant-Jeanpierre.

Tableau 33 Options d'autoprotection appliquées au schéma HORUS3D/N sur le hafnium pour un assemblage barré (méthode Livolant-Jeanpierre)

Isotopes	Plage d'autoprotection	Mode d'autoprotection
¹⁷⁶ Hf, ¹⁷⁷ Hf, ¹⁷⁸ Hf, ¹⁷⁹ Hf, ¹⁸⁰ Hf	70 → 91	Mélange (TR)
¹⁷⁶ Hf	42 → 69	ST
¹⁷⁷ Hf	42 → 69, 92 → 93	ST
¹⁷⁸ Hf	42 → 69	ST
¹⁷⁹ Hf	42 → 69, 92 → 93	ST
¹⁸⁰ Hf	42 → 69	ST

Le **Tableau 34** présente les biais sur les grandeurs d'intérêt mis en évidence précédemment selon la méthode d'autoprotection utilisée. Comme il avait été fait pour l'assemblage standard chapitre 0, la comparaison est faite sans autoprotection étendue afin de quantifier uniquement le biais dû à la méthode [80]. L'autoprotection est donc réalisée dans les deux cas jusqu'à 22,5 eV.

Tableau 34 Étude de l'impact de la méthode d'autoprotection (sans autoprotection étendue)

Méthode d'autoprotection		Livolant-Jeanpierre - 281g	Sous-groupes 383g
Biais AP3/TR4 (pcm)	p	- 414	-326
	f	- 22	-22
	η	- 6	-6
	k_∞	-340	-263
± Δmax / plaque taux capture (%)	C	+2,65 (p1)/+0,94 (p3)	+0,76 (p1) / + 0,92 (p3)
	D	+1,25 (p6)	+ 1,20 (p3)
	F	-0,17 (p1)	< 0,1
Δ taux capture barre Hf (%)	C	+ 2,41	+ 0,99
	D	+1,87	+1,87
	E	+0,63	+0,61
	F	+0,23	+0,23
± Δmax / plaque taux fission (%)	total	< 0,10	< 0,10

La méthode des sous-groupes apporte une amélioration significative de la prédiction pour l'assemblage barré. Du point de vue de la décomposition en 6 facteurs, la méthode des sous-groupes associée au maillage REL-383 apporte une amélioration d'environ 90 pcm sur le k_∞. Cette amélioration est portée en majorité par une amélioration de la prédiction du facteur p décrivant les absorptions durant la phase de ralentissement des neutrons. Les autres facteurs significatifs : f et η ne sont pas influencés, car décrivant des

phénomènes dans le domaine thermique, là où il n'y a pas d'autoprotection. La méthode des sous-groupes semble donc pertinente pour simuler la neutronique de cet assemblage, alors qu'elle n'avait qu'une influence limitée sur l'assemblage non barré (cf. **Tableau 18**). Ce calcul avec la méthode Livolant-Jeanpierre permet de retrouver des résultats proches de ceux qui étaient calculés avec le schéma HORUS3D/N (cf. **Tableau 28**).

En comparant les taux de réaction, la différence est la plus marquée dans le groupe C (4.10 keV – 22.4 eV) qui contient la majorité des résonances. La méthode des sous-groupes permet de faire passer le biais de +2,4 % à moins de 1 % pour ce groupe. De même, le biais est de l'ordre de 2,5 % dans la première plaque combustible, à proximité de la barre absorbante. La méthode des sous-groupes associée au maillage REL-383 permet de ramener ce biais à moins de 1% confirmant l'intérêt de cette méthode à proximité du hafnium. Pour les plaques plus éloignées de la barre absorbante, le biais reste relativement limité pour le groupe C avec la méthode d'autoprotection de Livolant-Jeanpierre associée au maillage SHEM-281 (inférieur à 1 %). La nouvelle stratégie d'autoprotection permet de conserver ces biais faibles.

Enfin, l'impact sur le taux de fission comme sur les taux d'absorption dans les groupes de plus basses énergies (D, E et F) est quasi nul, l'autoprotection n'opérant pas dans ce cas aux énergies inférieures à 22,5 eV.

L'amélioration significative des taux d'absorption dans les résonances du hafnium grâce à la méthode des sous-groupes comparativement à la méthode de Livolant-Jeanpierre est due aux hypothèses de Livolant-Jeanpierre. En effet, comme on l'a vu dans 3.3.3, la validité de la méthode de Livolant-Jeanpierre repose sur l'hypothèse d'un noyau **lourd** résonnant, entouré d'un modérateur (généralement de l'eau) considéré comme **purement diffusant**. L'hypothèse de noyau lourd est valide pour le calcul d'autoprotection des uranium 235 ou 238, ce qui explique les bons résultats obtenus par cette méthode pour l'autoprotection sur l'assemblage standard. En revanche, pour le hafnium, plus léger l'hypothèse de noyau lourd peut être mise en défaut, dégradant ainsi la précision du calcul avec une autoprotection type Livolant-Jeanpierre. La méthode des sous-groupes ne repose pas sur ce genre d'hypothèse, et est adaptée à l'autoprotection de tout type de noyau. Il est donc normal qu'elle fournisse de meilleurs résultats pour l'autoprotection du hafnium.

4.1.6 Flux d'homogénéisation/condensation de l'assemblage barré

Tout le travail précédent d'optimisation du schéma réseau a été réalisé dans le but de déterminer aussi précisément que possible le flux dans chacune des structures de l'assemblage au cours du temps. Ce flux est utilisé pour condenser et homogénéiser les sections efficaces en vue du calcul cœur dans chacune des zones. Il a été déterminé dans 3 zones d'intérêt pour le calcul :

- La plaque 8, plaque la plus distante de l'absorbant en hafnium
- La plaque 1 située à proximité immédiate de l'absorbant en hafnium
- La barre absorbante en hafnium

La **Figure 87** présente ce flux dans chacune de ces zones d'intérêt :

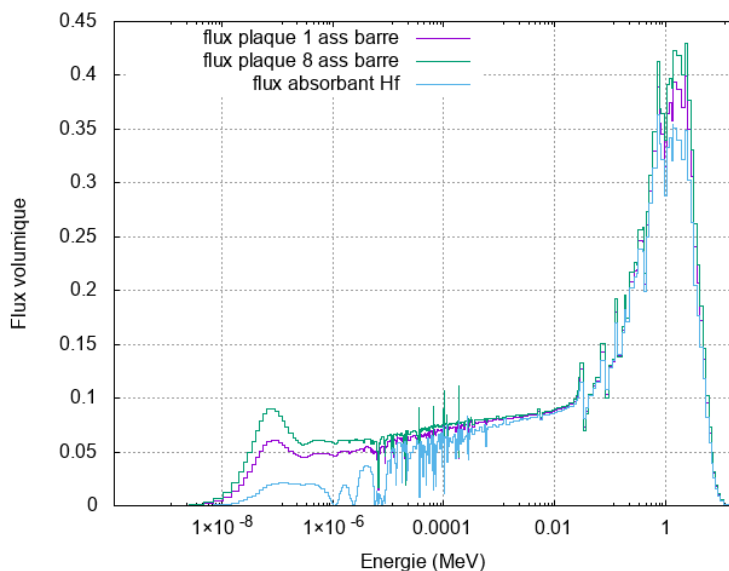


Figure 87 Flux dans l'assemblage barré

Dans ce cas, contrairement à l'assemblage standard, l'influence des barres absorbantes en hafnium se fait ressentir. En effet, pour la plaque 8 située en périphérie, donc éloignée des barres absorbantes, le facteur entre les maxima des composantes thermiques et rapides du flux est de 4, contre un facteur 3 dans le cas de l'assemblage standard (cf. p 109).

En se rapprochant de la barre absorbante, la composante thermique du flux s'en trouve réduite à cause de la forte absorption du hafnium dans le domaine thermique. Ainsi le facteur de flux rapide/thermique est de 6,5 pour la plaque 1 à proximité de la barre absorbante. En se plaçant directement dans la barre absorbante, le flux thermique est complètement annihilé et s'inscrit dans le prolongement de la décroissance épithermique du flux avec les énergies descendantes.

Ces fortes différences de profils de flux permettront de calculer pour chaque milieu un jeu de sections efficaces qui lui est propre.

4.2 ÉTUDE DES HÉTÉROGÉNÉITÉS DIFFUSANTES EN CŒUR

4.2.1 Description des dispositifs de type CHOUCA

Après avoir étudié les assemblages barrés constitués essentiellement de hafnium très absorbant, on s'intéresse dans cette partie aux dispositifs expérimentaux de type CHOUCA. Le dispositif CHOUCA permet de réaliser en cœur des expérimentations sur les matériaux de structures des réacteurs nucléaires. Ce dispositif hérité du réacteur OSIRIS est très semblable aux dispositifs MICA décrit en 1.2.4.3 tel qu'envisagé dans le RJH. Le CHOUCA est destiné à produire un flux dans les échantillons placés en son cœur. Il doit donc avoir un comportement majoritairement diffusant afin de permettre aux neutrons de circuler en son sein. Pour cela, il contient une grande quantité de NaK, mélange eutectique de potassium et de sodium faiblement absorbant, d'où sa désignation comme hétérogénéité diffusante en cœur par opposition aux barres absorbantes.

Ce dispositif se décline en 2 configurations : « isolé » lorsqu'il est placé au centre d'un assemblage et « groupé » lorsqu'il est placé via une matrice en aluminium à 3 emplacements en remplacement d'un assemblage combustible. Dans ce travail, on étudie uniquement les configurations groupées introduisant une forte hétérogénéité dans le cœur.

Le cœur du RJH est conçu pour accueillir 10 emplacements expérimentaux : 3 emplacements groupés contenant chacun 3 dispositifs, et 7 dispositifs isolés placés au centre des assemblages. La carte des emplacements du cœur pouvant accueillir ces différents types de dispositifs est présentée **Figure 88**.

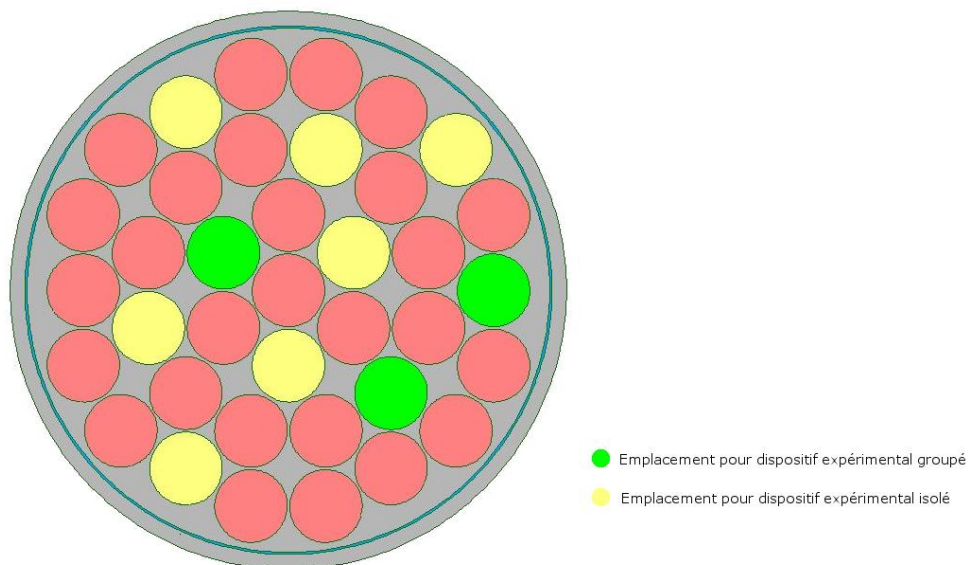


Figure 88 Carte des emplacements disponible pour dispositifs expérimentaux

A l'occasion de ce travail, seuls les dispositifs de type groupés ont été étudiés comme hétérogénéité diffusante. En effet, les dispositifs groupés sont ceux introduisant un maximum d'hétérogénéités dans le réseau en remplaçant ponctuellement un élément combustible fortement absorbant par un élément fortement diffusant. Dans la suite sera donc faite l'étude d'une matrice en aluminium chargé par 3 dispositifs CHOUCA. C'est cette configuration qui sera désignée « CHOUCA groupé » dans la suite.

Du fait de sa nature expérimentale, la composition de la zone expérimentale en jaune sur la **Figure 89** peut fortement varier selon les expériences que l'on y mène. C'est pourquoi, pour la modélisation qui a été adoptée, la zone expérimentale du dispositif a été simplifiée en une pâte homogène composée majoritairement de NaK, mais aussi de fer. La composition de cette zone expérimentale est donnée dans le **Tableau 52** en annexe 1.

Une coupe radiale de la géométrie technologique du dispositif CHOUCA groupé modélisé est présentée **Figure 89**, avec la zone expérimentale simplifiée telle que décrite ci-dessus.

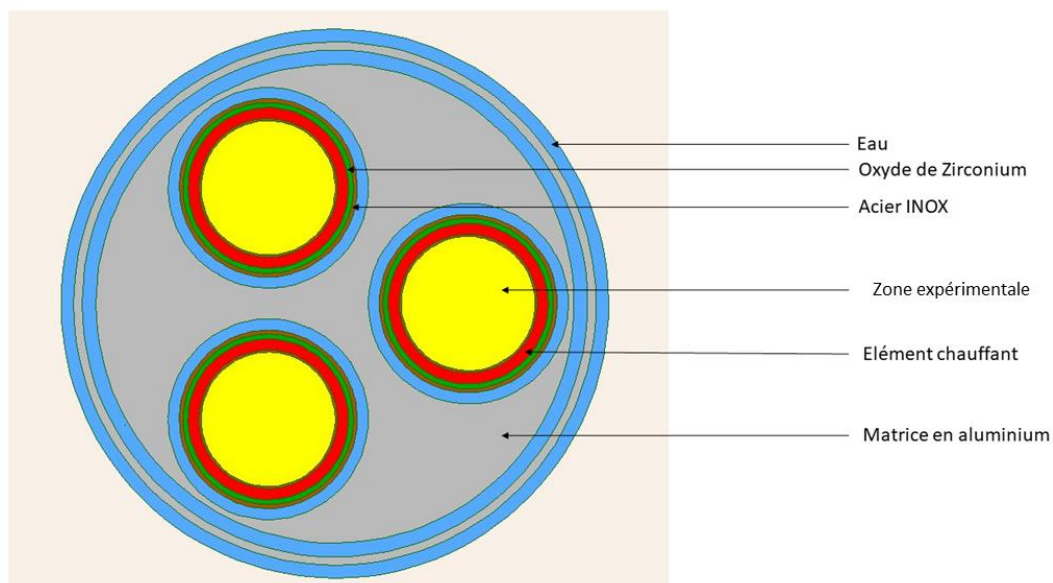


Figure 89 Coupe radiale d'un dispositif groupé contenant 3 CHOUCA : « CHOUCA groupé »

Ce groupement de dispositifs CHOUCA a un diamètre identique à celui des assemblages combustibles (9,86 cm) et est placé dans un des tubes guide du cœur. Le dispositif groupé contient comme on le voit sur la figure une zone expérimentale pouvant accueillir des échantillons tests. Ces 3 emplacements sont enfermés dans la matrice en aluminium. À l'intérieur de chacun des emplacements, on retrouve un élément chauffant placé dans un tube d'acier inoxydable et permettant d'amener la zone expérimentale en son centre à la température souhaité. Par cette description, on remarque que le CHOUCA groupé n'est pas un milieu multiplicateur de neutrons rendant impossible sa modélisation en réseau infini comme ce qui est fait pour les assemblages combustibles. La simulation d'un

environnement fissile est donc nécessaire pour déterminer le flux permettant d'homogénéiser et condenser les sections efficaces du dispositif. La modélisation se fera donc sous forme de cluster comme ce qui est fait pour l'assemblage barré. Le modèle adopté est décrit dans la partie suivante.

4.2.2 Modélisation adoptée pour les dispositifs CHOUCA groupés

Comme pour l'assemblage combustible, le CHOUCA groupé est invariant par rotation d'angle $\frac{2\pi}{3}$ et présente une symétrie selon l'axe x. On peut donc limiter l'étude à un sixième de CHOUCA groupé. Le milieu étant sous-critique, nécessairement la modélisation se fait sous forme de cluster. Dans le schéma de calcul HORUS3D/N, la modélisation du cluster se fait avec une pâte homogène d'assemblage combustible homogénéisé préalablement. Une image de la géométrie utilisée dans le cadre de ce schéma est présentée **Figure 90**.

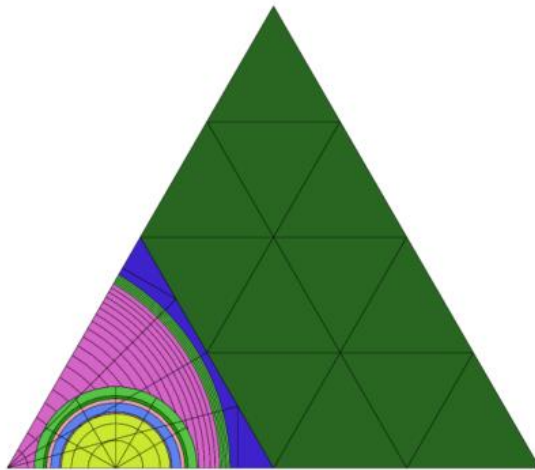


Figure 90 Géométrie du cluster de calcul du CHOUCA groupé schéma HORUS3D/N

Le maillage de la matrice en aluminium du CHOUCA se fait de manière circulaire via une succession de cercles concentriques. Le sixième de dispositif est, comme pour les assemblages combustibles coupés en 4 secteurs. Le maillage de la zone expérimentale se fait de la même manière avec une succession de cercles concentrique se superposant au maillage de la matrice en aluminium.

Pour créer le maillage de calcul du nouveau schéma APOLLO3® pour le CHOUCA groupé, on est parti du même maillage que celui utilisé dans HORUS3D/N pour mailler la matrice en aluminium et la zone expérimentale. Concernant l'environnement, la même stratégie que pour l'assemblage barré a été adoptée : une description exacte d'un demi-assemblage standard a été utilisée pour simuler le milieu multiplicateur. La **Figure 91** présente la géométrie qui a été utilisée pour faire ce calcul.

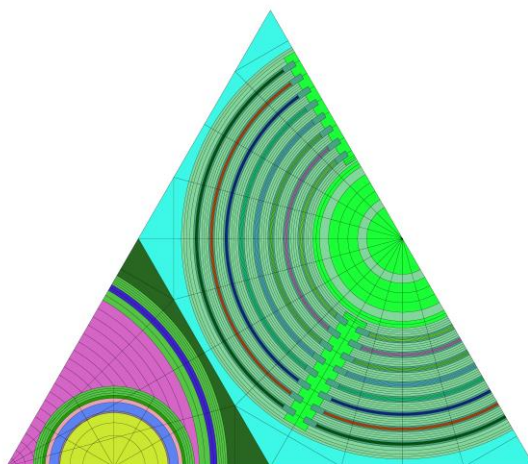


Figure 91 Géométrie du cluster de calcul du CHOUCA groupé nouveau schéma APOLLO3®

Le nouveau maillage de calcul contient 1392 mailles. Un tel calcul a été rendu possible par l'augmentation des ressources de calcul disponible. Les autres options du calcul sont présentées **Tableau 35**. Elles restent proches de celles utilisées pour le calcul de l'assemblage combustible standard. En particulier, l'autoprotection est réalisée pour le combustible du milieu environnant par la méthode des sous-groupes jusqu'à 2,55 eV.

Tableau 35 Options du calcul CHOUCA groupé du schéma de calcul APOLLO3-RJH®.

Maillage calcul flux	1392 mailles (cf. Figure 70)
Maillage calcul autoprotection	Identique au maillage calcul flux
Nombre directions angulaires radiales	36
Découpage multigroupe	REL-383
Méthode d'autoprotection	Sous-groupes → 2,55eV
Solveur et méthode de résolution	TDT-MOC (2D)
Conditions aux limites	Réflexion spéculaire
Ordre anisotropie	3
Pas des caractéristiques	0,01

L'objectif premier de ce calcul est comme pour les assemblages combustibles de générer des sections efficaces homogénéisées/condensées sur le CHOUCA. Pour cela, le flux fin à 383 groupes est calculé grâce à ce calcul. Sur la **Figure 92**, on a calculé le flux sur la zone expérimentale du CHOUCA qui sera utilisé pour son traitement. Physiquement, on observe un flux bien plus thermalisé que dans le combustible ou les absorbants traités dans les parties précédentes. En effet, le milieu étant globalement diffusant, les neutrons thermiques sont peu absorbés dans ce milieu. Le rapport entre les maxima de flux rapide et thermique n'est ici que de 1,7.

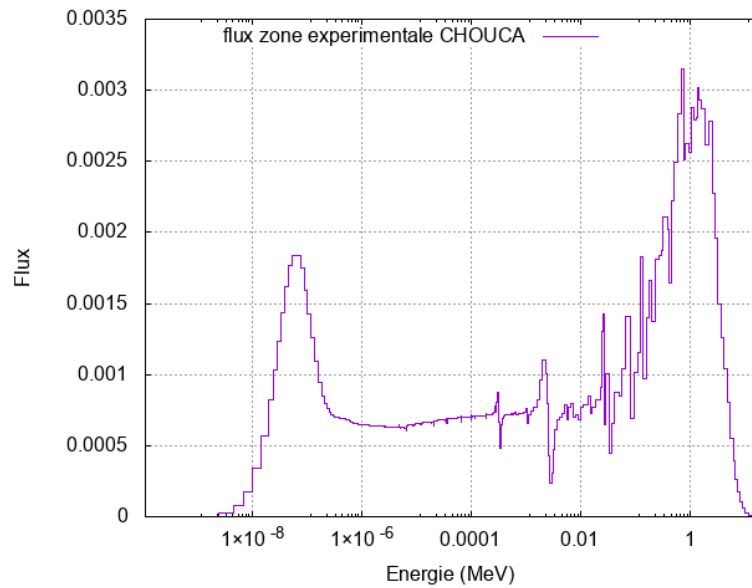


Figure 92 Flux calculé dans la zone expérimentale du CHOUCA

On dispose maintenant d'un schéma de calcul complet pour le calcul des sections efficaces sur toutes les structures du cœur du réacteur. La suite du travail va donc consister à rassembler toutes ces sections efficaces pour mener le calcul sur le cœur complet en évolution et en 3D avec une forte densité d'hétérogénéités.

5. APPLICATION DU SCHEMA DE CALCUL A UNE CONFIGURATION HETEROGENE DU CŒUR

Dans la partie 3, les bases d'un calcul du cœur du RJH ont été posées pour une configuration avec le moins d'hétérogénéités possible. La partie 3.5 a permis de poser les conditions du calcul de réflecteur, et de justifier les options qui ont été choisies. La partie 0 a, quant à elle, permis de calculer les sections efficaces homogénéisées condensées des structures hétérogènes du cœur. L'objectif de cette partie est donc de rassembler toutes ces informations afin de mener le calcul sur un cœur 3D hétérogène en évolution. Tout d'abord, la configuration d'étude qui a été adoptée sera présentée avec les options du calcul cœur qui ont été choisies. Dans un second temps, le calcul sera mené sur cette configuration en évolution afin de prédire physiquement le comportement du cœur au cours du temps. Enfin, la configuration du cœur étant très hétérogène, l'influence de l'approximation du réseau 2D infini sera quantifiée dans une dernière partie.

5. Application du schéma de calcul à une configuration hétérogène du cœur. 163

5.1 Configuration étudiée et options du schéma de calcul du cœur hétérogène.....	165
5.1.1 Configuration étudiée.....	165
5.1.2 Options du schéma de calcul déterministe choisies	166
5.1.3 Validation du calcul à temps 0	170
5.1.3.1 Résultats de sûreté en fonctionnement.....	170
5.1.3.2 Prédiction des performances expérimentales	174
5.1.3.3 Validation du calcul vis-à-vis de la référence TRIPOLI4®	175
5.1.4 Justification des options du calcul cœur	178
5.1.4.1 Choix du découpage énergétique	178
5.1.4.2 Influence du modèle de fuite	181
5.1.4.3 Choix des paramètres de convergence	182
5.1.5 Etude de l'impact de l'hypothèse du réseau infini sur le cœur	182
5.1.5.1 Validité des sections efficaces en réseau infini.....	182
5.1.5.2 Méthodologie du test	182
5.1.5.3 Quantification des écarts dus à l'approximation du réseau infini.....	184
5.1.6 Extension à l'approximation 2D du calcul des sections efficaces.....	187

5.2	Evolution d'un cœur au cours du temps	190
5.2.1	Les équations de Bateman généralisées	190
5.2.2	Couplage Boltzmann/Bateman.....	192
5.2.3	Paramètres d'évolution	193
5.2.4	Résultats au cours du temps	195
5.2.5	Comparaison des différents modes d'évolution.....	199
5.2.5.1	Comparaison évolution micro-macro.....	199
5.2.5.2	Influence de l'évolution du bore.....	202
5.2.6	Performances informatiques du calcul cœur 3D en évolution.....	205

5.1 CONFIGURATION ETUDIEE ET OPTIONS DU SCHEMA DE CALCUL DU CŒUR HETEROGENE

5.1.1 Configuration étudiée

La partie 3.6 a permis de s'intéresser au calcul cœur 3D à temps 0 sur une configuration relativement du cœur nu contenant 37 assemblages combustibles tous identiques. Ce calcul constitue un point de départ au calcul cœur hétérogène. La configuration qui sera étudiée ici introduit des hétérogénéités cœur étudiées dans la partie 0. Le cœur hétérogène qui sera étudié ici comporte 3 dispositifs CHOUCA groupés qui remplaceront 3 assemblages combustibles par rapport à la configuration du cœur nu. Ils sont localisés aux emplacements 103, 211 et 301 et permettent d'introduire des hétérogénéités diffusantes dans le cœur. Au niveau des hétérogénéités absorbantes, 5 barres de contrôle sont insérées sur toute la hauteur du cœur (60 cm). Une sixième barre est insérée sur seulement la moitié du cœur (30cm) afin d'appréhender les variations axiales de flux à l'interface. La **Figure 93** représente le plan de chargement radial de chacune des alvéoles du cœur du RJH pour la configuration étudiée. La densité d'hétérogénéités en cœur est très importante pour la configuration étudiée. A cela, il faut rajouter les hétérogénéités réfléchissantes influençant notamment les résultats sur la bordure extérieure du cœur.

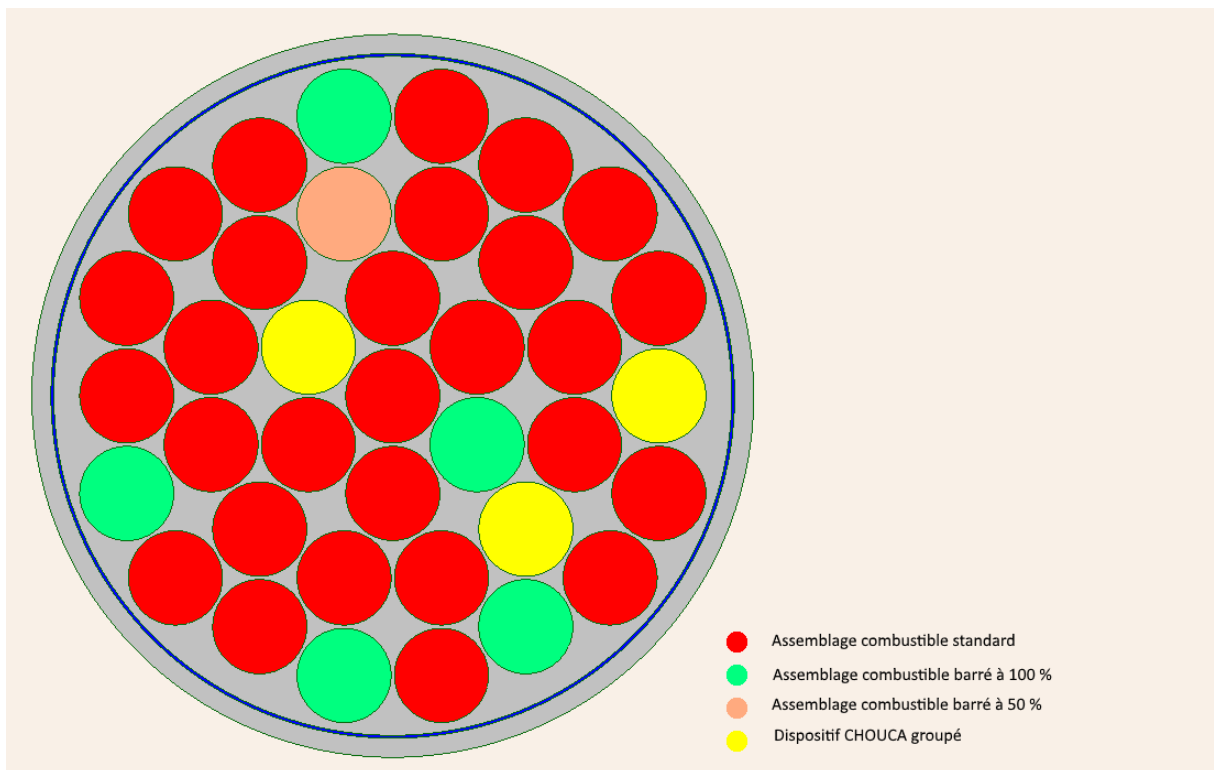


Figure 93 Représentation schématique du cœur étudié en configuration hétérogène

Hormis l'introduction d'un grand nombre d'hétérogénéités en cœur, les caractéristiques en cœur et en réflecteur restent les mêmes que celles détaillées dans la partie 3.1. La neutronique de cette configuration du cœur a d'abord été calculée par un calcul de référence Monte-Carlo à l'aide du code de calcul TRIPOLI4®. La géométrie technologique sur laquelle est menée le calcul est présentée **Figure 94**.

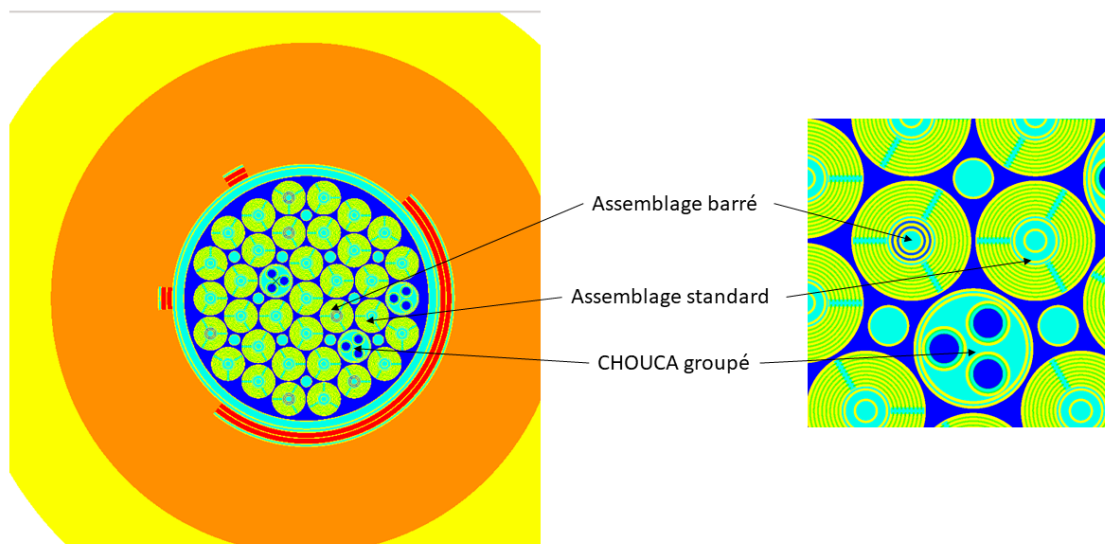


Figure 94 Géométrie technologique pour le cœur hétérogène

Cette géométrie d'étude reprend les bases de la géométrie du cœur nu telles que le réflecteur homogénéisé, qui homogénéise le béryllium avec les structures en aluminium et lames d'eau incluses dans le réflecteur. La description des assemblages standard reste similaire. La différence est portée uniquement par les hétérogénéités absorbantes et diffusantes introduites en cœur.

5.1.2 Options du schéma de calcul déterministe choisies

La géométrie présentée dans la partie précédente est utilisée telle quelle pour le calcul de référence TRIPOLI4®. Cependant, le calcul déterministe nécessite une homogénéisation des compositions sur cette géométrie. L'un des objectifs du schéma de calcul est de pouvoir déterminer directement par le calcul la puissance dans chacune des plaques combustibles. Il est donc nécessaire de discrétiser chacune des plaques. Comme pour la géométrie utilisée sur le cœur nu lors de la partie 3.6, le combustible est cependant homogénéisé pour chaque plaque avec sa gaine. Cette simplification permet de limiter la taille des mailles dans le combustible.

Géométriquement, le schéma de calcul utilise une géométrie générée par le logiciel ALAMOS en 2D. Cette géométrie reprend la structure de la géométrie utilisée pour le

calcul dans la partie 3.6. Comme on l'a vu, en ajoutant les lames d'eau et les structures en aluminium, 23 volumes 2D sont nécessaires pour modéliser un tiers d'assemblage standard. Pour les assemblages avec barres absorbantes, les barres en Hf, du fait de leur comportement très absorbant contrastant avec les structures environnantes n'ont pas été homogénéisées avec d'autres structures. Il est donc nécessaire, comme on le voit **Figure 95** d'avoir 7 volumes contre 5 pour l'assemblage standard au centre du tiers d'assemblage afin de décrire ces structures. Le reste de l'assemblage étant identique, 25 volumes sont nécessaires pour décrire complètement le tiers d'assemblage barré.

Trois alvéoles dans la configuration étudiée contiennent un dispositif CHOUCA groupé. Pour bien décrire la zone expérimentale du dispositif, 3 volumes décrivant chacun une des zones expérimentales du CHOUCA groupé ont été créés. Le reste du dispositif a été homogénéisé en un volume unique. Quatre volumes 2D sont donc nécessaires pour décrire ce dispositif.

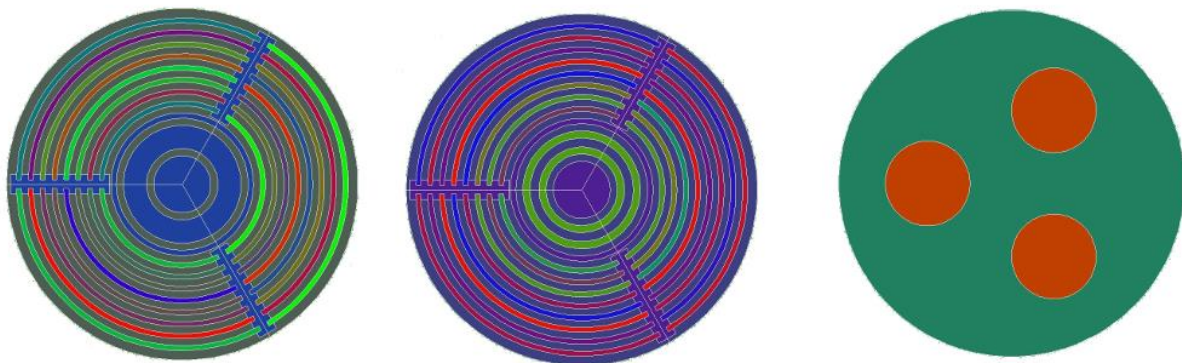


Figure 95 Assemblage standard (à gauche), barré (au centre) et dispositif CHOUCA (à droite) tels que décrit dans la géométrie cœur

Finalement, le nombre de volumes nécessaires pour la modélisation du cœur se calcul simplement en sommant chacune des contributions. Le cœur est constitué de 28 assemblages standard, 6 assemblages barrés, et 3 dispositifs CHOUCA. Il y a donc : $28 \times 3 \times 23 + 6 \times 3 \times 25 + 3 \times 4 = 2496$ volumes pour décrire les alvéoles du cœur.

La modélisation du casier et des structures du réflecteur est identique à celle adoptée pour le cœur nu, il faut donc ajouter à ce total 56 volumes. D'où un total de 2552 volumes 2D pour décrire complètement une tranche de cœur. La **Figure 96** montre une tranche radiale du cœur prise dans le combustible.

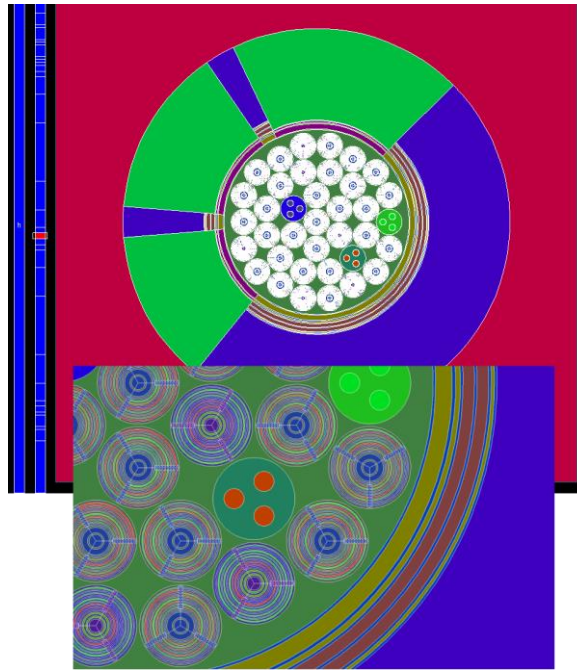


Figure 96 Géométrie pour le calcul déterministe du cœur hétérogène

Axialement, la géométrie 2D est extrudée sur toute la hauteur du cœur en différentes tranches axiales auxquelles on affectera à chaque volume un milieu différent selon sa localisation. La configuration hétérogène du cœur fait apparaître une hétérogénéité axiale supplémentaire au niveau de la barre absorbante insérée à moitié. On a donc choisi de multiplier le nombre de tranches axiales à la côte $z = 0$ pour décrire au mieux les variations de flux dans cette zone. Hors de cette zone, les tranches axiales définies pour la géométrie du cœur nu ont été conservées. Finalement, 33 tranches axiales ont été utilisées pour modéliser complètement le cœur hétérogène, contre 27 sur le cœur nu. La **Figure 97** compare les tranches axiales pour modéliser le cœur nu ou le cœur hétérogène étudié dans cette partie, 18 tranches axiales sont situées dans le combustible, contre 12 pour le cœur nu. Cela représente finalement 84216 volumes pour l'ensemble de la géométrie 3D.

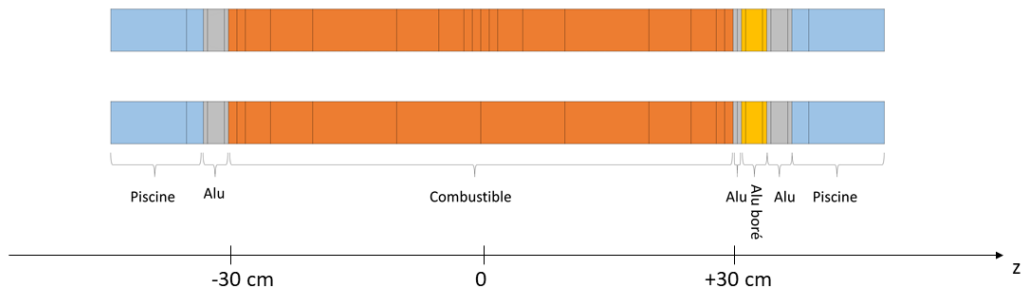


Figure 97 Coupe axiale schématique de la géométrie RJH utilisé pour le cœur nu (en bas), et pour le cœur hétérogène (en haut)

Les sections efficaces et compositions homogénéisées/condensées pour les assemblages standard ont été déterminées par le calcul en réseau infini. Les 8 plaques combustibles forment chacune un milieu associé avec leur gaine respective. Il faut ajouter à cela 2 milieux décrivant les structures en aluminium et le modérateur dans ce type d'assemblage. Soit un total de 10 milieux issus de la MPO de l'assemblage standard.

Pour l'assemblage combustible barré, les mêmes milieux que pour l'assemblage standard ont été calculés sur un cluster. Ils sont lus dans une deuxième MPO décrivant les milieux de l'assemblage barré. Le milieu décrivant les barres en Hf doit être rajouté, soit un total de 11 milieux différents.

La modélisation adoptée pour les dispositifs CHOUCA groupés conduit à générer lors du calcul du cluster de CHOUCA deux milieux : un premier pour décrire la zone expérimentale, et un second pour l'ensemble des autres structures du dispositif. Les sections efficaces et compositions de ces milieux sont lues dans une troisième MPO caractéristique de ce dispositif.

Enfin, comme pour le calcul du cœur nu, les sections efficaces homogénéisées/condensées et les compositions des milieux réflecteurs sont lues dans deux autres MPO générées lors des calculs de réflecteur (cf. partie 0). Le calcul nécessite donc 5 MPO.

La géométrie de calcul est maillée directement par le solveur MINARET avec un maillage triangulaire conforme. Les paramètres du mailleur restent les mêmes que ceux utilisés pour le maillage du cœur nu dans la partie 3.6. Une attention particulière a été apportée au maillage des plaques combustibles, et des barres absorbantes, là où les variations de flux sont les plus importantes en hafnium. La **Figure 98** montre le maillage qui a été utilisé pour ce calcul. Ce maillage très fin permet bien de décrire chacune des plaques combustibles du cœur.

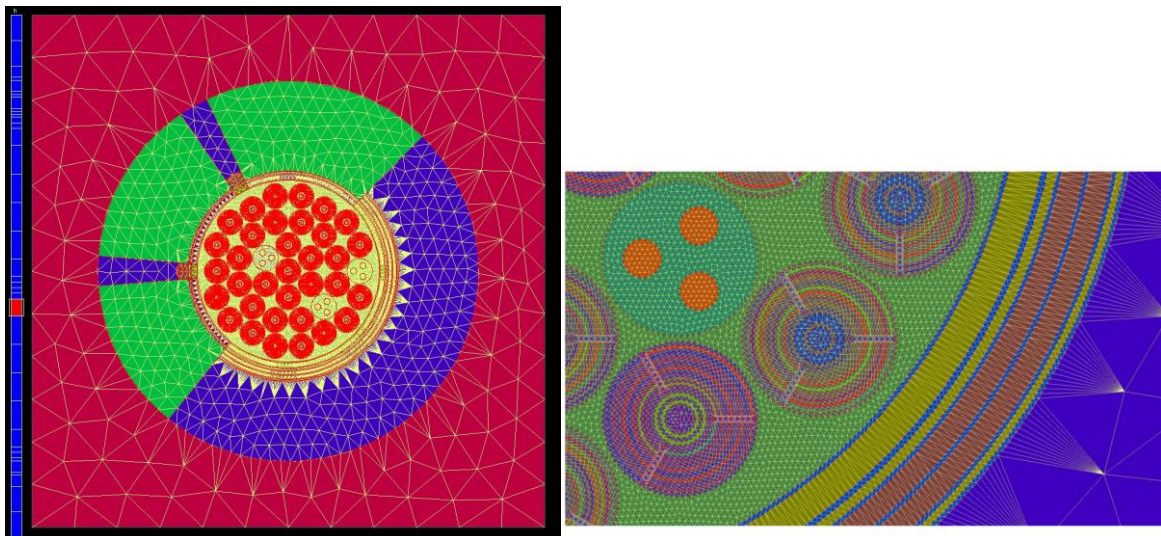


Figure 98 Coupe radiale du maillage généré par le mailleur de MINARET pour le cœur nu

Énergétiquement, le maillage à 11 groupes a été utilisé encore une fois (cf. **Tableau 20**). L'ensemble des options pour schéma de calcul du cœur 3D sont détaillées dans le **Tableau 36**. Les raisons qui ont conduit à adopter ces options seront développées dans la suite.

Tableau 36 Options de calcul de la partie cœur hétérogène du schéma APOLLO3®

Conditions aux limites	VACUUM
Nombre mailles radiales	124687 mailles
Nombre mailles axiales	37 mailles
Solveur-Méthode de résolution	MINARET-DGFEM
Découpage multigroupes	11
Anisotropie	3
Découpage angulaire	$S_{produit,302} \rightarrow 72$ directions angulaires
Ordre des éléments finis axiaux	1
Ordre des éléments finis radiaux	1
Précision sur le k_{eff}	1 pcm
Précision sur le flux	10^{-3}
Nombre max d'itérations internes	1
Nombre max d'itérations externes	100
Modèle de fuites assemblage combustible	B1 homogène

5.1.3 Validation du calcul à temps 0

Le calcul du cœur du RJH doit répondre à un double objectif de sûreté et de performance. Le premier objectif de sûreté, de la même manière que pour le cœur nu doit assurer que le cœur dans tous les cas ne dépassera pas les limites physiques de ces matériaux affectées d'une marge. Le calcul par la détermination de la réactivité ou des puissances générées permettra de conclure sur l'état sûr ou non du cœur via l'étude des points chauds. L'objectif de performance apparaissant avec le cœur en configuration hétérogène s'intéresse quant à lui aux caractéristiques du flux généré dans les dispositifs expérimentaux. Son étude doit permettre de conclure sur la capacité du cœur à réaliser les expériences prévues en cœur. Ces deux objectifs seront successivement étudiés dans cette partie.

5.1.3.1 Résultats de sûreté en fonctionnement

Le cœur dans cette configuration hétérogène à un k_{eff} calculé à temps 0 de **1,20735**. Cette valeur est à mettre en relation avec le k_{eff} obtenu sur la configuration cœur nu valant 1,29136. Les éléments absorbants, et le remplacement d'assemblages combustibles par des dispositifs expérimentaux inertes font chuter la réactivité. Cependant, cette valeur de réactivité reste nettement supérieure à 1. D'un point de vue exploitation, un nombre bien plus important de barres de contrôle devront être insérées dans le cœur afin de réguler la réaction en chaîne, et ramener le k_{eff} à une valeur proche de 1.

La **Figure 99** présente un des principaux apports comparativement à l'ancien schéma de calcul. Elle montre les distributions de taux de fission, assimilées puissances par plaques dans le cœur du RJH. Un tel calcul n'était pas possible avec le schéma de calcul HORUS3D/N du fait de son maillage triangulaire par secteurs. Il était alors nécessaire d'appliquer une fonction de reconstruction en post-traitement afin de déterminer la puissance plaque par plaque. Dans le cas du nouveau schéma APOLLO3®, les puissances par plaques combustibles sont calculées directement par le solveur déterministe

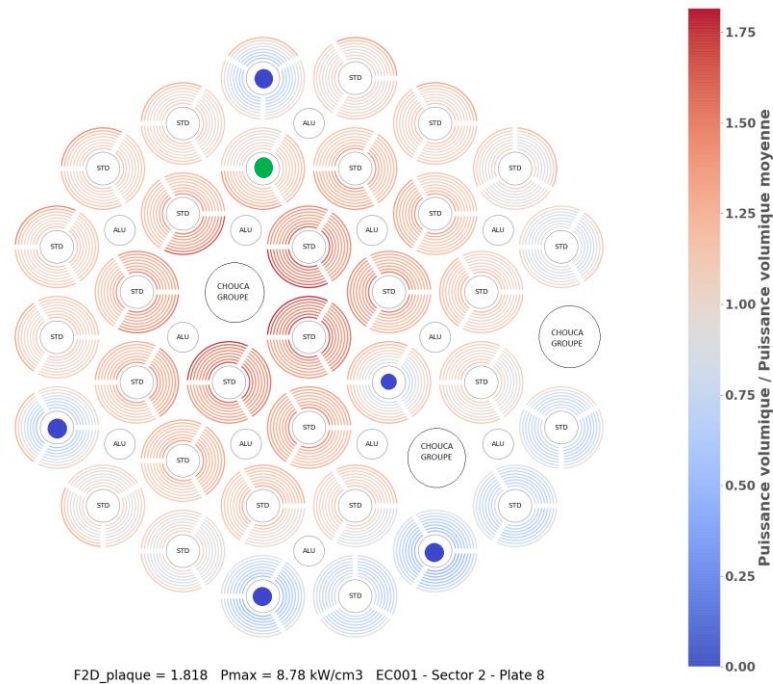


Figure 99 Carte radiale des puissances volumiques dans le cœur (normalisées à la puissance moyenne)

Comme pour le cœur nu, on observe une tendance de fond, où le taux de fission est le plus important au centre du cœur. Il décroît au fur et à mesure que l'on se rapproche du réflecteur avec une remontée rapide pour les dernières plaques de la 3^{ème} couronne au contact du réflecteur dû à l'effet réflecteur. Les différences sont localisées à proximité des hétérogénéités.

Près des hétérogénéités absorbantes, on voit que les barres de contrôle en hafnium (en bleu, ou en vert si insérée à 50%) ont logiquement un fort impact sur les taux de fission à leur voisinage. En effet, une grande partie des neutrons thermiques à ce voisinage est absorbée par les barres de contrôle réduisant ainsi le flux dans cette zone.

Par opposition, les éléments combustibles situés à proximité du dispositif CHOUCA groupé le plus central, à l'emplacement 103 ont les taux de fission les plus intenses du

cœur. En effet, ces dispositifs très peu absorbants, mais très diffusants vont jouer un rôle semblable aux réflecteurs en favorisant les fissions à leurs périphéries. Ce rôle, combiné à un placement central dans le cœur permettent d'induire des taux de fission très intenses. Les 2 autres dispositifs CHOUCA groupés de la configuration étudiée sont situés à des emplacements bien moins réactifs. Pour le CHOUCA à l'emplacement 301 situé à proximité du réflecteur radial, n'induisant par définition aucune fission l'apport en neutrons reste limité aux neutrons provenant des assemblages plus centraux. Le taux de fission dans les assemblages à proximité reste donc plus faible malgré la remontée du taux de fission sur la dernière plaque dû à l'effet réflecteur déjà mis en évidence lors de l'étude du cœur nu. Le dispositif CHOUCA à l'emplacement 211 est placé entre 2 assemblages combustibles barrés jouant un rôle opposé à celui du CHOUCA en limitant le taux de fission. Les assemblages combustibles à sa proximité seront influencés par ces 2 hétérogénéités ne permettant donc pas d'observer une franche remontée du taux de fission dans cette zone.

Les forts gradients de puissances à proximités des hétérogénéités montrent la nécessité d'un traitement plaque par plaque des taux de fission où les puissances volumiques peuvent varier quasiment du simple au double au sein d'un même secteur d'assemblage.

Les gradients présentés ci-dessus étaient radiaux, cependant, un fort gradient existe également axialement quant au taux de fission. La **Figure 100** présente donc pour des éléments combustibles les gradients de flux axiaux.

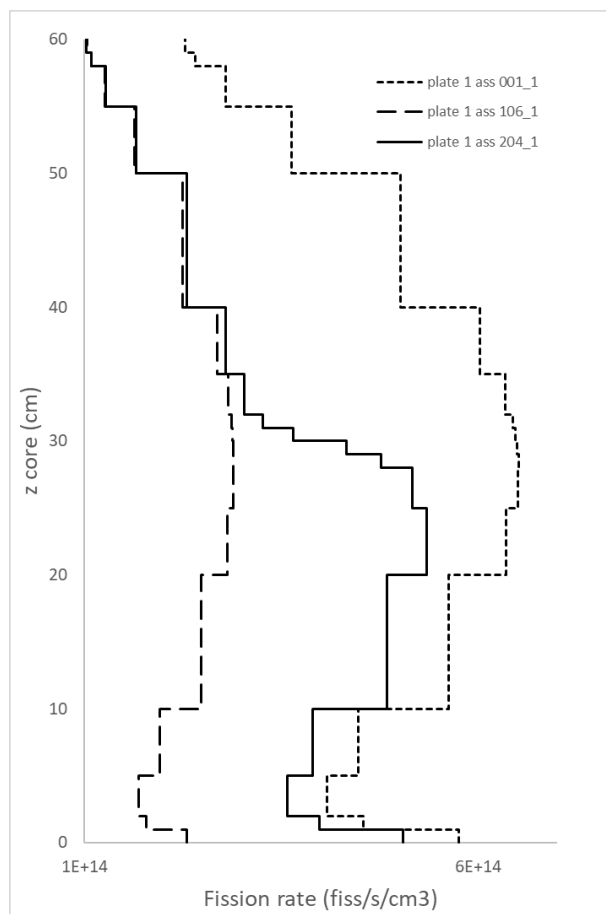


Figure 100 Gradient de taux de fission volumiques axiaux pour plusieurs éléments combustibles du cœur hétérogène

Ne pouvant présenter les gradients de taux de fission axiaux pour l'intégralité des 816 plaques combustibles présentes dans ce cœur, on a choisi 3 éléments combustibles représentatifs de différentes situations rencontrées en cœur :

- La plaque 1, secteur 1 de l'assemblage central (001) située au centre du cœur
- La plaque 1, secteur 1 de l'assemblage 106 à proximité directe d'une barre en hafnium insérée à 100 %
- La plaque 1, secteur 1 de l'assemblage 204 à proximité directe de la barre en hafnium insérée à 50 %

Les profils sont similaires pour les assemblages 106 et 001. Seuls les niveaux de taux de fission atteint varient. Un facteur 4 existe entre l'assemblage 001 situé au centre du cœur, et l'assemblage 106 situé à proximité d'une barre absorbante.

Comme on pouvait s'y attendre, le maximum du taux de fission est atteint pour ces 2 assemblages à mi-hauteur. Il décroît selon un profil parabolique à mesure que l'on se rapproche des extrémités hautes et basses des assemblages. En haut du cœur, les plaques combustibles sont surmontées d'une plaquette borée. Le bore, fortement absorbant

permet de garder à un niveau minimal le taux de fission en haut du cœur. En bas du cœur, on observe une remontée nette du taux de fission dans les deux derniers centimètres de cœur dû au réflecteur axial. Le taux de fission atteint en bas du cœur est proche de celui observé au maximum, à mi-hauteur de la plaque combustible.

Pour la plaque 1 de l'assemblage 204, les gradients observés sont encore plus importants. En effet, sur la moitié supérieure du cœur, là où la barre en hafnium est insérée, le comportement est globalement très proche de celui observé sur la plaque 1 de l'assemblage 106, avec barre absorbante insérée. En bas du cœur, la situation est inversée, avec un comportement proche de la plaque 1 de l'assemblage 001 sans barres absorbante. Une brusque variation du taux de fission est observée sur moins de 5 cm à mi-hauteur permettant de faire la transition entre les 2 régimes. Cette observation a motivé le choix de mailler finement cette zone pour tenir compte de ce gradient.

5.1.3.2 Prédiction des performances expérimentales

La partie précédente s'est intéressée aux résultats de fonctionnement du cœur. Ces résultats sont utiles pour l'exploitation du cœur à des fins de sûreté. Cependant, l'objectif principal d'un réacteur expérimental comme le RJH est de produire un flux dans les emplacements expérimentaux. Le **Tableau 37** présente le flux calculé par le schéma de calcul APOLLO3® sur chacun de ces emplacements. Le flux a également été déterminé au centre d'un assemblage combustible, dans le suiveur en aluminium afin d'estimer le flux qui serait généré dans un dispositif CHOUCA isolé. Il est intéressant de mentionner à ce stade qu'HORUS3D/N n'est pas en mesure d'avoir un équivalent de ce calcul, ce qui constitue une réelle avancée.

Tableau 37 Flux rapide (> 0,95 MeV) dans les emplacements expérimentaux du cœur

	Localisation de l'expérience		Flux calculé (n/cm²/s⁻¹)
CHOUCA groupé	103	1	2.53.10 ¹⁴
		2	2.41.10 ¹⁴
		3	2.45.10 ¹⁴
	211	1	1.56.10 ¹⁴
		2	1.63.10 ¹⁴
		3	1.41.10 ¹⁴
	301	1	1.06.10 ¹⁴
		2	1.37.10 ¹⁴
		3	1.01.10 ¹⁴
Suiveur aluminium	101		3.40.10 ¹⁴

Le flux intégré sur la durée totale d'irradiation donne la fluence contenant l'historique d'irradiation passé des structures étudiées. Pour des raisons de tenue mécanique et de dégradation sous irradiation, des valeurs limites de fluences ont été déterminées pour les cuves de réacteurs nucléaires. L'indicateur de fluence historique pour les REP français du palier 900 MW a été fixé à $6,5 \cdot 10^{19}$ n/cm² 10 ans après la quatrième visite décennale [81], soit 50 ans après sa mise en service. En supposant que le cœur commercial étudié ait un facteur de charge de 75%, le flux moyen dans l'acier de cuve durant le fonctionnement du réacteur aura été de $5,5 \cdot 10^{10}$ n/cm²/s. Les valeurs significativement plus élevées dans les zones expérimentales du cœur du RJH, de l'ordre de $2,0 \cdot 10^{14}$ n/cm²/s confirme la possibilité d'explorer dans cette configuration des domaines de fluences au-delà des limites actuelles.

Le flux dans les zones expérimentales du CHOUCA groupé à l'emplacement 103, et dans le suiveur en aluminium de l'assemblage 101 permettent d'atteindre les flux les plus élevés. Ces emplacements sont les plus centraux du cœur, là où les puissances sont les plus élevées d'après la **Figure 99**. Les dispositifs situés dans les emplacements 211 et 301 ont des flux légèrement plus faibles, car situés en périphérie du cœur.

5.1.3.3 Validation du calcul vis-à-vis de la référence TRIPOLI4®

Le nouveau schéma de calcul permet de fournir avec APOLLO3® des résultats qui ont du sens physiquement. Reste maintenant à déterminer le biais sur ces résultats par rapport au calcul de références TRIPOLI4®. La **Figure 101** montre les biais calculés entre ces 2 calculs sur les taux de fission radiaux présentés dans la partie précédente.

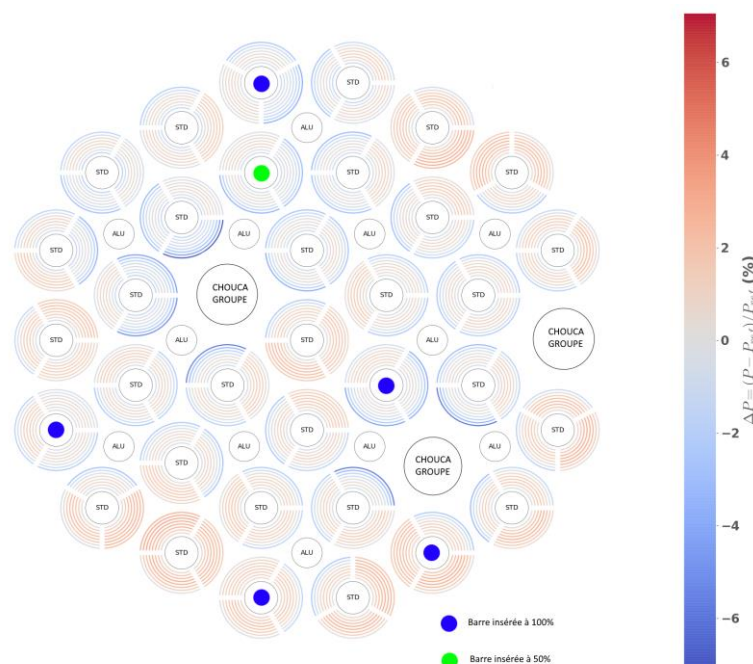


Figure 101 Biais du schéma APOLLO3® sur les taux de fission radiaux par rapport au calcul de référence TRIPOLI4®

Les biais positifs peuvent aller jusqu'à +3,22% sur les plaques combustibles. Ils sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour le cœur nu, et localisés principalement à proximité de l'écran en zirconium. En revanche, les biais négatifs sont cette fois-ci, bien plus importants avec des valeurs pouvant atteindre -7,07% localisées essentiellement sur les plaques combustibles à proximité des dispositifs CHOUCA groupés. Ce biais important s'explique en partie par la non-validité de l'hypothèse du réseau infini à proximité de ces dispositifs. On verra par la suite quelles implications induit cette hypothèse.

Le biais sur la réactivité est de +429 pcm. Il reste relativement proche de ce qui était observé pour le cœur nu (+408 pcm). Cette grandeur très macroscopique gomme les effets des hétérogénéités du cœur sur le biais, et leur modélisation en réseau infini ou sous forme de cluster. Il reste donc les biais intrinsèques au calcul du RJH semblables dans les configurations cœur nu ou avec hétérogénéités in-core. Comparativement au schéma de calcul HORUS3D/N, le nouveau schéma APOLLO3-RJH® permet d'améliorer significativement le calcul du RJH dans une configuration hétérogène. Le **Tableau 38** compare les performances du schéma de calcul APOLLO3-RJH® sur la nappe de puissance par plaques combustible et la réactivité au cas 11 du schéma de calcul HORUS3D/N (34 assemblages combustibles, CHOUCA groupés et isolés insérés, 5 barres de contrôle, réflecteur nu). Rappelons que les résultats sur la nappe de taux de fission par plaques présentés ici ont été obtenus selon le calcul de 2 manières radicalement différentes. Pour le schéma de calcul HORUS3D/N, la géométrie homogénéisée ne donne directement accès qu'aux taux de fission par assemblage combustible. Un modèle de reconstruction obtenu à partir du calcul en réseau infini (cf. 3.2.5) a donc été appliqué afin de remonter à la nappe de taux de fission par plaque. Pour le schéma de calcul APOLLO3-RJH®, la finesse de la géométrie permet d'accéder directement aux grandeurs par plaques combustible via la résolution de l'équation de Boltzmann.

Tableau 38 Biais sur la réactivité en les taux de fission sur le cœur hétérogène

	Biais k_{eff}	$\Delta_{fission, min}$	$\Delta_{fission, max}$	Ecart type
APOLLO3-RJH®	+429 pcm	-7,1 %	3,2 %	1,5
HORUS3D/N (cas 11)	-441 pcm	-9,1 %	8,1 %	3,1

La dispersion des biais à travers l'écart type est très fortement diminué avec le nouveau schéma de calcul, passant de 3,1 avec HORUS3D/N à 1,5. Comparativement au calcul sur une configuration cœur nu, l'écart type est conservé pour le nouveau schéma de calcul (1,4 (cf. **Tableau 23**) contre 1,5 ici). L'introduction d'hétérogénéités avec le schéma HORUS3D/N dégrade fortement cet écart type, qui passe de 2,2 à 3,1 ici. Le nouveau schéma de calcul est moins sensible à la densité d'hétérogénéités introduite dans le cœur et permet donc de mieux prédire les taux de fission. Cette amélioration est due principalement au passage d'un calcul en diffusion (HORUS3D/N) à un calcul de transport (APOLLO3-RJH®) bien mieux adapté pour décrire les hétérogénéités).

Au niveau des biais maximaux par plaques, le nouveau schéma de calcul réduit là encore fortement les biais par rapport au calcul HORUS3D/N. Ainsi même dans une configuration fortement hétérogène du cœur, le nouveau schéma de calcul permet de maintenir les biais à des niveaux proches de ceux qui étaient observés pour la configuration cœur nu dans le **Tableau 24**.

La **Figure 102** montre les biais axiaux pour chacune des plaques d'intérêt mis en évidence **Figure 100**.

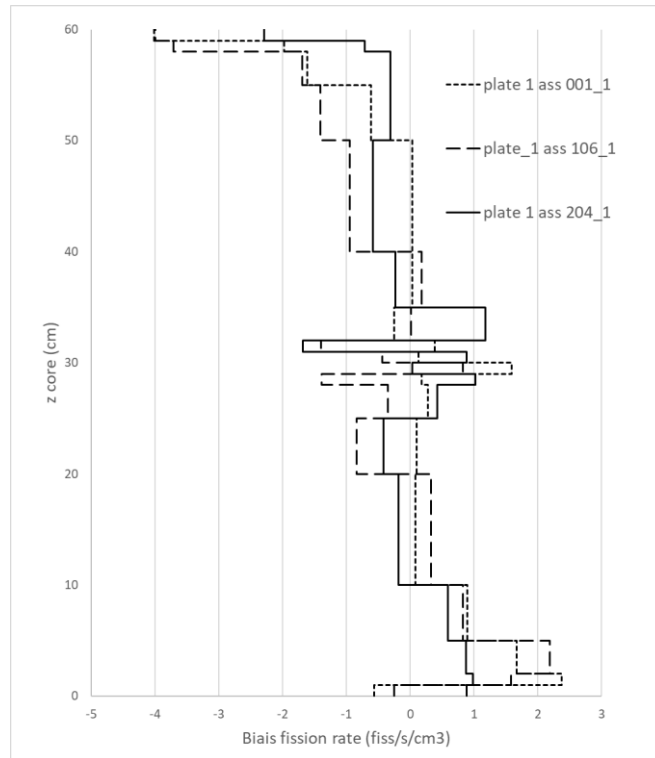


Figure 102 Biais axial dans 3 plaques d'intérêt du cœur hétérogène

Les courbes en annexe 3 montrent les biais axiaux qui étaient observés avec le schéma HORUS3D/N sur des configurations proches de celle étudiée ici. On remarque tout d'abord que le nouveau schéma de calcul a permis de réduire drastiquement les biais sur les taux de fission axiaux. Alors qu'avec HORUS3D/N les biais aux extrémités supérieures et inférieures du cœur pouvaient atteindre 20 % par rapport au calcul TRIPOLI4®, les biais du nouveau schéma de calcul avec la référence ne dépassent pas 4%. Comme pour le cas du cœur nu étudiée dans la partie 3.6.3, le biais sur les taux de fission axiaux est diminué d'un facteur 4 avec le nouveau schéma de calcul comparativement à celui basé sur APOLLO2/CRONOS2.

On remarque comme, pour le cœur nu que les biais les plus importants sont localisés sur la partie supérieure du cœur, à proximité de la plaquette borée. Ces biais sont dus à l'interface combustible-bore ayant des comportements radicalement différents et dont on ne tient pas compte dans l'hypothèse du réseau infini.

La barre en hafnium de l'assemblage 204 n'est insérée qu'à 50%. Au centre du cœur, l'interface entre la barre en hafnium, et le suiveur en aluminium devrait donc normalement induire un biais important du fait du changement de milieu qui n'est pas pris en compte par l'hypothèse du réseau infini. Cependant, les taux de fission étant calculés dans le combustible se prolongeant sur toute la hauteur du cœur, le changement de milieu n'impacte pas directement le milieu de calcul, mais la structure environnante (barre en Hf et suiveur aluminium). Le biais axial au centre du cœur reste donc limité pour les 3 plaques combustibles étudiées, même la plaque 1 de l'assemblage 204 à proximité immédiate de la barre absorbante insérée à 50 %.

Sur la partie inférieure du cœur, on observe une remontée du biais par rapport à la référence TRIPOLI4® de l'ordre de 2%. De la même manière que pour la partie supérieure, ce biais est dû à l'interface entre le combustible, et le réflecteur axial inférieur en aluminium non pris en compte par le calcul réseau-2D. Cependant, l'aluminium étant bien moins absorbant que le bore, une part non négligeable des neutrons sont renvoyés vers le cœur atténuant ainsi le biais axial.

On a donc observé que les biais les plus importants comparativement au calcul sur un cœur nu étaient localisés à proximité des hétérogénéités radiales ou axiales. On peut supposer qu'une part importante de ces écarts s'explique par l'hypothèse du réseau 2D infini faite pour le calcul de sections efficaces homogénéisées/condensées. Dans les parties 5.1.5 et 5.1.6, les biais induits par ces approximations seront quantifiés.

5.1.4 Justification des options du calcul cœur

Pour ce calcul cœur, comme pour le calcul réseau, des choix ont été faits au niveau des options du schéma, parfois différent de ceux qui ont été faits pour le schéma de calcul HORUS3D/N. Dans cette partie, les choix les plus influents seront analysés afin de déterminer l'impact de chacun sur les performances du calcul cœur hétérogène à temps 0.

5.1.4.1 Choix du découpage énergétique

Le découpage énergétique qui a été adopté pour le calcul cœur 3D est le découpage à 11 groupes. Il a déjà été présenté page 122. Ce découpage est issu du découpage à 6 groupes utilisé dans le schéma HORUS3D/N.

Le maillage énergétique à 6 groupes est constitué de trop peu de groupes pour décrire correctement les contributions rapides et thermiques au flux total. La **Figure 103** montre pour la première plaque combustible (P1) le flux condensé à 6 groupes ou à 383 groupes. Le maillage à 383 groupes est celui qui est utilisé pour le calcul de flux de l'assemblage

combustible réseau 2D. On voit que les 6 groupes semblent insuffisants pour décrire correctement la structure du flux.

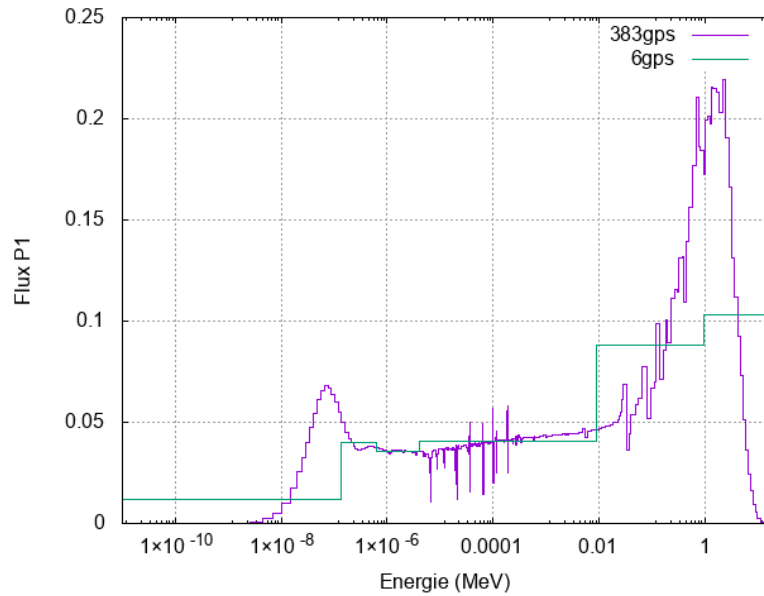


Figure 103 Comparaison des flux sur la plaque P1 condensés à 6 groupes ou 383 groupes

Pour pallier cela, le maillage à 11 groupes a été créé dans le cadre de ce travail. Ce maillage ajoute 5 bornes permettant de reproduire les « bosses » rapides et thermiques du flux observées sur le flux réel. La **Figure 104** compare le flux dans la première plaque combustible condensé avec ce maillage à 11 groupes par rapport au flux non condensé calculé à 383 groupes. Le découpage permet cette fois-ci de reproduire la forme générale du flux tout en gardant un nombre limité de groupes.

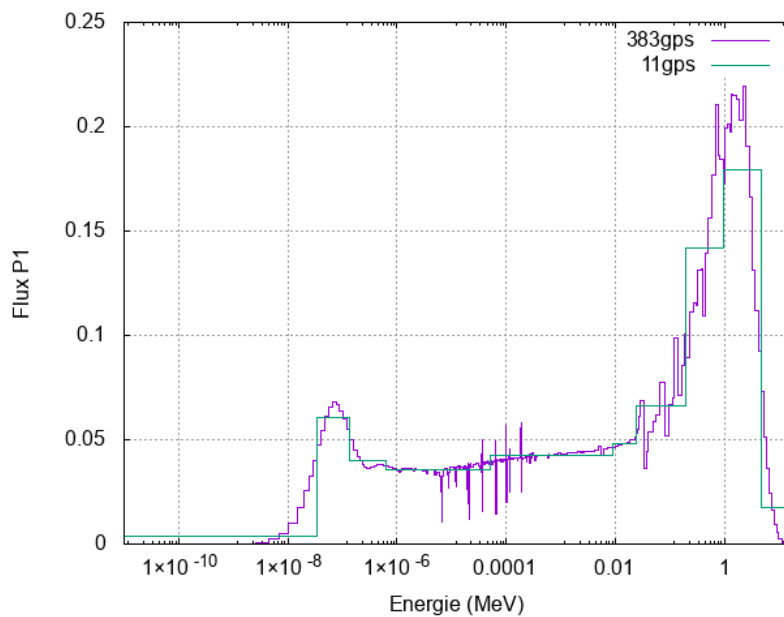


Figure 104 Comparaison des flux sur la plaque P1 condensés à 11 groupes ou 383 groupes

Pour évaluer totalement l'impact du découpage énergétique, un calcul cœur 3D à 383 groupes aurait été nécessaire. Ce calcul permettrait de mener un calcul cœur dans les mêmes conditions qu'avec les 2 autres maillages énergétiques en éliminant la condensation. Cependant, un calcul à 383 groupes sur le cœur complet hétérogène n'est pas envisageable vis-à-vis des ressources informatiques qu'il nécessite. Un calcul cœur 3D hétérogène a donc été mené à 41 groupes afin d'évaluer l'impact de la condensation de 41 groupes à 11 groupes. Le découpage du flux réseau condensé à 41 groupes est présenté **Figure 105**. Ce maillage énergétique est celui qui a été utilisé pour la génération des sections efficaces du réflecteur radial via un calcul en MOC-2D. On voit que ce flux est relativement proche de celui non condensé à 383 groupes. On peut donc faire l'hypothèse que la majorité des biais induits par la condensation seront dus au passage de 41 groupes à 6 groupes plutôt qu'au passage de 383 groupes à 41 groupes.

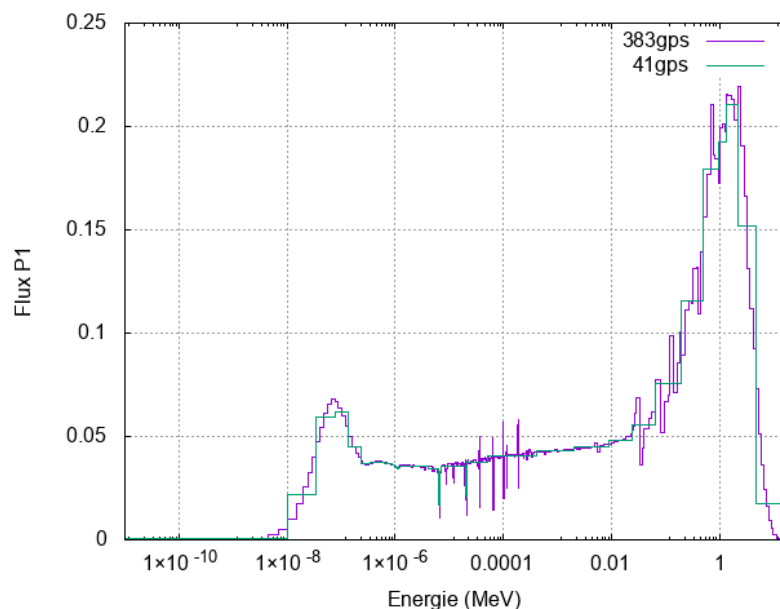


Figure 105 Comparaison des flux sur un assemblage combustible condensés à 41 groupes ou 383 groupes

Le **Tableau 39** présente l'écart en réactivité observé par rapport à la référence pour chacun de ces maillages énergétiques sur le calcul cœur hétérogène 3D à temps 0. A 11 groupes, le biais de +429 pcm est celui calculé par le schéma mis en place dans la partie précédente. Le passage de 6 groupes à 11 groupes permet de gagner environ 70 pcm par rapport à la référence TRIPOLI4® en ajoutant uniquement 5 groupes au maillage. Le temps de calcul à 6 groupes et à 11 groupes est du même ordre de grandeur. Le passage de 11 groupes à 41 groupes permet de gagner environ 60 pcm par rapport à la référence, avec un biais sur le k_{eff} de +365 pcm. Cependant, le temps de calcul à 41 groupes est 5 fois plus élevé que pour celui à 11 groupes. Ces résultats sur la réactivité suggèrent donc que le découpage énergétique à 11 groupes est un bon compromis pour le calcul cœur 3D hétérogène.

Tableau 39 Ecart en réactivité par rapport au calcul de référence TRIPOLI4® selon le maillage énergétique utilisé

Δk_{eff} (pcm)	Nombre groupes		
	6	11	41
	503	429	365

5.1.4.2 Influence du modèle de fuite

Le modèle de fuites est une caractéristique du schéma déterminé dans la partie réseau. Les enjeux du modèle de fuites ont été traités dans la partie 3.4. Ils permettent d'introduire une correction dans les sections efficaces calculées au réseau afin de tenir compte de la géométrie finie du cœur de réacteur. Ce modèle de fuite quand il a été appliqué a été utilisé lors du calcul réseau de l'assemblage standard. Trois types de sections efficaces ont été générées :

- Sans modèles de fuites
- Modèle de fuites B1 homogène
- Modèle de fuites B1 hétérogène

Le calcul avec un modèle de fuite B1 hétérogène est associé à une condensation des sections efficaces par les moments de flux, contrairement à l'homogénéisation flux-volume utilisée dans les autres cas. Le **Tableau 40** montre l'écart en réactivité induit par chacun des modèles de fuites par rapport à la référence TRIPOLI4®. Le gain de l'ordre de 175 pcm entre le modèle de fuite homogène et l'absence de modèle de fuite justifie son utilisation pour le calcul du cœur 3D. En revanche, le gain plus faible, de l'ordre de 40 pcm entre le modèle de fuite homogène et hétérogène a conduit à générer les sections efficaces pour le calcul cœur en évolution toujours via le modèle homogène. Il se peut que certaines contre-réactions de fonctionnement exigent un modèle hétérogène. Ceci devra être vérifié au-delà de cette thèse.

Tableau 40 Ecart en réactivité par rapport au calcul de référence TRIPOLI4® selon le modèle de fuites utilisé

Δk_{eff} (pcm) : Modèle de fuite		
Aucun	Homogène	Hétérogène
607	429	387

5.1.4.3 Choix des paramètres de convergence

Le nombre d'itérations internes du calcul cœur a été fixé à 1. Cela signifie que lors de la résolution de chaque équation de Boltzmann mono énergétique, le flux et l'opérateur de production ne seront pas mis à jour itérativement après avoir inversé l'équation. La convergence se fera via les itérations externes. Cette stratégie permet d'éviter un grand nombre de calculs durant les premières itérations externes alors que le flux n'est pas encore convergé. Les résultats d'un calcul avec 1 ou 5 itérations internes ont été comparés et donnent des résultats sensiblement identiques. Cependant, le calcul avec 1 seule itération interne permet de diviser par plus de 5 le temps de calcul. Cette réduction du temps de calcul permettra de faire évoluer le calcul au cours du temps.

Dans cette partie, on va étudier la validité de l'hypothèse, d'une part du réseau infini et d'autre part du modèle 2D pour la détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées des assemblages combustibles.

5.1.5 Etude de l'impact de l'hypothèse du réseau infini sur le cœur

5.1.5.1 Validité des sections efficaces en réseau infini

On a vu dans cette partie que l'introduction d'hétérogénéités radiale dans le cœur telle que des dispositifs expérimentaux générerait comparativement à une configuration cœur nu des biais supplémentaires localisés principalement à proximité de ces hétérogénéités. De plus, une configuration cœur nu induit également des biais en périphérie du cœur à proximité du réflecteur radial. L'une des pistes permettant d'expliquer ces biais est l'hypothèse du réseau infini faite pour générer les sections efficaces des éléments combustibles. En effet, à proximité de ces hétérogénéités, la forme du flux dans le combustible est influencée par les éléments environnants, et se trouve modifiée comparativement à celle observée en réseau infini. Or, les sections efficaces de tous les éléments combustibles du cœur ont été générées à partir de la même géométrie d'assemblage placée en réseau infini, indépendamment de l'environnement de chaque assemblage. Cette approximation induit donc un biais que l'on va quantifier.

5.1.5.2 Méthodologie du test

Pour tester la validité des sections efficaces à temps 0, les sections générées par un calcul assemblage en réseau infini ont été comparées à celles générées par un calcul du cœur complet avec la méthode MOC2D. Pour que les 2 calculs soient parfaitement comparables, ils doivent être menés avec le même nombre de groupes. Un premier calcul en réseau infini ou cluster à 383 groupes a donc été mené avec une étape d'autoprotecteurs pour chaque type de structures (assemblage barré ou non et dispositif

expérimental). Des sections efficaces condensées à 41 groupes y ont été extraites en vue du calcul MOC2D à 41 groupes.

D'une part, des calculs en réseau infini à 41 groupes ont été menés avec ces sections efficaces afin d'en extraire des sections efficaces homogénéisées par plaque/condensées à 6 groupes pour **chaque milieu de chaque type d'assemblage**. D'autre part un calcul cœur MOC2D à 41 groupes a été mené dans les mêmes conditions afin d'en extraire des sections efficaces homogénéisées par plaque/condensées à 6 groupes pour **chaque milieu de chaque assemblage du cœur**. Ce second calcul permet donc de tenir compte de l'emplacement de chaque milieu dans le cœur pour le calcul de son jeu de sections efficaces. Ce n'est pas le cas du premier calcul utilisant une stratégie classique d'homogénéisation/ condensation à partir d'une géométrie en réseau ou cluster infinis des assemblages et dispositifs expérimentaux.

Enfin, un calcul MINARET-2D a été mené à 6 groupes avec chacun de ces jeux de sections efficaces sur la configuration hétérogène du cœur. La comparaison des résultats de ces 2 calculs permet de quantifier l'influence de l'hypothèse du réseau infini pour la condensation des sections efficaces de 41 groupes à 6 groupes. La Figure **106** synthétise cette démarche. Dans la suite, le calcul cœur utilisant les sections efficaces générées par le calcul MOC-2D cœur complet sera qualifié de « 3-étapes » par opposition au « 2-étapes » du schéma de calcul classique.

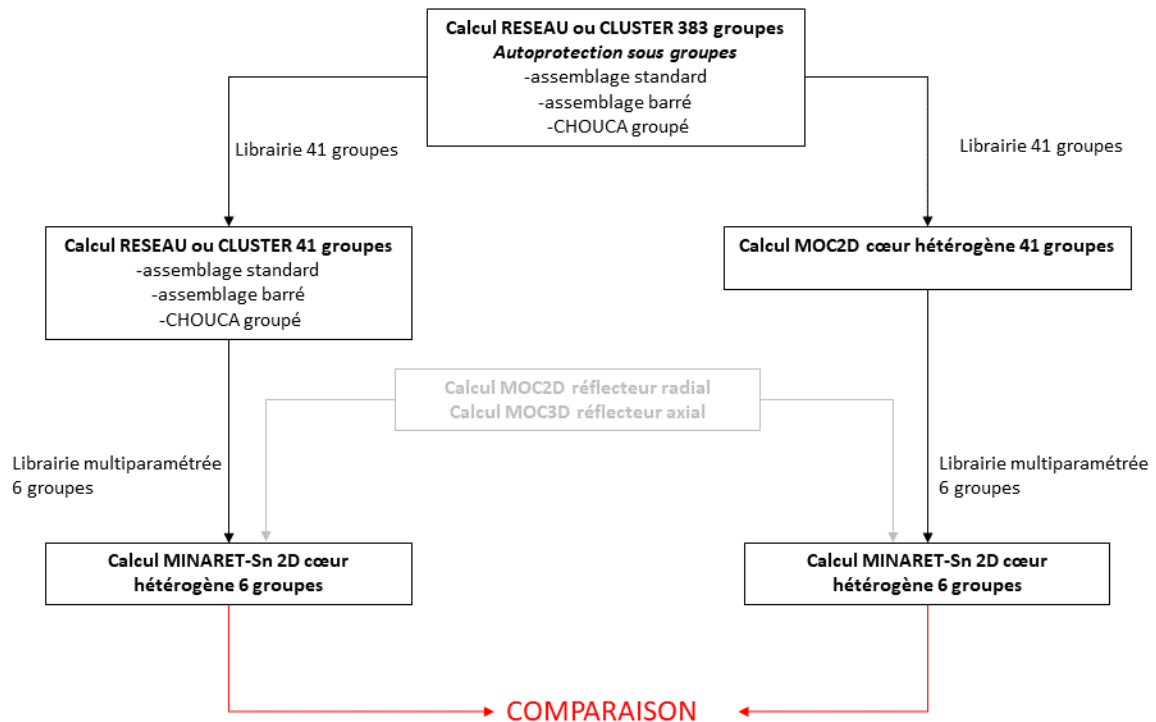


Figure 106 Démarche de quantification de l’influence de l’hypothèse du réseau infini :
 -calcul 2-étapes (à gauche)
 -calcul 3-étapes (à droite)

5.1.5.3 Quantification des écarts dus à l’approximation du réseau infini

Les 2 démarches présentées ci-dessus ont été comparées afin d’évaluer l’influence de l’hypothèse du réseau infini. On remarque tout d’abord qu’il n’y a aucun écart en réactivité entre les 2 calculs. Cependant, la réactivité est une grandeur macroscopique moyennant les résultats sur tout le cœur. La prise en compte des sections efficaces de chaque plaque combustible du cœur devrait permet d’affiner la prédiction des taux de réaction localement à proximité des hétérogénéités, là où l’hypothèse du réseau infini n’est plus valide.

La **Figure 107** présente pour chacune des plaques du réacteur Jules Horowitz dans la configuration hétérogène étudiée l’écart d’une approche 2 étapes vis-à-vis d’une approche 3 étapes sur le taux de fission.

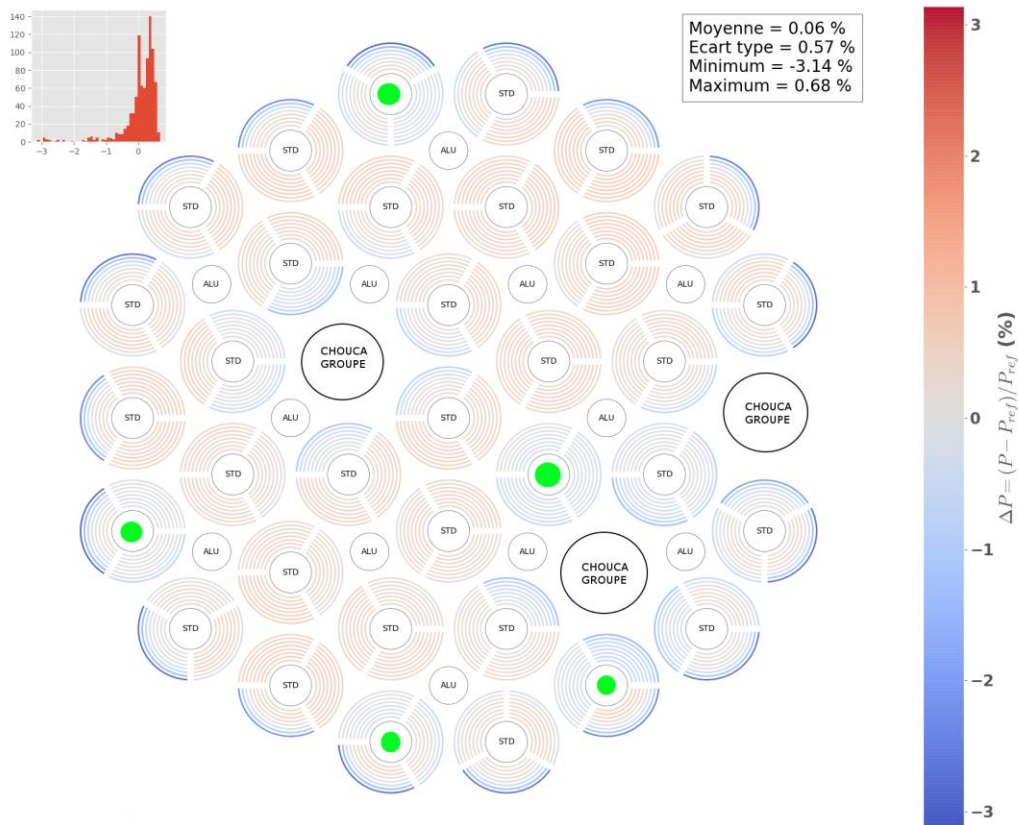


Figure 107 Biais sur les taux de fission du calcul cœur « 2-étapes » par rapport au calcul cœur « 3-étapes »

On remarque que pour la majorité des plaques combustible, il y a très peu d'écart sur de taux de fission. Pour les plaques situées loin de toutes hétérogénéités, le biais entre les 2 approches est le plus faible. Cela confirme que loin de toute hétérogénéité, l'hypothèse du réseau infini est valide.

Pour les plaques situées à proximité des hétérogénéités absorbantes, l'écart reste là encore très faible. En effet, les barres absorbantes sont situées au centre des assemblages. Elles sont donc prises en compte dans le cadre du calcul en cluster 2D pour l'assemblage barré. L'environnement des plaques combustibles à proximité de ces hétérogénéités est décrit correctement dans le cadre du schéma 2-étapes, ce qui explique qu'il n'y ait ici que peu d'écart avec le schéma en 3-étapes.

Les biais les plus importants sont observés à proximité des CHOUCA groupés, mais surtout du réflecteur radial. Ces hétérogénéités ont un comportement très différent de celui des assemblages combustibles qui n'est pas pris en compte lors du calcul des sections efficaces à l'étape du réseau infini. L'influence de ces hétérogénéités sur les assemblages combustibles environnants peut être prise en compte lors du calcul 3-étapes avec des sections efficaces générées par un calcul MOC-2D cœur. Ainsi, le calcul en 2-étapes, sous-prédit de plus de 3% les taux de fission sur les plaques combustibles au

contact du réflecteur radial par rapport au calcul en 3-étapes. De même, au contact des CHOUCA groupé, le calcul en 2-étapes sous-prédit de plus de 1% les taux de fission.

D'après la description du schéma de calcul en 2 ou en 3 étapes, la seule différence se situe au niveau de l'homogénéisation et de la condensation de 41 groupes à 6 groupes des sections efficaces. La condensation des sections efficaces a été décrite au chapitre 0. Elle consiste dans le cas présent à moyenner sur le maillage à 6 groupes les sections efficaces à 41 groupes pondérées par le flux calculé à 41 groupes. Les sections efficaces à 41 groupes étant dans les 2 cas identiques, car issus du même calcul, le seul paramètre variant pour la condensation des sections efficaces est le flux calculé. La **Figure 108** représente donc pour plusieurs plaques combustibles d'intérêts du cœur du RJH le flux calculé à 41 groupes utilisés pour la condensation dans les cas à 2 ou à 3 étapes. Les plaques sont :

- MOC2D-cœur : Plaque 8, assemblage 001, secteur 1 au centre du cœur (3-étape)
- MOC2D-cœur : Plaque 8, assemblage 101, secteur 1 en première couronne loin de toute hétérogénéité (3-étape)
- MOC2D-cœur : Plaque 8, assemblage 205, secteur 3 au contact d'un dispositif CHOUCA groupé (3-étape)
- MOC2D-cœur : Plaque 8, assemblage 315, secteur 3 au contact du réflecteur radial (3-étape)
- MOC2D-cœur : Plaque 8, assemblage 302, secteur 1 au centre du réflecteur radial, et d'un dispositif CHOUCA groupé (3-étape)
- Point de comparaison : Plaque 8 calculée en assemblage réseau infini (2-étape)

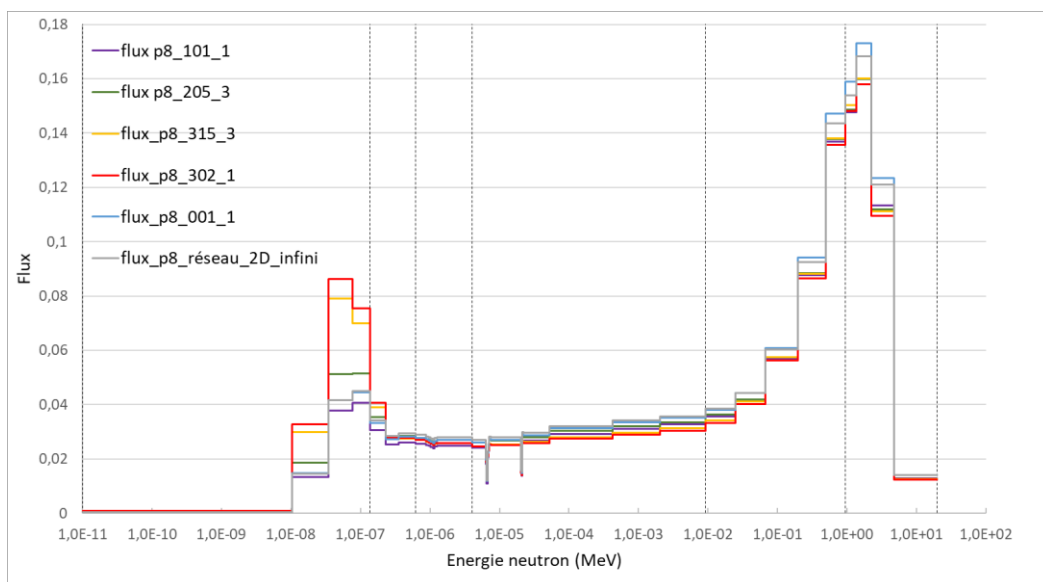


Figure 108 Flux de condensation du calcul MOC-2D cœur ou réseau infini sur la plaque 8

Pour les plaques combustibles (001 et 101) les plus centrales, le flux de condensation du calcul 3 étapes est presque identique au flux calculé en réseau infini confirmant la pertinence de cette hypothèse pour ces structures. L'écart par groupe du flux ne dépasse pas quelques pourcents.

En revanche, pour la plaque à proximité du CHOUCA groupé (204), la forme du flux est bien plus prononcée dans le domaine thermique comparativement au calcul en réseau infini. Pour les énergies inférieures à 0,135 eV correspondant au groupe 6 du découpage à 6 groupes, les biais entre les 2 approches sur le flux par groupes peuvent dépasser 30%.

De la même manière, pour les plaques à proximité du réflecteur radial les biais sur les groupes du maillage à 41 groupes d'énergie inférieure à 0,135 eV peuvent dépasser les 100%, voire même 120% pour la plaque de l'assemblage 302. Cet écart influe sur la valeur des sections efficaces condensées, calculées à partir de ce flux. Le **Tableau 41** présente pour chacune des plaques combustibles considérées la valeur de la section efficace de fission condensée calculée avec le calcul MOC-2D cœur lors de l'enchaînement 3-étapes. Ces valeurs sont à mettre en relation avec la section efficace de fission condensée avec le flux calculé par le calcul MOC-2D en réseau infini (calcul 2-étapes). [82]

Tableau 41 Section efficace de fission ^{235}U condensée pour $E < 0,135$ eV

N° ass plaque étudiée	Réseau ∞	001	101	205	315	302
σ_f (barn) < 0,135 eV	404	405	406	416	423	423

Consécutivement au flux plus thermalisé pour le combustible à proximité des hétérogénéités diffusantes (réflecteur et CHOUCA) par rapport au réseau infini, les sections de fission condensées pour ces éléments combustibles sont plus élevées. Ainsi, la section efficace de fission peut être jusqu'à 5% plus élevée. La section efficace de fission plus faible pour le calcul en 2-étapes permet finalement d'expliquer la sous-prédiction des taux de fission observée sur la **Figure 107** à proximité des hétérogénéités.

Cette étude a donc permis de mettre en évidence l'influence de l'hypothèse du réseau infini pour la condensation des sections efficaces de 41 groupes à 6 groupes. Cependant, cet effet non négligeable est probablement minoré par la première condensation de 383 groupes à 41 groupes réalisée dans les 2 cas en réseau infini. Ceci devra être vérifié au-delà de cette thèse.

5.1.6 Extension à l'approximation 2D du calcul des sections efficaces

L'étude du biais induit par l'hypothèse du réseau infini a permis de mettre en évidence l'effet des hétérogénéités radiales sur le calcul des taux de réaction. Toutefois, la

détermination des sections efficaces et le calcul cœur avec MINARET ont été réalisés dans tous les cas en 2D. Dans cette partie, on s'intéresse à cette seconde approximation de la 1^{ère} étape du calcul qui est le traitement en 2D. En effet, cette hypothèse suppose axialement une extension infinie de la géométrie. La présence d'hétérogénéités axiales telles que le réflecteur axial, ou la hauteur finie du cœur pouvant modifier le flux de condensation interroge sur la validité de cette hypothèse. On va donc s'intéresser à l'effet induit par la différenciation axiale des sections efficaces des assemblages combustibles selon la hauteur dans le cœur.

Étant donné que la détermination de sections efficaces différenciées axialement suppose des calculs réseau en 3D avec un grand nombre de groupes, l'étude de cette hypothèse sera faite dans le cadre du cœur nu en 3D. Ce choix ne doit pas influencer les conclusions de l'étude, les hétérogénéités axiales étant dans tous les cas localisées en haut en en bas du cœur. Il permet cependant de restreindre le calcul réseau à l'étude d'un assemblage combustible standard en évitant ainsi de coûteux calculs de cluster en 3D.

Cette étude s'inspire du calcul qui a été mis en œuvre pour la détermination des sections efficaces condensées du réflecteur axial : un calcul MOC-3D à 383 groupes sur un douzième d'assemblage ne représentant pas les raidisseurs. Ce calcul en plus de déterminer des sections efficaces pour le réflecteur axial a permis ici de déterminer 7 jeux axiaux de sections efficaces homogénéisées/condensées à 6 groupes pour le combustible. Les 7 jeux de sections efficaces ont été créés de manière à isoler autant que possible les zones au contact du réflecteur axial. Ces zones sont les plus susceptibles d'être influencées par la présence de cette hétérogénéité axiale. Ainsi les 5 cm inférieurs et supérieurs de la zone fissile ont été raffinés chacun en 3 zones avec des jeux de sections efficaces distinctes. La partie centrale de hauteur 50 cm utilise un unique jeu de sections efficaces.

En comparaison, un jeu de sections efficaces homogénéisées/condensées à 6 groupes pour le combustible déterminé par un calcul MOC-2D sur un douzième d'assemblage à 383 groupes a été mené fournissant un unique jeu de sections efficaces. Finalement, ces 2 approches ont été comparées via un calcul MINARET 3D sur la géométrie du cœur nu à 6 groupes à temps 0. Le **Tableau 42** donne le k_{eff} pour chacune de ces approches.

Tableau 42 k_{eff} calcul MINARET 3D cœur nu

	Sections MOC2D 12ème assemblage	Sections MOC3D 12ème assemblage	Δ (pcm)
k_{eff}	1,30503	1,30318	109

La différenciation axiale des sections efficaces par le MOC-3D induit un biais net de plus de 100 pcm entre les 2 approches confirmant l'influence des hétérogénéités axiales pour la détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées.

La **Figure 109** montre le taux de fission axial sur la plaque 1 de l'assemblage 001 du cœur nu.

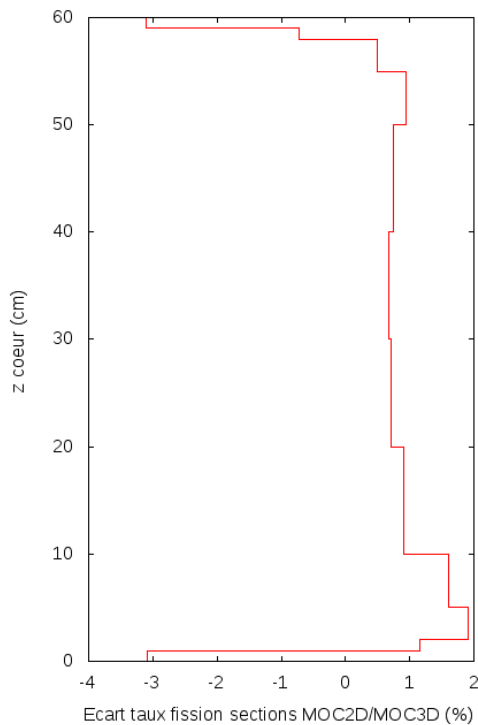


Figure 109 Ecart taux de fission dans la plaque 1, assemblage 001_1 approche MOC-2D par rapport au MOC-3D

Au centre du cœur, le biais sur le taux de fission entre les 2 approches est proche de 0 appuyant la validité de l'hypothèse 2D lorsque le taux est pris loin des réflecteurs supérieurs et inférieurs. Proche de ces structures, le biais sur le taux de fission peut dépasser les 3 %. Le calcul issu de sections efficaces en 2D a tendance à sous-prédire les taux de fission en bordure du fait de la non-prise en compte de l'effet réflecteur.

La **Figure 110** montre la section efficace de fission sur la plaque 1 qui a effectivement été utilisée pour le calcul MINARET-3D. Lorsque les sections sont issues du calcul MOC-2D, la section efficace est constante sur toute la hauteur du cœur, fixée à environ 411 barns. Avec une approche MOC-3D, la section efficace de fission augmente significativement à proximité des réflecteurs en atteignant environ 435 barn à proximité du réflecteur inférieur. Cette valeur plus élevée d'environ 6 % contribue à expliquer que le calcul MINARET-3D utilisant des sections efficaces générées en 2D sous-prédise le taux de fission.

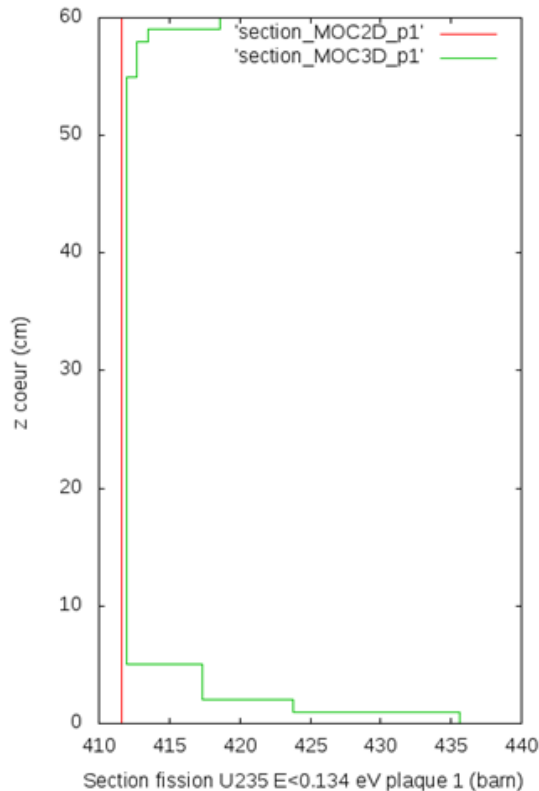


Figure 110 Sections efficaces de fission ^{235}U $E < 0,135$ eV plaque 1

Pour conclure, l'approche en 3 étapes ou avec le MOC-3D permet de quantifier l'influence de l'hypothèse du réseau 2D infini sur la prédiction des taux de réaction au calcul cœur. Ces calculs permettent de montrer que cette hypothèse génère un biais à proximité des hétérogénéités. Cependant, les biais sur les taux restant inférieurs à quelques pourcents, le calcul d'évolution qui sera effectué par la suite utilisera une approche classique de réseau 2D infini pour générer les sections efficaces.

5.2 EVOLUTION D'UN CŒUR AU COURS DU TEMPS

La modélisation de l'aspect temporel d'un réacteur nucléaire est donc primordiale afin de prédire le comportement du cœur au court du temps. L'objectif de cette partie va donc être, après avoir présenté les fondements du calcul neutronique en évolution, de faire évoluer le cœur du RJH dans la configuration hétérogène étudiée.

5.2.1 Les équations de Bateman généralisées

Jusqu'à maintenant, ce travail a porté sur l'étude du cœur du RJH en début de vie. Les compositions et les sections efficaces homogénéisées/ condensées de chacun des milieux ont été gardées constantes, dans le cadre de la résolution de l'équation de Boltzmann

stationnaire. En réalité, du fait des différentes réactions nucléaires se produisant en cœur, les isotopes réactifs en présence sont soit fissionnés, soit transmutés en d'autres isotopes produits par les réactions. Les compositions des différents milieux se trouvent donc modifiées. Ainsi, au cours du temps, le combustible s'épuise en éléments fissiles et se charge en produits de fissions. De même, les structures du cœur vont être activées par captures neutroniques. Les éléments ainsi formés, souvent instables vont ensuite décroître par radioactivité, avec des temps de demi-vie très variables, allant de quelques nanosecondes à plusieurs milliards d'années.

La résolution de l'équation du transport en évolution consiste toujours à la résolution de l'équation stationnaire. En effet, on peut supposer que sur des échelles de temps courts, le déséquilibre induit par la transformation de certains isotopes produisant ou absorbant les neutrons est compensé par des phénomènes de contre réactions thermiques (effet modérateur ou effet Doppler). Sur des échelles de temps plus longues, la variation des quantités d'éléments absorbants en cœur (mouvements de barres, dilution de bore soluble, poison consommable en cœur) permet de maintenir cet équilibre à chaque instant. Le problème se résume donc à tenir compte de la dépendance temporelle des sections efficaces microscopiques, via les concentrations des isotopes lors de la résolution de l'équation de Boltzmann.

Tenir compte de cette dimension temporelle implique de considérer les concentrations non plus comme des paramètres de l'équation du transport, mais comme des inconnues à déterminer. Cette démarche implique de considérer autant de nouvelles équations qu'il y a de concentrations afin de fermer le système : les équations de Bateman généralisées.

Les équations de Bateman généralisées sont un système d'équations donnant pour chaque milieu, et chaque isotope du cœur sa variation de concentration au cours du temps. De la même manière que l'équation de Boltzmann pour les neutrons, c'est un bilan des productions/disparitions de chacun des isotopes. En appelant k l'isotope dans son milieu considéré, les termes du bilan peuvent être de 2 types :

1. Production de l'isotope k suite à une réaction nucléaire neutronique de taux de réaction $\tau_{k \leftarrow m}$ (fission, capture ...) sur un autre isotope m de concentration N_m
2. Production de l'isotope k , suite à la désintégration radioactive d'un isotope père m de constante radioactive $\lambda_{k \leftarrow m}$ et de concentration N_m
3. Disparition par désintégration radioactive de l'isotope k de constante radioactive λ_k et de concentration N_k (et formation d'un noyau fils)
4. Disparition de l'isotope k de concentration N_k suite à une réaction nucléaire neutronique sur cet isotope de taux de réaction τ_k (fission, capture ...)

Le système d'équations de Bateman est présenté sur l'équation (16). Ce système d'équations est linéaire du premier ordre, et peut donc être résolu directement de manière analytique. Le solveur utilisé pour sa résolution avec APOLLO3® est le solveur MENDEL.

$$\frac{d(N_k(\vec{r},t))}{dt} = \sum_{m \neq k} \tau_{k \leftarrow m}(\vec{r},t) N_m(\vec{r},t) + \sum_{m \neq k} \lambda_{k \leftarrow m} N_m(\vec{r},t) - \lambda_k N_k(\vec{r},t) - \tau_k(\vec{r},t) N_k(\vec{r},t) \quad (68)$$

(1) (2) (3) (4)

5.2.2 Couplage Boltzmann/Bateman

Le système d'équations de Bateman nécessite comme paramètres d'entrées les taux de réaction de chacun des isotopes que l'on souhaite faire évoluer. Ces taux sont déterminés par la résolution de l'équation de Boltzmann via le calcul de flux. Cette démarche de résolution appelle à un couplage Bateman/Boltzmann.

Le couplage se fait en discrétisant la variable temporelle par un découpage au même titre que les autres dépendances. L'équation de Boltzmann est alors résolue au temps t_0 permettant de déterminer les taux de réaction à 1 groupe au temps t_0 . Ces taux de réaction sont supposés constants entre les temps t_0 et t_1 , ils permettent alors de résoudre complètement l'équation de Bateman entre ces 2 pas de temps, et ainsi de déterminer les compositions au temps t_1 . La résolution de l'équation de Boltzmann peut alors être menée au pas de temps t_1 afin de déterminer les taux de réaction au temps t_1 .

La détermination des taux de réaction au temps t_1 permet de réaliser une première interpolation de ces taux entre t_0 et t_1 par un polynôme du premier ordre. Une nouvelle résolution des équations de Bateman avec ces taux variables linéairement est menée. Les nouvelles concentrations calculées sont comparées à celles obtenues à la suite de la résolution de Bateman à taux de réaction constants. Si l'écart entre ces 2 jeux de concentrations est inférieur à un critère de convergence préétabli, alors le calcul peut passer à la résolution entre les temps t_1 et t_2 . En revanche, si cet écart est supérieur au critère de convergence, alors une nouvelle résolution de l'équation de Boltzmann est menée pour un temps t_1' tel que $t_0 < t_1' < t_1$ afin d'interpoler les taux de réaction dans l'équation de Bateman par un polynôme d'ordre supérieur. Cette démarche est menée jusqu'à atteinte du critère de convergence.

Dans le cadre d'un schéma de calcul en 1 étape, la mise en œuvre du couplage est plus simple étant donné que la résolution de l'équation de Boltzmann se fait en une seule fois. La difficulté vient du formalisme en 2 étapes. Se pose alors la question d'une évolution côté réseau ou bien côté cœur. La réponse apportée à cette question différencie les 2 démarches d'évolution, dite « macro » ou bien « micro ».

- La démarche d'évolution dite « macro » consiste à faire la résolution des équations de Bateman uniquement côté réseau. Dans ce cas, la démarche décrite ci-dessus sera appliquée à chacun des motifs réseaux dont on souhaite faire évoluer les isotopes en fixant une puissance massique en W/g pour le problème étudié. Pour chacun des pas de temps de la discrétisation temporelle, un « statepoint » sera créé dans la librairie multi paramétrée (MPO). Le burnup (en MWj/t) pour les milieux fissiles, ou la fluence (en n/cm²) pour les autres milieux évoluant y sera calculé. Dans ce statepoint seront stockées l'ensemble des concentrations des isotopes pour chacun des milieux du motif étudié. De la même manière, les sections efficaces homogénéisées/condensées avec le flux calculé à ce pas de temps y seront également stockées. Dans la seconde étape cœur, chaque calcul à un pas de temps donné permet de déterminer pour chacun des milieux le burnup ou la fluence des milieux au pas suivant. L'évolution « macro » consiste à interpoler les données de la MPO à l'état du cœur au pas de temps considéré pour déterminer le nouveau jeu de sections efficaces microscopiques ET de concentrations. Cette démarche résout donc les équations de Bateman uniquement côté réseau.
- L'évolution « micro » repart de la même démarche côté réseau que pour l'évolution de type « macro » afin de déterminer les différents « statepoint » de la MPO. Les équations de Bateman seront cette fois-ci résolues côté cœur de la même manière que pour le réseau afin de déterminer les concentrations évoluées de chacun des isotopes. Les MPO seront cette fois-ci interpolés pour chaque état du cœur aux pas de temps considérés uniquement pour la détermination du jeu de sections efficaces microscopiques homogénéisées/condensées pour le calcul cœur. Cette démarche a donc l'avantage de réaliser une vraie évolution sur le cœur complet. Elle est cependant plus coûteuse en ressources informatiques.

Dans la suite, ces 2 démarches d'évolution seront comparées.

5.2.3 Paramètres d'évolution

Quelle que soit la stratégie d'évolution adoptée, les isotopes évoluant doivent être sélectionnés. Dans tous les cas, les isotopes fissiles seront étudiés en évolution. La **Figure 111** présente le rendement de fission de l'²³⁵U en fonction du nombre de masse du produit de fission. Généralement 2 produits de fissions sont produits : un produit "léger" de nombre de masse environ 90 et un produit "lourd" de nombre de masse environ 140. Ces produits de fission généralement instable vont décroître au cours du temps avec des demi-vies très variables.

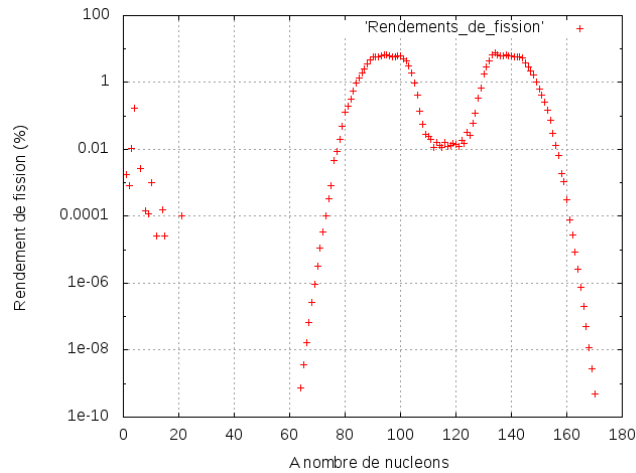


Figure 111 Rendements des produits de fission à la suite d'une fission d' ^{235}U en fonction du nombre de masse

Dans le cas du RJH, un bouchon en bore est placé au sommet des assemblages combustibles. Le bore étant un absorbant neutronique consommable, il est nécessaire de le faire évoluer. Le bore naturel utilisé dans le RJH est constitué à 19,9 % de bore 10, et à 80,1 % en bore 11. Le bore 10 possède une section efficace de capture des neutrons de l'ordre de 3800 barns à 0,025 eV [10], [83]. La réaction en jeu alors est une réaction de type (n, α) :



Les produits de cette réaction étant très peu absorbant de neutrons il y a donc peu à peu épuisement de la capacité absorbante de la composition en bore.

Pour réaliser un calcul d'évolution, il est nécessaire d'imposer une puissance de fonctionnement au réacteur lors du calcul. Cette puissance va permettre de calculer les taux de réaction réels sur les structures évoluant du cœur. En effet, à temps 0, les taux de réaction et le flux sont les uns par rapport aux autres, à une constante de normalisation près afin de pouvoir les comparer entre eux, et à un calcul de référence. Dans le cas de l'évolution, les taux réels sont nécessaires en sortie du calcul déterministe afin de résoudre les équations de Bateman et de déterminer les concentrations au cours du temps. Le calcul cœur 3D est réalisé sur une géométrie réelle du cœur. La puissance totale du réacteur peut donc être fixée. On impose ainsi une puissance de 100 MW_{th} pour le calcul en configuration hétérogène en évolution correspondant à la puissance nominale de fonctionnement du RJH.

Concernant le calcul réseau, imposer une puissance n'est pas chose aisée, car la géométrie en réseau 2D infini de cette première étape possède une extension infinie spatialement. Pour faire évoluer le calcul réseau, on impose donc une puissance massique de 1102 Watt par gramme de métaux lourds. Cette valeur correspond à la puissance massique moyenne du RJH dans le combustible en fonctionnant à 100 MW_{th}

Le calcul en évolution sera fait sur 30 jours correspondant approximativement à un cycle du réacteur. Le **Tableau 43** liste les pas de temps choisis pour cette étude. Ces pas de temps sont resserrés en début de vie afin de décrire correctement la mise à l'équilibre du xénon. Ils sont plus relâchés ensuite.

Tableau 43 Pas de temps pour le calcul cœur en évolution

Pas de	0	0,36	0,76	1	1,48	2	3
temps (j)	4	6	8	10	12	14	16
	18	20	23	26	30		

Le calcul en évolution a été réalisé ici avec une chaîne d'évolution complète, non simplifiée. La chaîne d'évolution a été étudiée dans [84]. Elle contient 126 produits de fission, 26 actinides et 5 isotopes complémentaires.

Le schéma de calcul a été précédemment validé à temps 0 avec le code TRIPOLI4®. Cependant, il ne pourra pas être validé ici en évolution face à un calcul stochastique. En effet, il n'est pas possible de mener un calcul étalon avec TRIPOLI4® en évolution. Bien que de récents développements permettent de faire des calculs stochastiques avec évolution, les temps de calculs et ressources informatiques nécessaires restent aujourd'hui prohibitifs. De plus, les solveurs d'évolution sont les mêmes que ceux utilisés pour le calcul déterministe, empêchant donc leur validation. Le calcul en évolution est donc une des principales limites du calcul stochastique [85]. Le schéma de calcul déterministe en 2 étapes reste aujourd'hui la seule solution pour simuler entièrement le comportement d'un réacteur nucléaire en 3D durant toute une phase de fonctionnement. Ceci conforte son intérêt malgré l'existence de méthodes plus précises, mais se limitant à une partie du problème.

5.2.4 Résultats au cours du temps

La **Figure 112** présente l'évolution de la valeur du k_{eff} au cours du temps sur la configuration 3D hétérogène. On retrouve à $t = 0$ la valeur de 1,20735. On observe une forte décroissance du k_{eff} en début de vie due à la production d'éléments fortement absorbants tels que le ^{135}Xe et le ^{149}Sm . Ces concentrations se stabilisent ensuite à partir de quelques jours. La décroissance du k_{eff} dans la configuration étudiée se produit alors à un rythme plus lent avec l'épuisement du combustible. Après 30 jours d'évolution correspondant à la longueur d'un cycle RJH, le k_{eff} atteint une valeur d'environ 1,09.

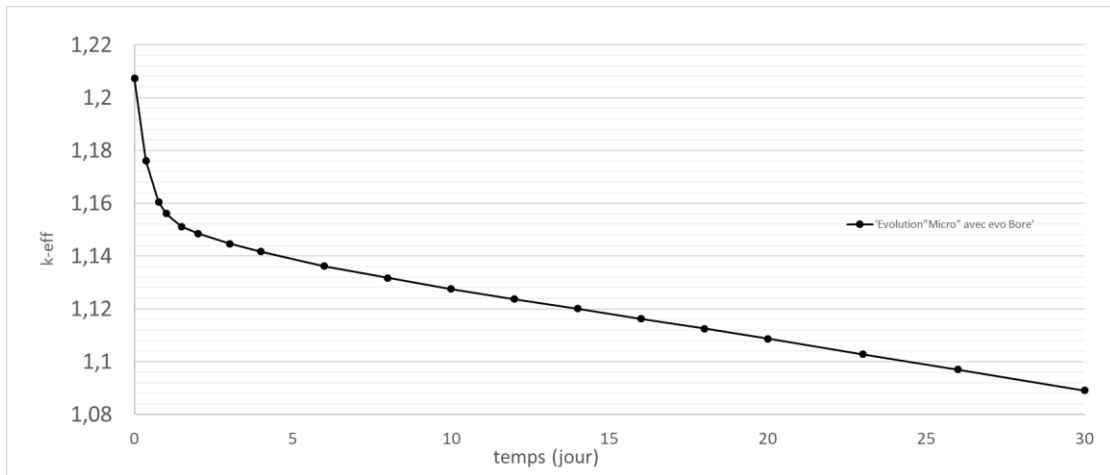


Figure 112 Evolution du k-eff au cours du temps

La **Figure 113** montre l'épuisement du combustible après 30 jours selon les plaques combustibles considérées. L'obtention de cette figure est une des innovations apportées par le nouveau schéma de calcul permettant de déterminer précisément les taux de réaction plaque par plaque. La carte des épuisements peut logiquement être mise en relation avec la carte des puissances volumiques par plaques **Figure 99**. Les épuisements les plus forts de l'ordre de 25% correspondent aux plaques avec les plus fortes puissances volumiques ; en particulier, autour du dispositif expérimental à l'emplacement 103.

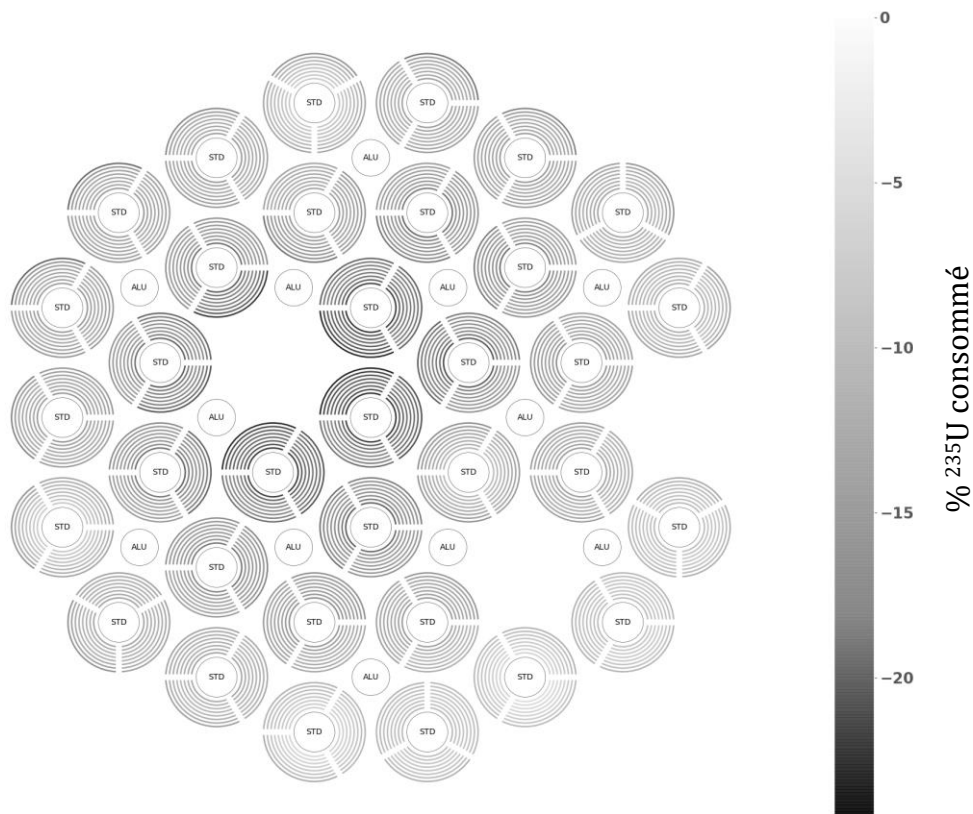


Figure 113 Pourcentage d' ^{235}U consommé après 30 jours à 100 MW

L'évolution au cours du temps des concentrations maximales et minimales en ^{235}U dans les plaques est représentée **Figure 114**. La variation de concentrations entre l'état initial et 30 jours présente une variation assez linéaire. Comme prévu par la figure précédente, les maximums d'épuisement atteignent environ 25% pour la plaque avec le plus fort taux d'épuisement. En revanche, une forte variabilité selon les plaques considérées est observée. Ainsi, dans la plaque avec le plus faible taux d'épuisement, seulement 5% de ^{235}U a été consommé. Ces observations confirment l'importance d'un traitement plaque par plaque du combustible du RJH lors de l'étape cœur afin de ne pas occulter de forts épuisements à proximité des hétérogénéités.

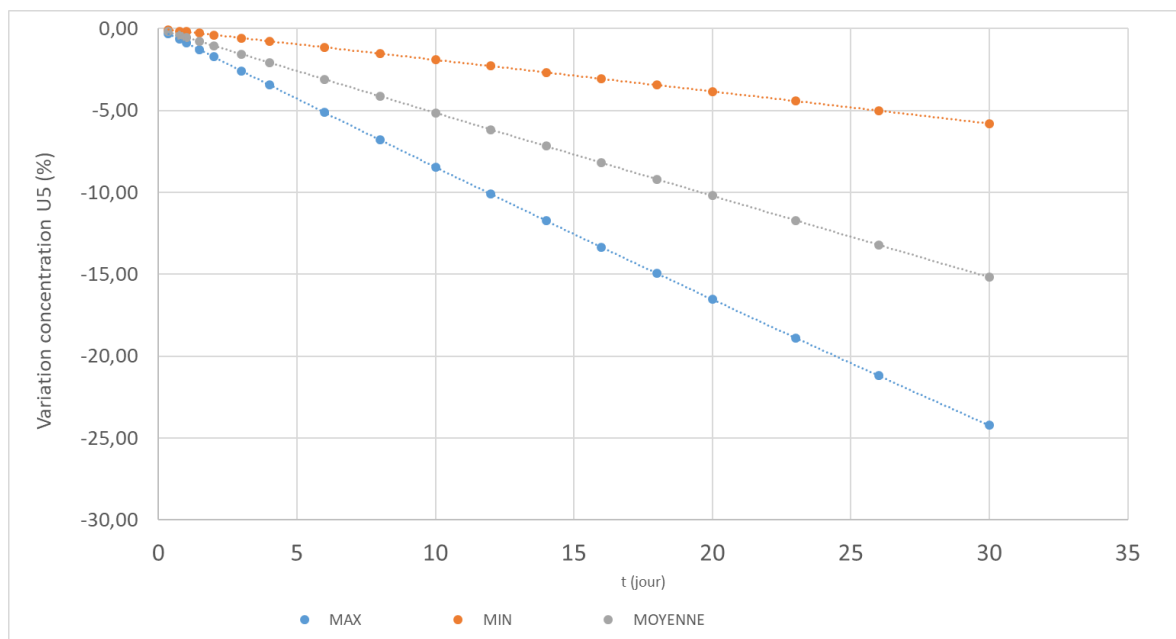


Figure 114 Variation de la consommation d' ^{235}U au cours du temps pour les plaques extrêmes

L'un des intérêts du calcul d'évolution est de pouvoir déterminer les empoisonnements au ^{135}Xe et au ^{149}Sm au cours du temps. Ces isotopes fortement absorbants sont produits suite à la fission et absorbent donc une part des neutrons disponible pour la fission.

Le ^{135}Xe [86] est principalement issu de la décroissance du produit de fission ^{135}Te avec un rendement de fission de 6,4%. Cet isotope décroît en quelques secondes en ^{135}I qui décroît lui-même en ^{135}Xe avec une demi-vie de 6,53h. Le ^{135}Xe décroît enfin en 9,17h en ^{135}Cs qui est un isotope quasi stable. La différence entre les demi-vies du ^{135}Xe et de ^{135}I entraîne une accumulation du ^{135}Xe dans le cœur. Cette accumulation est problématique du point de vue de la neutronique, le ^{135}Xe possédant une section efficace de capture des neutrons thermiques de l'ordre de 2,6 millions de barns, la plus forte section efficace rencontrée dans le cœur. La **Figure 115** présente l'évolution de la quantité de ^{135}Xe dans la plaque 1 de l'assemblage central au cours du temps. En début de vie, l'accumulation de ^{135}Xe explique la très forte chute de réactivité observée sur la **Figure 112**. Après quelques

jours, les termes de productions et d'absorption du ^{135}Xe s'équilibrent entraînant une stabilisation de sa concentration dans le combustible. L'évolution de la réactivité entre alors dans un nouveau régime d'évolution avec une décroissance plus douce au cours du temps.

La concentration finale en ^{135}Xe est proportionnelle à la concentration d'isotopes fissiles présents dans le combustible : $C_{Xe} = \frac{(\gamma_{Xe} + \gamma_I) N_f \sigma_f \Phi}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi}$. Cette concentration diminuant au cours du temps, la concentration en ^{135}Xe diminue alors proportionnellement ce qui explique la lente décroissance de la concentration de cet isotope au cours du temps observée sur la **Figure 115**.

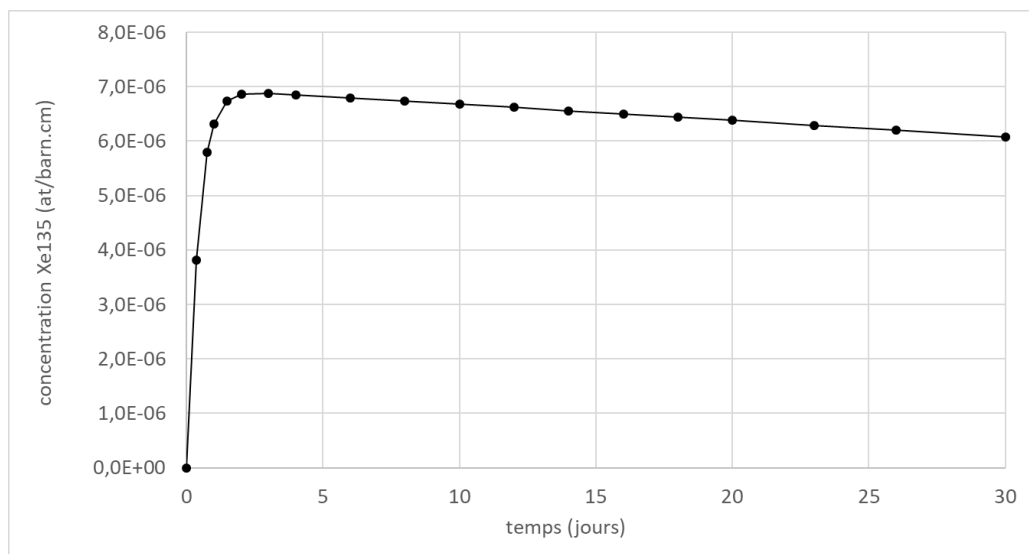


Figure 115 Concentration en ^{135}Xe au cours du temps

L'effet Samarium est l'autre effet notable dû aux produits de fission se produisant dans un cœur de réacteur nucléaire [87]. Le samarium 149 est un isotope présentant une forte section d'absorption dans le domaine thermique ($\approx 49\,000$ barns). Cet isotope est principalement issu de la production du produit de fission ^{149}Nd qui décroît rapidement en ^{149}Pm puis en ^{149}Nd avec une demi-vie de l'ordre de 53h. Cette demi-vie relativement longue à l'échelle du fonctionnement du cœur va faire que la concentration en samarium augmente plus lentement que celle en ^{135}Xe . Cependant, ^{149}Sm est un isotope stable. Il va donc s'accumuler dans le cœur au cours du temps. Son unique mode de disparition est la capture neutronique induisant une baisse de la quantité de neutrons disponible pour la fission. L'évolution de la quantité de ^{149}Sm au cours du temps dans le combustible du RJH est présentée **Figure 116**.

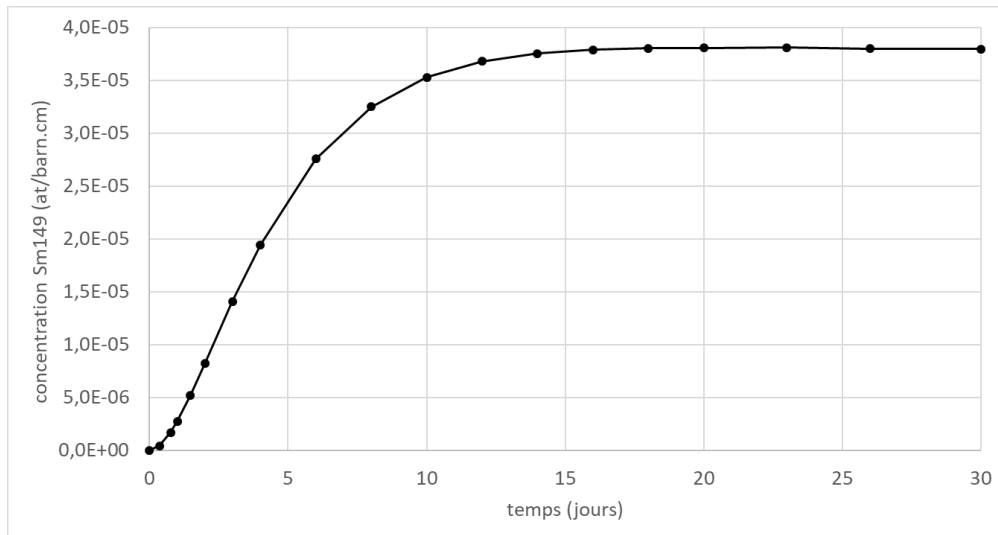


Figure 116 Concentration en ^{149}Sm au cours du temps

5.2.5 Comparaison des différents modes d'évolution

Le schéma de calcul a permis de déterminer les grandeurs physiques d'intérêts au cours du temps. Le calcul en évolution a été réalisé en évolution « micro » avec évolution du bore dans la partie supérieure du combustible. Dans cette partie, nous verrons dans quelle mesure ces 2 hypothèses influent sur la réactivité et les taux de fission par plaque au cours du temps. Pour ces 2 cas la référence est considérée comme étant le calcul en évolution micro sans évolution du bore.

5.2.5.1 Comparaison évolution micro-macro

L'évolution « macro » résout les équations de Bateman uniquement côté réseau. L'évolution des sections efficaces côté cœur est réalisée par interpolations des bibliothèques multi paramétrées. Elle ne permet donc pas de tenir compte de l'environnement de chaque élément évoluant. À ce titre, la différence entre évolution « micro » et « macro » peut être rapprochée de l'approximation du réseau infini transposée au registre de l'évolution. La **Figure 117** présente le biais en réactivité entre un calcul mené avec une évolution « micro » par rapport à une évolution « macro ».

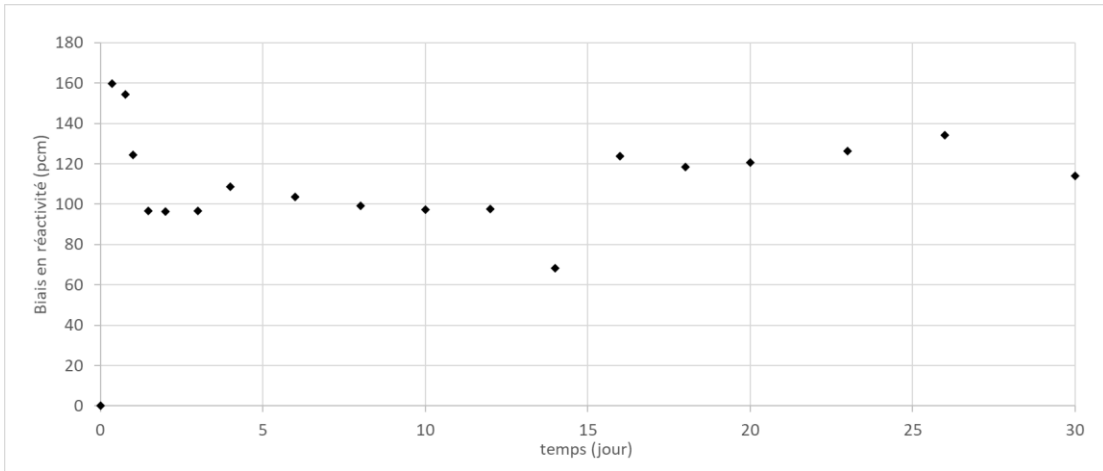


Figure 117 Biais sur la réactivité entre un calcul en évolution « micro » et en évolution « macro »

Après une phase transitoire où le biais entre les 2 approches atteint un maximum à 160 pcm, l'écart se stabilise autour de 100 pcm au cours du temps. Cet écart est dû à l'interpolation des concentrations des isotopes dans le calcul cœur par les concentrations évoluées côté réseau.

La **Figure 118** présente radialement pour chacune des plaques combustibles du RJH le biais entre les 2 approches d'évolution pour la géométrie du cœur étudié dans ce chapitre après 30 jours d'évolution.

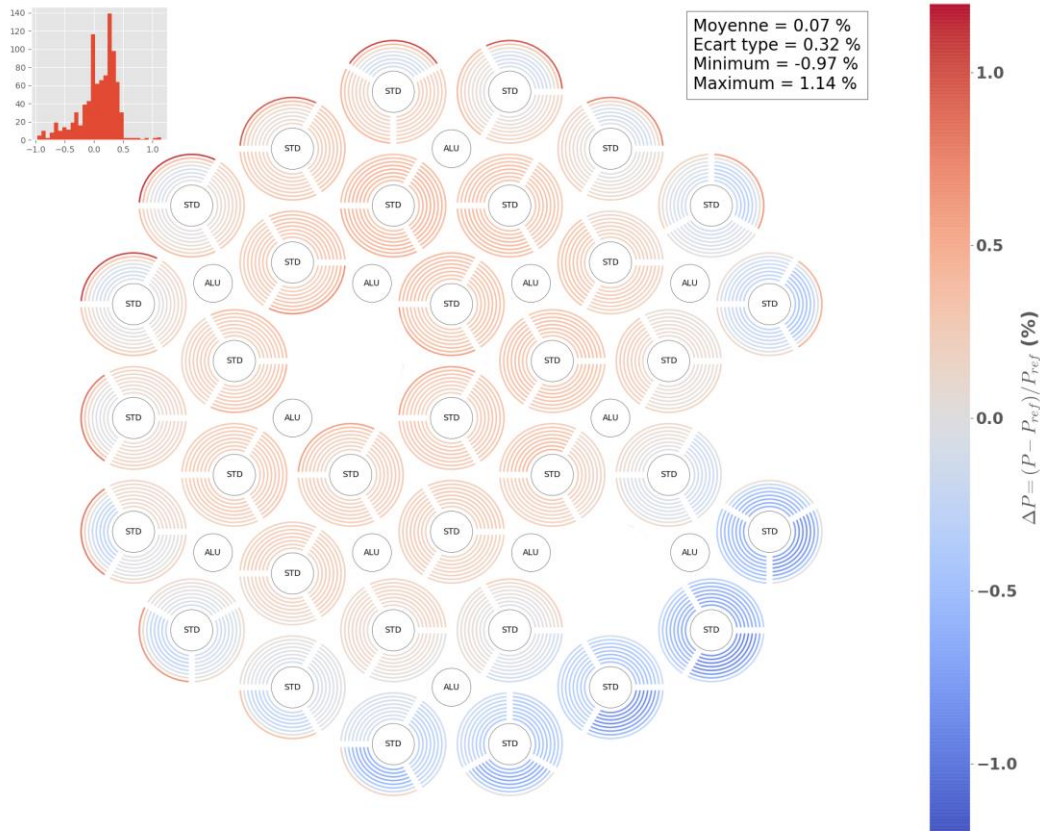


Figure 118 Biais « micro » / « macro » pour les taux de fission par plaques

On observe sur cette figure que les biais radiaux les plus importants sont localisés à proximité des hétérogénéités, et principalement à proximité des réflecteurs radiaux. Le biais entre les approches « micro » et « macro » atteint plus de 1% à proximité de ces structures. Ce biais peut cependant être positif comme négatif. On retrouve dans cette figure des similitudes avec ce qui était observé **Figure 107** lors de la comparaison des résultats 2-étapes et 3-étapes. En effet, comme remarqué plus tôt, la différence entre ces 2 modèles vient du calcul d'évolution réalisé côté réseau (macro) ou côté cœur (micro). Il est donc normal d'avoir un biais faible entre ces 2 modèles loin des hétérogénéités. En revanche à proximité des hétérogénéités, là où l'hypothèse du réseau infini n'est plus valide, le flux utilisé pour l'évolution en réseau infini côté réseau peut différer du flux calculé par le calcul cœur.

Axialement, la **Figure 119** montre les biais sur 3 plaques combustibles d'intérêt situées dans des assemblages sans barres de contrôle insérées (001), avec barre insérée à 100% (316) et avec barre insérée à 50% (204).

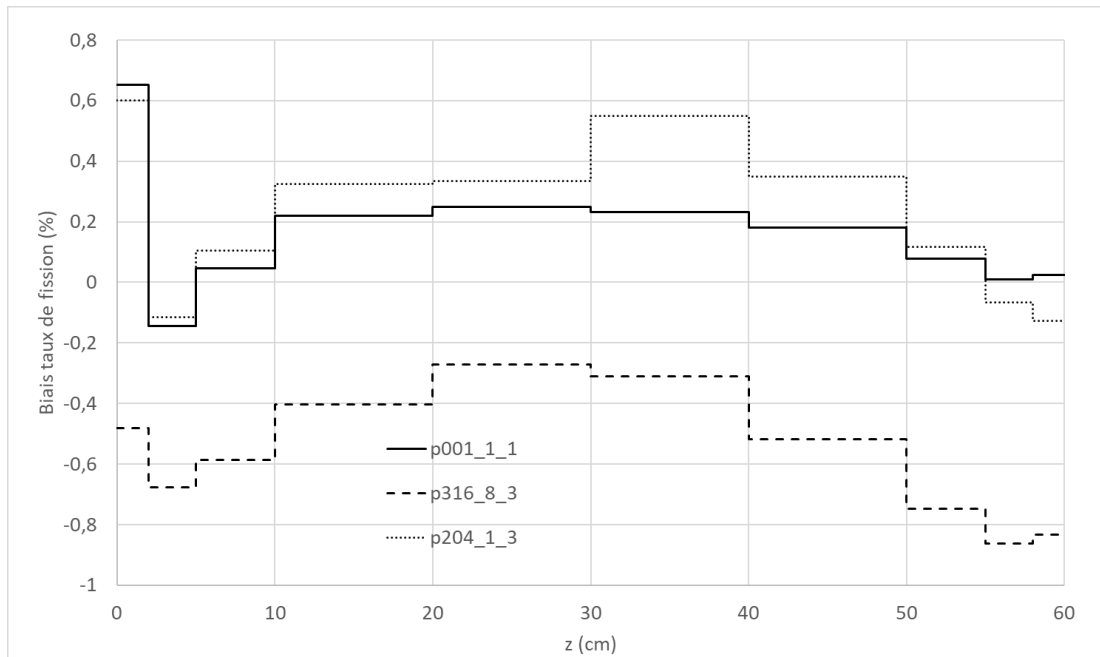


Figure 119 Biais axiaux entre les évolutions micro et macro pour 3 plaques combustibles d'intérêts

Le biais observé pour chacune de ces plaques entre les 2 approches ne diffère pas fondamentalement selon la proximité ou non d'une barre de contrôle. En effet, la barre de contrôle étant intégrée au calcul réseau, elle est pour les 2 approches prise en compte. Le biais reste faible axialement, et est maximal à proximité des réflecteurs axiaux pour les mêmes raisons que pour le réflecteur radial. Dans tous les cas, le biais entre les 2 approches ne dépasse pas 1 %.

L'approche « micro » est donc plus efficace pour un cœur présentant une forte densité d'hétérogénéité. En effet, elle permet de mieux tenir compte des variations de flux dans le cœur à proximité des hétérogénéités par rapport au réseau infini.

5.2.5.2 Influence de l'évolution du bore

Le deuxième point d'intérêt intervenant dans le calcul en évolution est l'évolution ou non de la plaquette borée en tête d'assemblage. Deux calculs ont donc été réalisés, en évolution micro avec ou sans évolution des compositions contenant du bore. La **Figure 120** montre le biais au cours du temps en réactivité pour le calcul sur le cœur 3D hétérogène avec ou sans l'évolution de la plaquette borée.

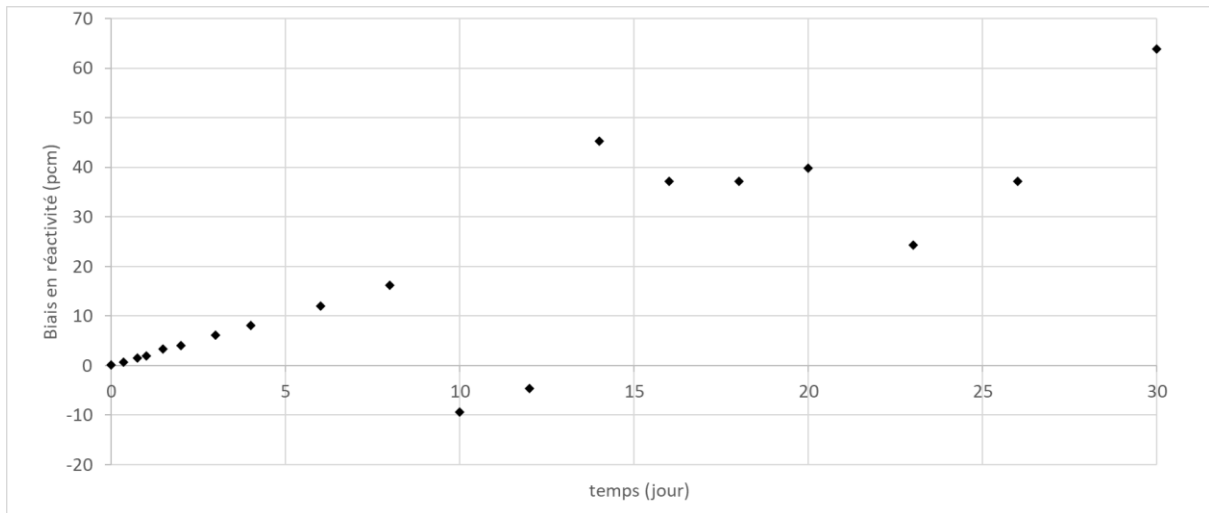


Figure 120 Biais en réactivité entre calculs APOLLO3® faisant ou non évoluer le bore

En début de vie, très peu de différences sont observées entre les 2 calculs. En effet, la consommation de bore étant progressive, les concentrations en bore varient très peu dans les premiers pas de temps du calcul. Après quelques jours d'évolution, la variation de concentration du bore devient de plus en plus importante. Les biais entre les 2 calculs peuvent aller jusqu'à 60 pcm après 30 jours d'évolution, lorsque les concentrations en bore entre les 2 calculs sont les plus éloignées.

Ce résultat montre qu'il est nécessaire de faire évoluer les compositions contenant du bore si l'étude dépasse quelques jours. À l'état initial, la teneur en bore 10 est de **19,89%**, soit la teneur naturelle. Après 30 jours, elle n'est plus que de **16,45%**. Ainsi environ **20,5%** du bore 10 initial a été consommé. Cette consommation, du même ordre de grandeur que la consommation en isotopes fissiles peut expliquer la réactivité supérieure observée **Figure 120** si l'évolution du bore 10 est considérée. La disparition de cet isotope entraîne la disparition d'un fort absorbant neutronique laissant ainsi plus de neutrons pour réaliser des fissions, d'où un k_{eff} plus important.

La **Figure 121** présente l'écart entre les 2 calculs sur les taux de fission radiaux par plaques après 30 jours d'évolution. Cet écart reste très faible radialement, avec des valeurs maximales de +0,22%. De plus, l'écart est réparti de manière homogène sur toute la surface du cœur. Ce faible écart homogène est néanmoins logique du point de vue de la géométrie. En effet, les plaquettes borées sont des hétérogénéités axiales localisées en haut du cœur, en tête de chaque plaque combustible. L'écart de concentration entre les compositions évoluées ou non du bore est donc perceptible pour chaque plaque.

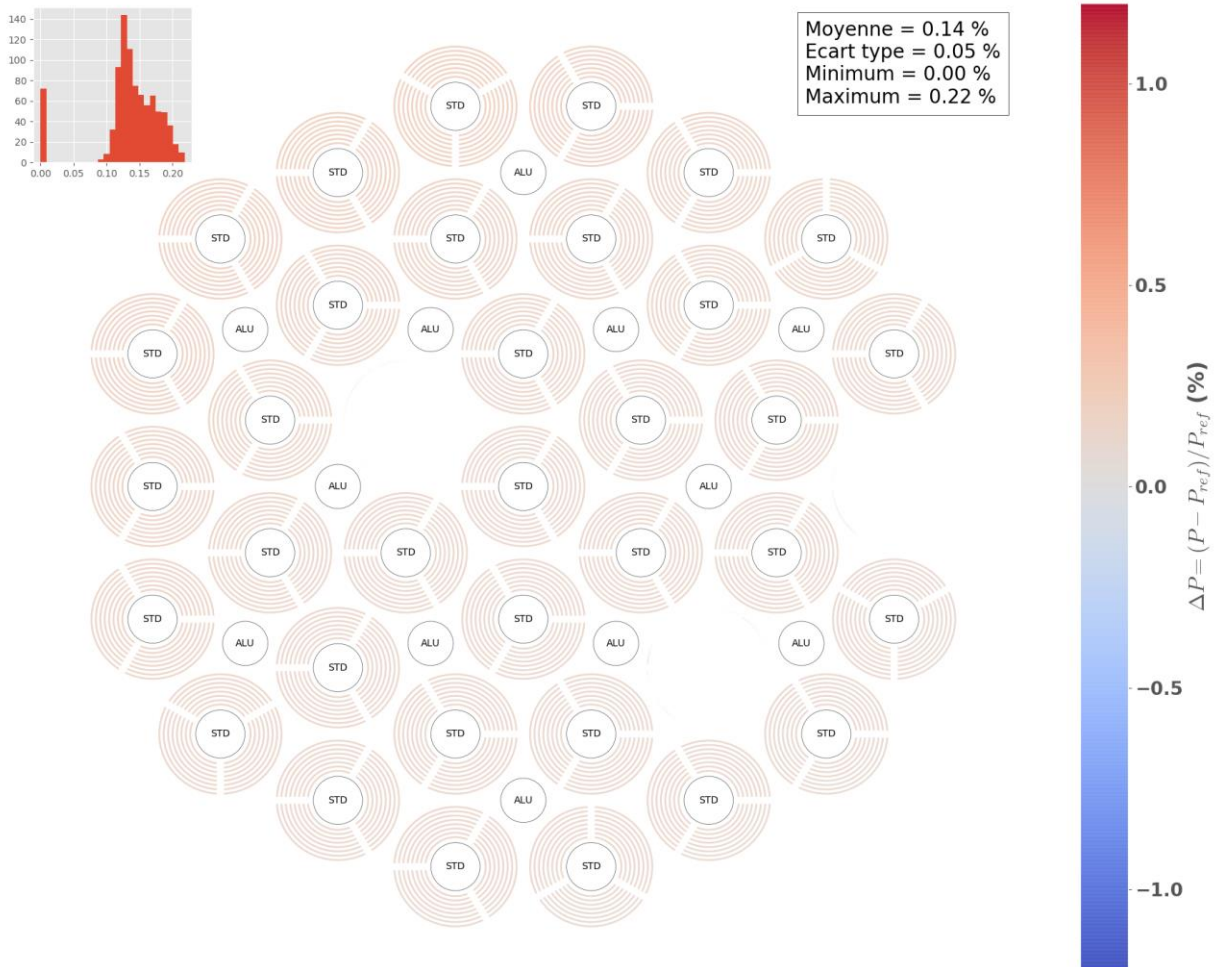


Figure 121 Biais avec/sans évolution bore pour les taux de fission radiaux par plaques

Enfin, la **Figure 122** montre pour les 3 plaques de combustible d'intérêt mis en évidence dans cette partie le biais axial sur le taux de fission entre les 2 calculs. Pour chacune de ces plaques, le biais reste relativement peu dépendant de la plaque étudiée au centre du cœur. Dans tous les cas, ce biais reste très faible avec des valeurs comprises entre -0,5% et +0,5% dans les 55cm inférieurs des plaques combustibles. Ce biais faible s'explique par l'éloignement de cette zone avec la plaquette borée dont on étudie l'évolution.

En se rapprochant de la côte +60cm, représentant le passage de la composition combustible à la composition aluminium, puis aluminium boré, le biais devient fortement négatif, pouvant dépasser les -2,5%.

Cette observation tend à montrer que l'évolution du bore ne doit pas être négligée pour prédire correctement les taux de fission. A fortiori lorsque les taux sont calculés avec précision pour chaque plaque combustible.

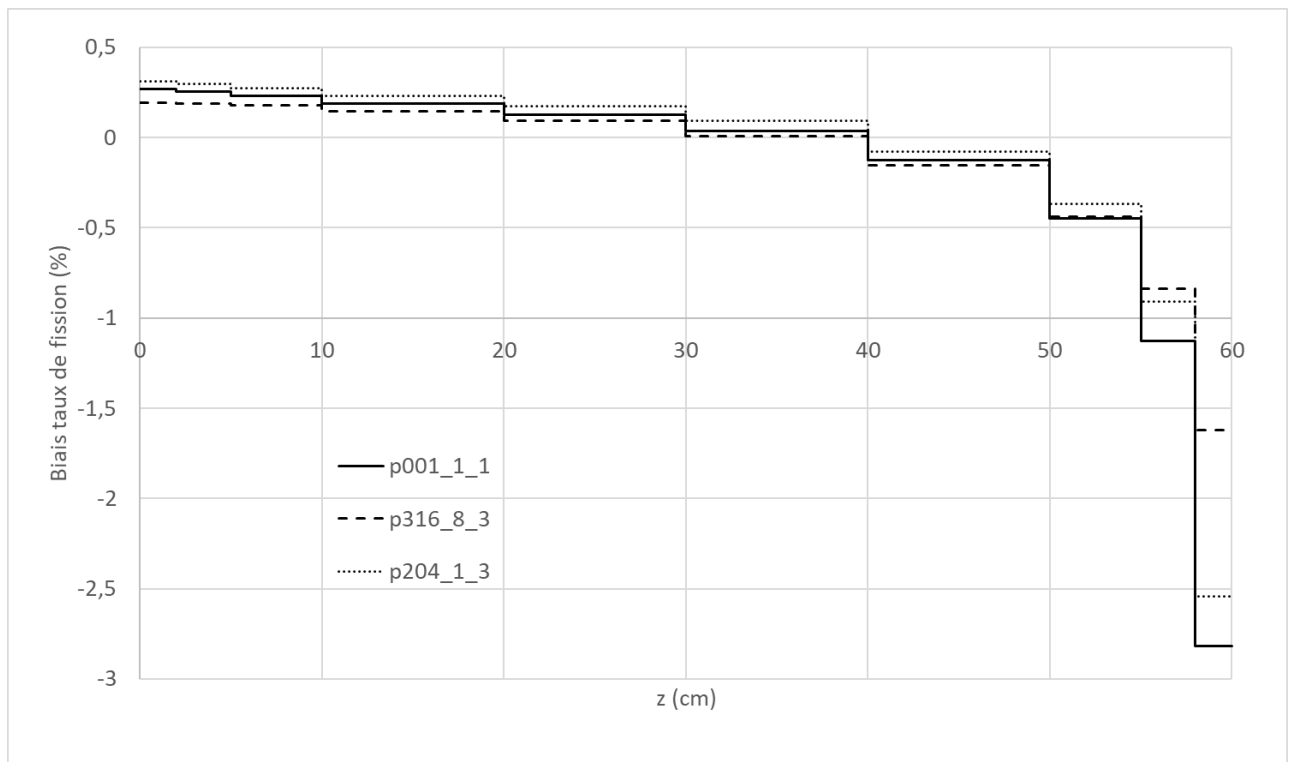


Figure 122 Biais axiaux avec/sans évolution bore pour 3 plaques combustibles d'intérêts

5.2.6 Performances informatiques du calcul cœur 3D en évolution

Le schéma de calcul en évolution permet de simuler avec précision le comportement du RJH au cours du temps. Il apporte un gain significatif en terme de précision comparativement au schéma de calcul HORUS3D/N. Dans cette dernière partie, on s'attardera sur les performances informatiques du schéma de calcul.

Le schéma de calcul APOLLO3-RJH® pour sa partie cœur est exécuté sur le calculateur MEZEL du CEA Cadarache. Un nœud de calcul constitué d'un processeur Intel® Xeon® E5-2680 v4 doté de 14 cœurs et 28 threads est utilisé. Pour ce calcul, 160 Go de mémoire sont mobilisés. Sur ce nœud, le calcul met **39 heures** pour réaliser l'évolution complète du cœur sur 30 jours, sur les 19 pas de temps du **Tableau 43** dans les conditions du schéma de calcul défini dans cette partie. Ce temps de calcul reste raisonnable pour un calcul de cette complexité.

En analysant plus en détail les temps de calcul, dans un premier temps, l'initialisation de chacun des milieux avec les sections efficaces des MPO dure environ **30 min**. Ce délai reste, au niveau du schéma de calcul incompressible si l'on veut préserver la complexité de la géométrie. Dans un second temps, le calcul entre dans la boucle d'évolution sur les pas de temps. Pour chaque pas de temps, le calcul peut être divisé en 3 étapes :

- 1) Résolution de l'équation de Boltzmann au pas de temps,
- 2) Post-traitement des taux de réaction,
- 3) En évolution micro : résolution des équations de Bateman avec calcul des concentrations et interpolation des sections efficaces de la MPO pour le prochain pas de temps.

L'étape 2 prend, pour chaque pas de temps, environ 50 millisecondes. L'étape 3 dure quant à elle entre 12 secondes et 21 secondes. Ces temps de calcul sont négligeables devant l'étape 1 de résolution de l'équation de Boltzmann qui dure quelques heures par pas de temps. Ainsi, le calcul en évolution « macro » permet de ramener la durée de l'étape 3 à environ 4 secondes. Ce gain négligeable confirme la pertinence et le faible coût d'un calcul en évolution « micro » résolvant à chaque pas de temps les équations de Bateman sur le cœur complet.

La **Figure 123** montre l'évolution du temps de traitement de la résolution de l'équation de Boltzmann aux différents pas de temps du calcul. Les temps de calcul les plus importants sont observés aux trois premiers pas, totalisant 30% du temps total du calcul. Ces temps de calcul plus longs proviennent des fortes variations de flux en début de vie due aux transitoires du xénon ou du samarium. En effet, le flux calculé au pas de temps précédent est utilisé pour initialiser le flux du pas de temps courant. Si le flux d'initialisation est très différent du flux résultat du calcul au pas de temps, alors le nombre d'itérations externes nécessaires pour atteindre la convergence sera d'autant plus élevé augmentant par conséquent le temps de calcul. Après le quatrième pas de temps, les variations plus faibles de flux entre les pas de temps permettent au flux d'initialisation d'avoir une forme proche du résultat attendu. Ainsi, moins d'itérations sont nécessaires pour le calcul. Le temps de calcul nécessaire par pas de temps se stabilise alors autour d'une heure.

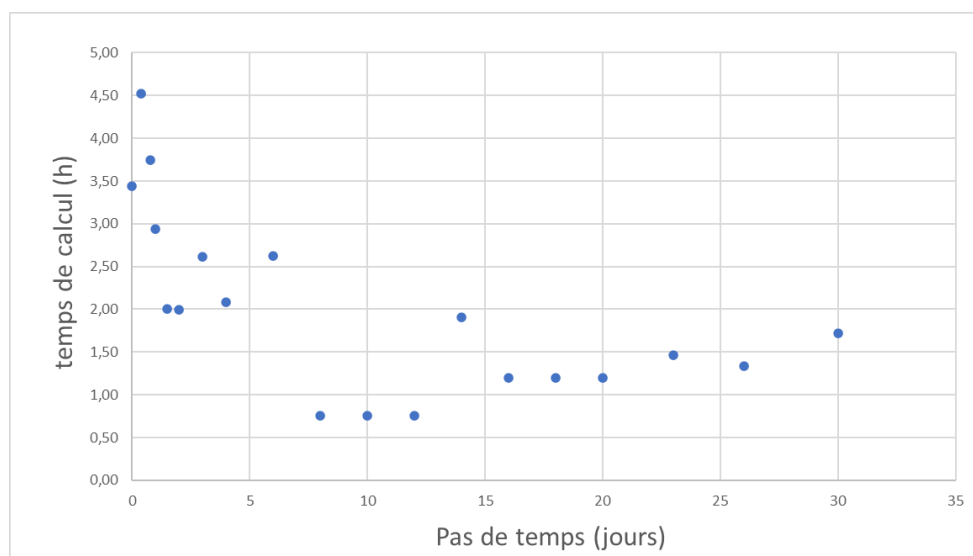


Figure 123 Temps de calcul pour la résolution de l'équation de Boltzmann selon le pas de temps

Le schéma de calcul APOLLO3-RJH® permet donc de disposer d'un schéma de calcul déterministe de référence précis, en transport permettant de discrétiser les éléments combustibles à l'échelle de la plaque. Son temps d'exécution satisfaisant sur des calculateurs de taille modérée, et facilement accessibles permet son utilisation pour une large gamme de problématique.

CONCLUSION

Ce travail de thèse a permis de définir et de valider numériquement dans le cadre de la démarche de VVQI un nouveau schéma de calcul déterministe neutronique plus précis et plus performant pour le cœur du réacteur Jules Horowitz. Le schéma de calcul actuel HORUS3D/N repose sur les codes de calcul APOLLO2 pour la partie réseau et CRONOS2 pour la partie cœur. Ce schéma permet bien de prédire technologiquement le comportement du RJH au cours du temps en 3D. Le développement de nouveaux codes de calcul associé à l'augmentation des performances et des capacités mémoires des moyens de calculs conduit à l'utilisation de nouvelles méthodes plus précises. Cette thèse a permis de mettre en place un nouveau schéma de calcul, tirant parti des améliorations apportées par ces nouveaux outils afin d'améliorer l'étape de validation dans le cadre de la démarche de VVQI pour le schéma de calcul du RJH.

Le nouveau schéma de calcul mis en place pour modéliser le RJH utilise le code de calcul APOLLO3®. Cette plateforme de calcul neutronique multifilière permet, avec de nouveaux solveurs et des options avancées, d'améliorer les performances des schémas de calcul. En particulier, des améliorations dans les solveurs d'autoprotection ou de calcul de flux permettent d'accéder à des options non standards. On peut notamment citer le MOC-2D appliqué au cœur complet, le MOC-3D ou la méthode d'autoprotection des sous-groupes.

La difficulté principale pour la modélisation du réacteur Jules Horowitz repose sur sa structure fortement hétérogène à l'échelle réseau comme à l'échelle cœur. En effet, le combustible est constitué de 8 plaques concentriques dans chaque assemblage avec une barre absorbante s'insérant au centre. Cette complexité nécessite une description déstructurée de la géométrie, une description par volume simple n'étant pas possible. Une difficulté supplémentaire se pose pour définir le motif élémentaire du réseau côté cœur. La répartition en couronnes concentriques des assemblages combustibles ne permet pas de définir un véritable réseau d'assemblage hexagonal. De plus, la très forte densité d'hétérogénéités axiales ou radiales avec le réflecteur, les plaquettes borées, les barres absorbantes ou les dispositifs expérimentaux limite l'utilisation de l'hypothèse du réseau 2D infini pour la génération de sections efficaces homogénéisées/condensées.

La modélisation du cœur du RJH menée par l'ancien schéma HORUS3D/N ne résout que l'équation de la diffusion sur une géométrie fortement homogénéisée par assemblage et avec un nombre limité de groupes d'énergie. Le schéma de calcul en 2 étapes restant la seule solution pour calculer totalement en évolution et en 3D un cœur de réacteur nucléaire de manière industrielle, l'objectif de ce travail de thèse a donc été de profiter des dernières options du code de calcul APOLLO3® afin de mettre en place un nouveau schéma de calcul déterministe de référence pour le réacteur Jules Horowitz. Ce nouveau schéma de calcul permet la résolution de l'équation de Boltzmann sur le cœur **en transport en 3D et en évolution avec une description fine plaque par plaque des**

éléments combustibles de la géométrie du réacteur. De plus, le biais avec un calcul étalon TRIPOLI4® pour une configuration avec peu d'hétérogénéités est conservé pour une configuration fortement hétérogène, validant la pertinence du schéma.

Ce travail de thèse s'est articulé en 3 temps. Dans un premier temps, le schéma de calcul APOLLO3® a été mis en place pour une configuration dite « cœur nu » n'intégrant aucune hétérogénéité dans le motif cœur. Le cœur modélisé contient donc 37 assemblages combustibles. Tout d'abord, un calcul réseau a été mis en place pour déterminer des sections efficaces homogénéisées/ condensées du sixième d'assemblage combustible standard. Ce calcul repart de la partie réseau du schéma de calcul HORUS3D/N utilisant la méthode des caractéristiques en 2D. Ce calcul est enrichi des possibilités du code APOLLO3®. Ainsi l'autoprotection du combustible associée au découpage énergétique a été faite avec la méthode des sous-groupes associée au découpage à 383 groupes. Cette nouvelle stratégie permet de mieux prédire les taux de réaction, flux et réactivité dans l'assemblage. De plus, pour des raisons de précision, les options d'autoprotection du schéma de calcul SHEM-MOC utilisées ont été étendues pour les isotopes de l'uranium au-delà de 22,5 eV, jusqu'à 2,55 eV. Cette démarche, appelée "autoprotection étendue" permet d'améliorer significativement la prédiction des taux de réaction aux énergies les plus basses du domaine. Ainsi, les 2 grandes résonances à 20,87 eV et 6,67 eV bénéficient d'une meilleure prédiction en étant autoprotégées par la méthode des sous-groupes. Finalement, une analyse physique de chacun des biais permet de quantifier l'importance de chacun des apports du schéma.

Les sections efficaces homogénéisées condensées des réflecteurs axiaux et radiaux ont été déterminées par des méthodes non standards MOC-2D cœur ou MOC-3D. Ces calculs utilisant des méthodes innovantes apportées par APOLLO3® permettent une description fidèle de la réalité technologique de ces structures, et limite les approximations. De plus, une description spatiale fine aux interfaces des différents milieux de ces structures a permis de décrire le plus précisément possible les forts gradients de flux, en particulier dans les lames d'eau. Ainsi les sections efficaces pour les réflecteurs ont été déterminées sur des géométries proches des réalités physiques et technologiques de ces structures. Ce calcul précis des réflecteurs du RJH doit permettre à l'avenir de déterminer des sections efficaces représentatives des dispositifs expérimentaux en réflecteur non étudiés dans cette thèse. C'est une des perspectives de ce travail.

Finalement, ces étapes de détermination des sections efficaces permettent d'aboutir au calcul du cœur nu en 3D et en transport. Ce calcul en 3D a été réalisé avec la méthode des éléments finis discontinus de Galerkin, naturellement adaptée au traitement des géométries non structurées. Cette méthode a permis de faire une description fine de la géométrie du RJH comparativement au schéma HORUS3D/N où la théorie de la diffusion était appliquée sur une géométrie homogénéisée par tiers d'assemblage. Ici, la finesse du maillage est poussée jusqu'à une description plaque par plaque. De plus, le nombre de groupes poussé à 11 groupes contre 6 groupes auparavant permet d'aboutir à un biais de l'ordre de +400 pcm avec des écarts sur les taux de fission par plaques dans tous les cas

inférieurs à 5%. Ceci constitue une amélioration significative du schéma de calcul en termes de précision par rapport au schéma HORUS3D/N. En effet, les méthodes de reconstruction de la puissance par plaques appliquées dans le schéma HORUS3D/N entraînaient jusqu'à maintenant des biais pouvant atteindre 15% aux interfaces par rapport au calcul étalon TRIPOLI4®.

Dans un second temps, la mise en place d'un calcul pour la détermination des sections efficaces homogénéisées condensées des hétérogénéités en cœur a été faite. Ces hétérogénéités s'insèrent à la place d'un assemblage combustible. Elles peuvent être de deux types : les assemblages combustibles avec une barre de contrôle en hafnium au centre (hétérogénéités absorbantes) et les dispositifs expérimentaux CHOUCA groupés permettant de réaliser en cœur des expériences sur les matériaux de structures (hétérogénéités diffusantes). Pour chacune de ces structures, l'hypothèse du réseau infini appliquée pour l'assemblage standard atteint ces limites. Une modélisation de type cluster a donc été adoptée en environnant ces hétérogénéités d'un demi-assemblage standard en réseau infini 2D décrivant précisément les hétérogénéités du combustible, permettant de simuler un environnement cœur au sein du calcul réseau. Le calcul cluster permet un calcul plus juste des hétérogénéités.

Pour la modélisation des hétérogénéités absorbantes, le nouveau schéma de calcul mis en place pour les assemblages standard a été réappliqué en l'étendant aux isotopes du hafnium. En particulier, la méthode des sous-groupes associée à l'autoprotection étendue permet de diminuer fortement les biais avec le calcul étalon sur la réactivité et les taux de réaction par rapport à l'ancien schéma. Ainsi le biais en réactivité passe d'environ 350 pcm à moins de 200 pcm pour l'assemblage barré. Au niveau des taux de réaction, cette nouvelle stratégie permet de mieux tenir compte des résonances thermiques de faibles amplitudes des isotopes du hafnium en les autoprotégeant. Les améliorations constatées sont cette fois-ci bien plus significatives que ce qui est observé pour le combustible. Ainsi, les biais sur les taux de capture dans le combustible comme dans les barres absorbantes ont été ramenés à moins de 1 % avec le calcul contre parfois plus de 3% avec le schéma HORUS3D/N. L'une des limites de cette amélioration reste la résonance à 7,78 eV du ^{178}Hf . Cette résonance large de très forte amplitude est à la fois absorbante et diffusante. Elle ne rentre donc pas dans la classe des résonances pouvant être traitées avec la méthode d'autoprotection des sous-groupes. Un découpage énergétique plus fin, à 408 groupes, contre 383 groupes a été testé afin d'augmenter le nombre de groupes dans cette résonance pour la décrire explicitement. Un gain sur le biais dans cette résonance a pu être obtenu ouvrant donc la perspective d'une réduction encore plus forte de l'erreur du calcul de cette résonance en augmentant le nombre de groupes du découpage énergétique.

Les hétérogénéités diffusantes, non fissiles bénéficient également du nouveau schéma de calcul APOLLO3® pour le RJH pour la détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées. Ces calculs de types clusters permettent d'aboutir à des jeux

de sections efficaces homogénéisées/ condensées en vue d'un calcul cœur 3D sur une géométrie hétérogène.

Le troisième et dernier temps de ce travail a été consacré à la définition de la partie cœur du schéma de calcul pour une géométrie **fortement hétérogène en 3D et en évolution**. La géométrie modélisée repart de la géométrie du cœur nu en intégrant des hétérogénéités diffusantes et des hétérogénéités absorbantes à différentes côtes d'insertion. L'ensemble des calculs de détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées ont permis d'aboutir à cette 2^{ème} étape cœur du calcul. Le biais sur la réactivité à temps 0 est de l'ordre de 400 pcm comme pour le calcul cœur nu. Ceci montre la bonne prise en compte des hétérogénéités dans le calcul cœur. En effet, contrairement au schéma de calcul HORUS3D/N où l'introduction d'hétérogénéités détériorait significativement la prédiction du cœur, le nouveau schéma de calcul est bien plus robuste. Cet ajout d'éléments hétérogènes n'induit pas de biais supplémentaires. De la même manière, les biais sur les taux de fission avec le nouveau schéma de calcul ont été réduits fortement.

Concernant les taux de fission, les biais faibles par plaque, mais légèrement plus importants à proximité des hétérogénéités axiales ou radiales ont conduit à mener une étude d'impact des sections efficaces calculées en réseau 2D infini sur les résultats du cœur complet. La génération de sections efficaces différenciées pour chaque plaque combustible radialement ou axialement induit bien une meilleure prédiction des sections efficaces homogénéisées/ condensées à proximité des hétérogénéités, là où l'hypothèse du réseau infini est la moins valide. Le biais entre les 2 approches, localisé essentiellement dans le domaine thermique tend à expliquer les biais plus importants sur les taux de fission à proximité des hétérogénéités.

Finalement, le schéma de calcul donnant des résultats précis comparativement au calcul étalon a été évolué sur un cycle d'environ 30 jours correspondant au cycle de fonctionnement du RJH. Les résultats en évolution sont conformes aux attentes physiques du schéma de calcul du point de vue des concentrations ou des taux de réaction. La mise en place d'une stratégie d'évolution « micro » associée à l'évolution des concentrations des plaquettes borées permet d'augmenter la validité de ce calcul pour une prédiction plus physique du cœur du RJH.

Avec ce schéma, il est possible de reproduire numériquement des situations d'intérêt réelles et physiques du cœur. Le nouveau code de calcul multifilière APOLLO3® fournit un outil mêlant des options orientées REL (méthode des caractéristiques) et orientées RNR (méthode d'autoprotection des sous-groupes et calcul cœur en transport). Ainsi le RJH, possédant des caractéristiques tirées de ces 2 standards, bénéficie des options pour ces 2 standards pour sa modélisation. Ce cheminement a permis d'aboutir à un schéma de calcul complet du réacteur Jules Horowitz en 3D et en évolution. La résolution en transport complet d'un tel calcul pour une discrétisation plaque par plaque sur une

géométrie de la taille et de la complexité du RJH est une innovation manifeste. En effet, la plupart des calculs de cœur REL développés jusqu'à maintenant étant réalisés avec la théorie de la diffusion sur des géométries homogénéisées et avec un nombre restreint de groupes d'énergies.

Les performances informatiques de ce nouveau schéma de calcul APOLLO3®-RJH rendent possible son exécution en moins de 2 jours sur une infrastructure de calcul de dimension modérée et disponible facilement. Cela rend aisée son utilisation fréquente pour des calculs routiniers dans une optique de suivi du cœur (y compris calcul de sûreté) et des dispositifs expérimentaux.

La validation de ce schéma de calcul réalisé dans ce travail est un des prérequis en vue des prochaines étapes de qualification et de quantifications des incertitudes de la démarche VVQI. Ces prochaines étapes ouvrent une importante perspective de ce travail. Elles ne pourront cependant être réalisées qu'avec des données expérimentales dont celles provenant des essais physiques du futur fonctionnement du RJH.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. Di Salvo, « Contribution à l'étude des incertitudes des paramètres neutroniques d'un cœur compact et hétérogène : Le réacteur d'irradiation Jules Horowitz », thèse de doctorat, Université Louis Pasteur (Strasbourg), 2002.
- [2] V. Jouault, J.-M. Palau, et G. Rimpault, « New calculation method for PWR control rod assemblies with APOLLO3® », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 110, p. 282-289, déc. 2017.
- [3] V. Jouault, « Amélioration de la démarche de Vérification & Validation du nouveau code de Neutronique APOLLO3® », thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 2017.
- [4] J. Politello *et al.*, « JHR neutron deterministic calculation scheme improvement thanks to Monte Carlo analysis in depletion », présenté à Physics of Reactors Conference (PHYSOR), Cancun, Mexique, avr. 2018.
- [5] CEA Saclay, *Les réacteurs nucléaires expérimentaux*. Le Moniteur, 2012.
- [6] Direction de l'énergie nucléaire, *Photothèque du CEA*. 2020.
- [7] D. W. Nigg et K. A. Steuhm, « Advanced Test Reactor Core Modeling Update Project », sept. 2014.
- [8] O. Leray, « Détermination, maîtrise et réduction des biais et incertitudes de la réactivité du réacteur Jules HOROWITZ », thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [9] M. Lemaire, « Validation des calculs d'échauffements photoniques en réacteur d'irradiation au moyen du programme expérimental AMMON et du dispositif CARMEN », thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 2015.
- [10] « JANIS 4.0 - OECD Nuclear Energy Agency ». <https://www.oecd-neo.org/janis/> (consulté le juill. 06, 2020).
- [11] P. Lemoine, « Fuel design and LEU development for the Jules Horowitz Reactor », présenté à NAS-RAS Symposium on the Conversion of RR to LEU fuel, Moscou, Russie, oct. 2011.
- [12] F. Jeury *et al.*, « HORUS3D/N Neutron Calculation Tool, a Deterministic Scheme Dedicated to JHR Design and Safety Studies », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 189, p. 188-198, févr. 2018.
- [13] C. Blandin *et al.*, « Fuel and material irradiation hosting systems in the Jules Horowitz Reactor », présenté à International Group on Research Reactors (IGORR 15), Daejeon (South Korea), oct. 2013.
- [14] D. Blanchet, « Développements méthodologiques et qualification de schémas de calcul pour la modélisation des échauffements photoniques dans les dispositifs expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH) », thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2006.
- [15] T. Bonaccorsi, « Modélisation pluridisciplinaire d'expériences d'irradiation dans un réacteur d'irradiation technologique », thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Marseille, 2007.

- [16] CEA, CEN Saclay Département des piles expérimentales, « Réacteur OSIRIS Rapport descriptif », avr. 1970.
- [17] P. Reuss, *Précis de neutronique*. Les Ulis: EDP Sciences, 2003.
- [18] N. Hfaiedh, *Nouvelle méthodologie de calcul de l'absorption résonnante*. Université Louis Pasteur (Strasbourg), 2006.
- [19] Cao Xuan Chuan, « Étude de la réaction Be (n, 2n) 2 α », *J Phys Radium*, vol. 20, n° 6, p. 621-623, 1959.
- [20] CEA Saclay, *La neutronique*. Le Moniteur, 2013.
- [21] A. Santamarina *et al.*, « The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1 », Nuclear Energy Agency OECD, JEFF Report 22, 2009.
- [22] M. Herman et A. Trkov, « ENDF-6 Formats Manual ». National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory Upton, NY 11973-5000, 2010.
- [23] C. Poinot-Salanon, A. Nicolas, et M. Soldevila, « Méthodes de calcul neutronique des cœurs », *Tech. Ing. - Concept. Constr. Exploit. Réact. Nucl.*, juill. 2013.
- [24] J. R. Mika, « Neutron Transport with Anisotropic Scattering », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 11, n° 4, p. 415-427, déc. 1961.
- [25] A. Calloo, « Développement d'une nouvelle modélisation de la loi de choc dans les codes de transport neutronique multigroupes », thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [26] N. Metropolis et S. Ulam, « The Monte Carlo Method », *J. Am. Stat. Assoc.*, vol. 44, n° 247, p. 335-341, sept. 1949.
- [27] E. Brun *et al.*, « TRIPOLI-4®, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 82, p. 151-160, août 2015.
- [28] I. Lux et L. Koblinger, *Monte Carlo particle transport methods: neutron and photon calculations*. CRC Press, 1991.
- [29] M. Barberger, « Approximations de la diffusion et du transport en théorie multigroupe », *Bull. Cent. Rech. Essais Chatou*, n° 13, 1965.
- [30] A. Hebert, *Applied Reactor Physics*. Montréal: Presses internationales Polytechnique, 2009.
- [31] P. Benoist, « Homogenization theory in reactor lattices », CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, France, 1986.
- [32] T. Tone, « A Numerical Study of Heterogeneity Effects in Fast Reactor Critical Assemblies », *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 12, n° 8, p. 467-481, août 1975.
- [33] B. W. Kelley et E. W. Larsen, « A consistent 2D/1D approximation to the 3D neutron transport equation », *Nucl. Eng. Des.*, vol. 295, p. 598-614, déc. 2015.
- [34] B. Faure, P. Archier, J.-F. Vidal, et L. Buiron, « A 2D/1D algorithm for effective cross sections generation in fast reactor neutronic transport calculations », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 192, p. 40-51, 2018.
- [35] B. Faure, « Development of neutronic calculation schemes for heterogeneous sodium-cooled nuclear cores in the APOLLO3 code : application to the ASTRID prototype », thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 2019.

- [36] M. Grimod, R. Sanchez, et F. Damian, « A dynamic homogenization model for pebble bed reactors », *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 52, n° 7-8, p. 932-944, mai 2015.
- [37] A. Galia, I. Zmijarevic, et R. Sanchez, « 2D core calculation based on the method of dynamic homogenization », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Portland, Oregon, Etats-Unis, août 2019.
- [38] J.-F. Vidal *et al.*, « APOLLO3 homogenization techniques for transport core calculations—application to the ASTRID CFV core », *Nucl. Eng. Technol.*, vol. 49, n° 7, p. 1379-1387, oct. 2017.
- [39] R. Sanchez, J. Mondot, Ž. Stankovski, A. Cossic, et I. Zmijarevic, « APOLLO II: A User-Oriented, Portable, Modular Code for Multigroup Transport Assembly Calculations », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 100, n° 3, p. 352-362, nov. 1988.
- [40] G. Rimpault, « Algorithmic features of the ECCO Cell Code for treating heterogeneous fast reactor subassemblies », présenté à International Topical Meeting on Reactor Physics and Computations, Portland, Oregon, Etats-Unis, mai 1995.
- [41] J. J. Lautard, C. Magnaud, F. Moreau, et A. M. Baudron, « CRONOS 2 : Un logiciel de simulation neutronique des coeurs de réacteurs », CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, France, 1999.
- [42] G. Rimpault *et al.*, « The ERANOS Code and Data System for Fast Reactor Neutronic Analyses », présenté à International Conference on the New Frontiers of Nuclear Technology : Reactor Physics, Safety and High-Performance Computing (PHYSOR), Séoul, Corée du Sud, oct. 2002.
- [43] H. Golfier *et al.*, « APOLLO3: A common project of CEA, AREVA and EDF for the development of a new deterministic multi-purpose code for core physics analysis », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Saratoga Springs, New-York, USA, mai 2009.
- [44] D. Schneider *et al.*, « APOLLO3® : CEA/DEN deterministic multi-purpose Code for Reactor Physics Analysis », présenté à Physics of Reactors Conference (PHYSOR), Sun Valley, Idaho, Etats-Unis, mai 2016.
- [45] J. J. Lautard et J.-Y. Moller, « MINARET, a deterministic neutron transport solver for nuclear calculations », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Rio de Janeiro, Brésil, 2011.
- [46] N. Odry, J.-F. Vidal, G. Rimpault, A.-M. Baudron, et J.-J. Lautard, « A Domain Decomposition Method in APOLLO3® Solver MINARET », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Nashville, Tennessee, Etats-Unis, avr. 2015.
- [47] I. Zmijarevic, L. Graziano, S. Santandrea, et D. Sciannandrone, « Polynomial Characteristics Method for Neutron Transport in 3D extruded geometries », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Jeju, Korea, avr. 2017.

- [48] S. Santandrea et R. Sanchez, « Acceleration techniques for the characteristic method in unstructured meshes », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 29, n° 4, p. 323-352, mars 2002.
- [49] A. Santamarina et N. Hfaiedh, « “The SHEM energy mesh for accurate fuel depletion and BUC calculations », présenté à International Conference on Safety Criticality ICNC, St Peterburg (Russia), mai 2007.
- [50] N. Hfaiedh et A. Santamarina, « Determination of the optimized SHEM mesh for neutron transport calculations », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Avignon, France, juill. 2005.
- [51] A. Canbakan, « Validation d’un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques », mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2014.
- [52] C. Vaglio-Gaudard *et al.*, « HORUS3D/N Neutronics Calculation Tool dedicated to JHR design and Safety Studies-Development, Validation, Biases and Uncertainties Quantification », présenté à European Research Reactor Conference (RRFM), Bucharest, Romania, avr. 2015.
- [53] A. Hébert, « A Consistent Technique for the Pin-by-Pin Homogenization of a Pressurized Water Reactor Assembly », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 113, n° 3, p. 227-238, mars 1993.
- [54] A. Hébert, « Development of the SPH method: cell homogenization of a non-uniform lattice and reflector parameters calculation », CEA Centre d’Etudes Nucleaires de Saclay, 1981. Consulté le: oct. 14, 2020. [En ligne]. Disponible sur: http://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:13662073.
- [55] J. F. Vidal et D. Raynaud, « Combining the tone’s and subgroup models for reference LWR self-shielding calculations in APOLLO3® », Marrakech, Morocco, sept. 2018.
- [56] A. Hébert et A. Santamarina, « Refinement of the Santamarina-Hfaiedh energy mesh between 22.5 eV and 11.4 keV », présenté à International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR), Interlaken, Suisse, juill. 2008.
- [57] J. R. Askew, « A characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries », United Kingdom Atomic Energy Authority, 1972.
- [58] F. Févotte, « Techniques de traçage pour la méthode des caractéristiques appliquées à la résolution de l’équation du transport des neutrons en domaines multi-dimensionnels », thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2008.
- [59] F. Jeanpierre, « Méthode de calcul des sections effectives de corps résonnants lourds en géométrie hétérogène - Application à l’uranium 238 », thèse de doctorat, Université de Paris, Orsay, 1969.
- [60] M. Livolant et F. Jeanpierre, « Autoprotection des resonances dans les réacteurs nucléaires - Application aux isotopes lourds », CEA Centre d’Etudes Nucleaires de Saclay, 1974.
- [61] M. Coste-Delclaux, « Modélisation du phénomène d’autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2 », thèse de doctorat, Paris, CNAM, 2006.

- [62] F. Simon, « Validation de la méthode SPM pour l'autoprotection des résonances », mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2011.
- [63] M. Coste-Delclaux et S. Mengelle, « New resonant mixture self-shielding treatment in the code APOLLO2 », présenté à International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR), Chicago, Illinois, Etats-Unis, avr. 2004.
- [64] G. Rimpault et M. J. Grimstone, « Validation of new sub-group algorithms for resonance self shielding in heterogeneous structures », présenté à Topical Meeting on Advances in Nuclear Engineering Computation and Radiation Shielding, Santa Fe, Nouveau Mexique, Etats-Unis, avr. 1989.
- [65] P. Mosca, « Conception et développement d'un mailleur énergétique adaptatif pour la génération des bibliothèques multigroupes des codes de transport », thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2009.
- [66] P. Ribon et J.-M. Maillard, « Les tables de probabilités - Application au traitement des sections efficaces pour la neutronique », CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, juin 1986.
- [67] P. Reuss, « Théorie de l'absorption résonnante des neutrons », CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, nov. 1991.
- [68] A. Hebert, « A mutual resonance shielding model consistent with Ribon subgroup equations », présenté à International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR), Chicago, Illinois, Etats-Unis, avr. 2004.
- [69] P. Reuss, « Bases de neutronique Physique et calcul des réacteurs », *Tech. Ing. Phys. Nucl.*, janv. 2006.
- [70] V. Deniz, « The theory of neutron leakage in reactor lattices », *CRC Press*, vol. II, 1986.
- [71] B. Faure, « Simulation des fuites neutroniques à l'aide d'un modèle B1 hétérogène pour des réacteurs à neutrons rapides et à eau légère », mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2016.
- [72] J. Tommasi, « Heterogeneous BN equations and symmetries », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 85, p. 145-158, nov. 2015.
- [73] I. Petrovic et P. Benoist, « Bn theory: Advances and new models for neutron leakage calculation », *Adv. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 24, 2002.
- [74] J. M. Beeston, « Beryllium metal as a neutron moderator and reflector material », *Nucl. Eng. Des.*, vol. 14, n° 3, p. 445-474, févr. 1971.
- [75] A. Bruneton, « ALAMOS - Neutronic layer engine: Graphical User Interface specification ».
- [76] W. H. Reed et T. R. Hill, « Triangular mesh methods for the neutron transport equation », Los Alamos Scientific Lab., Nouveau-Mexique (Etats-Unis), oct. 1973.
- [77] P. Lasaint et P. A. Raviart, « On a Finite Element Method for Solving the Neutron Transport Equation », in *Mathematical Aspects of Finite Elements in Partial Differential Equations*, C. de Boor, Éd. Academic Press, 1974, p. 89-123.

- [78] N. Odry, « Méthode de décomposition de domaine avec parallélisme hybride et accélération non linéaire pour la résolution de l'équation du transport Sn en géométrie non-structurée », thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 2016.
- [79] N. Bejaoui, « Simulation numérique de l'effet du réflecteur radial sur les cellules REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON », mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2012.
- [80] M. Lebreton, J. Politello, G. Rimpault, et J. F. Vidal, « Validation of an advanced APOLLO3® deterministic scheme for characterizing of the Jules Horowitz irradiation reactor core », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Portland, Oregon, Etats-Unis, avr. 2019.
- [81] « Avis-IRSN - Dossier cuve – Viroles de cœur – Poursuite de l'exploitation jusqu'à la VD4+10 ans du palier 900 MWe. » IRSN Fontenay aux roses, nov. 2018.
- [82] M. Lebreton, J. Politello, J.-F. Vidal, et G. Rimpault, « A full reference APOLLO3 deterministic scheme for the JHR material testing reactor », présenté à International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR), Cambridge, Royaume-Uni, mars 2020.
- [83] « Radioactivite : Absorbours de neutrons ». https://www.laradioactivite.com/site/pages/Absorbours_Neutrons.htm (consulté le juin 28, 2020).
- [84] P. Archier, S. Domanico, J.-M. Palau, et G. Truchet, « Validation of a multi-purpose depletion chain for burnup calculation through TRIPOLI-4 calculations and IFP perturbation method », présenté à Physics of Reactors Conference (PHYSOR), Sun Valley, Idaho, Etats-Unis, mai 2016.
- [85] A. Chambon *et al.*, « Validation of HORUS3D/N against TRIPOLI4-D for core depletion calculation of the Jules Horowitz Reactor », présenté à Physics of Reactors Conference (PHYSOR), SunValley, Idaho, Etats-Unis, mai 2016.
- [86] P. L. Roggenkamp, *The Influence of Xenon-135 on Reactor Operation*. 2000.
- [87] O. Moreira, « Analysis of Sm time evolution and the reactivity contribution in nuclear reactors », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 83, sept. 2015.

ANNEXE 1 : COMPOSITION DES MILIEUX DU REACTEUR JULES HOROWITZ

Tableau 44 Composition combustible enrichi à 27% en ²³⁵U (COMBU)

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³) (cas 27%)
U234	1,66595E-05
U235	3,32327E-03
U236	2,27887E-05
U238	8,81227E-03
Al27	3,16773E-02
B10	1,13677E-07
B11	4,57566E-07
Li6	1,60847E-07
Li7	1,98378E-06
Si28	7,79238E-03
Si29	3,96294E-04
Si30	2,61098E-04
N14	3,00286E-04
N15	1,10913E-06

Tableau 45 Composition gaine (GAINE)

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)	Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)
Fe54	3,0655E-06	Cr53	5,6492E-06
Fe56	4,8122E-05	Cr54	1,4062E-06
Fe57	1,1114E-06	Si28	3,2059E-04
Fe58	1,4790E-07	Si29	1,6233E-05
Mg24	5,2882E-04	Si30	1,0776E-05
Mg25	6,6948E-05	Cu63	4,2509E-05
Mg26	7,3710E-05	Cu65	1,8947E-05
Cr50	2,5835E-06	Zn	3,8179E-05

Tableau 46 Composition du modérateur (MODE)

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)
H1_H2O	6,6767476E-02
O16	3,3383738E-02

Tableau 47 Composition des structures en aluminium (ALU)

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)	Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)
Al27	5,8884E-02	Cr52	4,9820E-05
Fe54	3,0655E-06	Cr53	5,6492E-06
Fe56	4,8122E-05	Cr54	1,4062E-06
Fe57	1,1114E-06	Si28	3,2059E-04
Fe58	1,4790E-07	Si29	1,6233E-05
Mg24	5,2882E-04	Si30	1,0776E-05
Mg25	6,6948E-05	Cu63	4,2509E-05
Mg26	7,3710E-05	Cu65	1,8947E-05
Cr50	2,5835E-06	Zn	3,8179E-05

Tableau 48 Composition Béryllium homogène

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)	Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)
C	9,3619E-005	Be9_METAL	1,1079E-01
Mg26	2,7166E-06	H1_H2O	1,236E-03
Mg24	1,9490E-05	O16	6,18E-04
Mg25	2,4674E-06	Si28	1,4769E-05
Fe54	1,0200E-06	Si29	7,5030E-07
Fe56	1,6011E-05	Si30	4,9518E-07
Fe57	3,6977E-07	Al27	3,3997E-03
Fe58	4,9209E-08		

Tableau 49 Composition Ecran Zirconium

Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)	Matériaux	Concentration (10 ²⁴ at/cm ³)
Cr50	3,2962E-06	Fe58	4,1827E-07
Cr52	6,3564E-05	Zr90	2,1827E-02
Cr53	7,2076E-06	Zr91	4,7600E-03
Cr54	1,7941E-06	Zr92	7,2757E-03
Fe54	8,6695E-06	Zr94	7,3733E-03
Fe56	1,3609E-04	Zr96	1,1879E-03
Fe57	3,1430E-06	O16	3,0826E-04

Tableau 50 Composition du bouchon en aluminium boré en tête d'assemblage

Matériaux	Concentration (10^{24} at/cm ³)
B10	1,7799E-03
B11	7,1676E-03
Al27	5,6167E-02

Tableau 51 Composition ABS des barres absorbantes

Matériaux	Concentration (10^{24} at/cm ³)
Hf174	7,17E-05
Hf176	2,30E-03
Hf177	8,23E-03
Hf178	1,21E-02
Hf179	6,03E-03
Hf180	1,55E-02
Zr90	4,50E-04
Zr91	9,81E-05
Zr92	1,50E-04
Zr94	1,52E-04
Zr96	2,45E-05

Tableau 52 Composition de la zone expérimentale

Matériaux	Concentration (10^{24} at/cm ³)	Matériaux	Concentration (10^{24} at/cm ³)
K39	5,8909E-03	Cr54	6,8627E-05
K40	7,3906E-07	Ni58	9,7231E-04
K41	4,2513E-04	Ni60	3,7453E-04
Na23	8,4416E-03	Ni61	1,6282E-05
Fe54	6,1937E-04	Ni62	5,1903E-05
Fe56	9,7227E-03	Ni64	1,3226E-05
Fe57	2,2454E-04	Mn55	1,5258E-04
Fe58	2,9882E-05	Si28	1,1010E-04
Cr50	1,2608E-04	Si29	5,5750E-06
Cr52	2,4314E-03	Si30	3,7008E-06
Cr53	2,7570E-04		

ANNEXE 2 : STRATEGIE DE MAILLAGE DE LA GEOMETRIE CŒUR

```
def meshxy(x,y):  
  
    if math.sqrt(x*x+y*y)>150: #zone la plus externe de la piscine  
        f_x = 25.  
        return f_x  
  
    if math.sqrt(x*x+y*y)>90: #zone interne de la piscine  
        f_x = 18.  
        return f_x  
  
    if math.sqrt(x*x+y*y)>74.26: #Piscine  
        f_x = 10.  
        return f_x  
  
    elif math.sqrt(x*x+y*y)>45.: #Berylium  
        f_x = 6.  
        return f_x  
  
    elif math.sqrt(x*x+y*y)>38.: #Berylium + Zr  
        f_x = 4.  
        return f_x  
  
    elif math.sqrt(x*x+y*y)>35.5: #Beylium + Zr  
        f_x = 2.  
        return f_x  
  
    elif "casier" in domain.getRegionName([x, y]): #casier  
        f_x = 1.  
        return f_x  
  
    else: #assemblages combustibles  
        f_x = 0.37  
        return f_x
```


ANNEXE 3 BIAIS AXIAUX SUR LES TAUX DE FISSION HORUS3D/N

Cas 8 :

- 37 assemblages combustibles
- 0 barre de contrôle
- Réflecteur nu

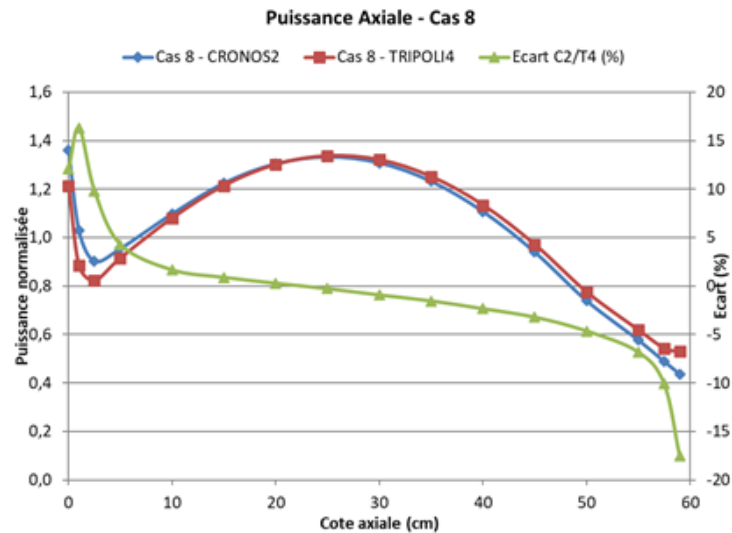


Figure 124 Biais axial HORUS3D/N par rapport à TRIPOLI4® pour la puissance sur le cas 8

Cas 9 :

- 34 assemblages combustibles, CHOUCA groupés et isolés insérés
- 0 barre de contrôle
- Réflecteur nu

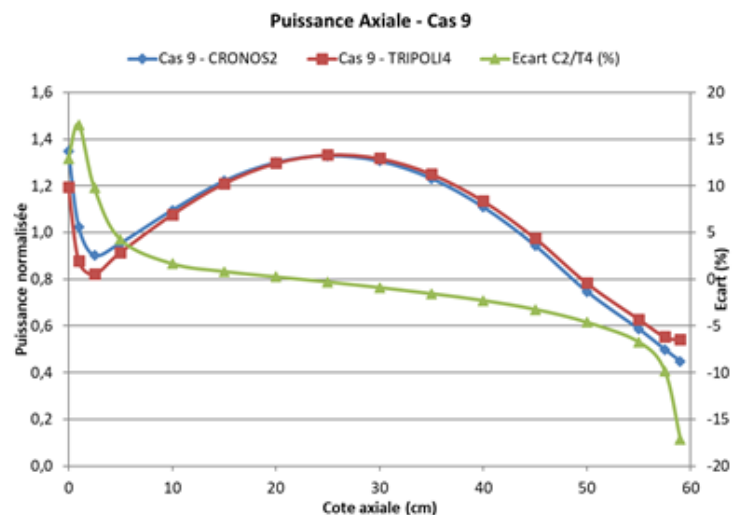


Figure 125 Biais axial HORUS3D/N par rapport à TRIPOLI4® pour la puissance sur le cas 9

ANNEXE 4 SOUTENANCE DE DOCTORAT



Soutenance de doctorat présentée par
Matthieu LEBRETON
12 octobre 2020




DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE


Développement d'un schéma de calcul déterministe APOLLO3® à 3 dimensions, en transport et en évolution avec description fine des hétérogénéités pour le cœur du Réacteur Jules Horowitz

Pr. Alain HEBERT Pr. Pablo RUBIOLLO Pr. José BUSTO Dr. Nuria GARCIA-HERRANZ Dr. Laurent CHABERT Pr. Gérald RIMPAULT M. Julien POLITELLO	Ecole Polytechnique de Montréal IN2P3-LPSC Université Grenoble Alpes IN2P3-CPM Aix-Marseille Université Universidad Politécnica de Madrid TechnicAtome CEA Cadarache / SPRC CEA Cadarache / SPRC	Rapporteur Rapporteur Examinateur Examinatrice Examinateur Directeur de thèse Encadrant CEA
---	--	---

Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives - www.cea.fr



Contexte du réacteur Jules Horowitz



- ▶ En France : parc de 58 réacteurs nucléaires à eau pressurisée assurant environ 75% de la production électrique nationale
- ▶ En 2025 plus des 2/3 du parc nucléaire français aura dépassé les 40 ans : durée de vie initialement prévue basée sur des considérations de résistance mécanique des matériaux sous irradiation
→ **Remplacement ou prolongement du parc actuel ?**
- ▶ Les réacteurs de recherche d'irradiation (MTR) permettent d'apporter l'éclairage technique nécessaire
- ▶ Permet de créer à petite échelle un flux de neutrons représentatif d'une situation donnée dans un réacteur de puissance, afin de l'étudier et ses conséquences sur les matériaux → transpositions des observations aux réacteurs de puissances
- ▶ Les flux ne peuvent pas être atteints simplement dans un réacteur de puissance (ex. situations accidentelles, vieillissement du combustible après plusieurs décennies).
- ▶ **MTR actuels :**
 - OSIRIS, France : 1966 (fermé en 2015)
 - BR-2, Belgique : 1961Utilisés pour dimensionner les réacteurs actuels
- ▶ Aujourd'hui, MTR vieillissants, voire fermés → **nécessité d'un nouveau réacteur d'irradiation pour relever ces défis et étudier des domaines d'irradiation non encore étudiés expérimentalement**

CEA Saclay, *Les réacteurs nucléaires expérimentaux*. Le Moniteur, 2012.

Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternativesSoutenance de doctorat Matthieu LEBRETON12 octobre 20202

- ▶ Le réacteur Jules Horowitz (RJH) est un réacteur de recherche d'irradiation de 100 MW_{th}
- ▶ En construction au CEA Cadarache
- ▶ Mise en service (première divergence du flux) prévue pour 2027
- ▶ Le RJH peut atteindre des flux rapides intenses jusqu'à $5 \cdot 10^{14}$ n.cm⁻².s⁻¹ (environ 10 x plus qu'un Réacteur à Eau Pressurisée commercial) – doit permettre de reproduire en accéléré le vieillissement de matériaux sous flux



Recherche

Test de matériaux avancés sous irradiation pour les nouvelles générations de réacteurs nucléaires (GEN-III et GEN-IV), ou les générations actuelles (GEN-II)



Médecine

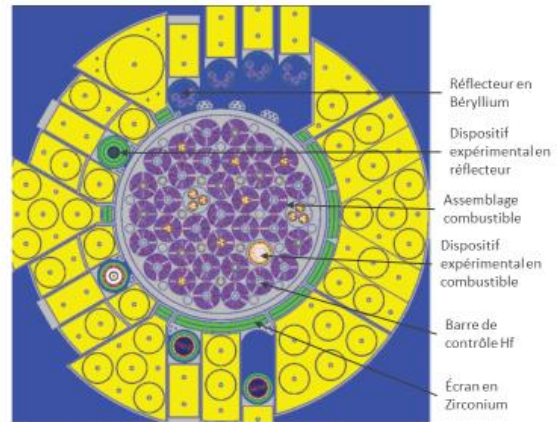
Fournir 25 % à 50 % de la demande européenne en radio-isotopes (⁹⁹Mo)

J. Politello *et al.*, « JHR neutron deterministic calculation scheme improvement thanks to Monte Carlo analysis in depletion », présenté à Physics of Reactors Conference (PHYSOR), Cancun, Mexique, avr. 2018.

C. Vaglio-Gaudard *et al.*, « HORUS3D/N Neutronics Calculation Tool dedicated to JHR design and Safety Studies-Development, Validation, Biases and Uncertainties Quantification », présenté à European Research Reactor Conference (RRFM), Bucharest, Roumanie, avr. 2015.

Le cœur du RJH : 1^{er} niveau d'hétérogénéités

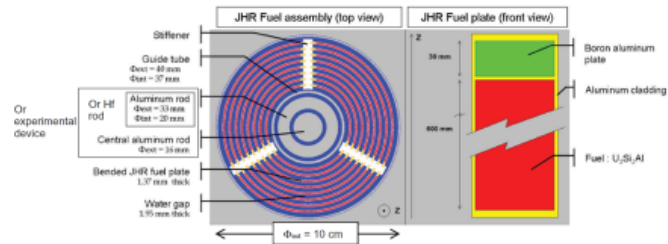
- ▶ 37 assemblages combustible chargés dans un motif circulaire concentrique en 3 couronnes dans des alvéoles en aluminium
- ▶ Réactivité du cœur contrôlée grâce à 27 barres en Hafnium insérées au centre de certains assemblages
- ▶ Plusieurs alvéoles en cœur peuvent aussi être chargées avec des **dispositifs expérimentaux sur les matériaux**
- ▶ Réflecteur en Béryllium où des **dispositifs expérimentaux sur le combustible** peuvent être insérés



- ▶ La complexité de la géométrie ne permet pas facilement de dégager un motif simple-répétitif sur la géométrie du cœur ou du réflecteur : **1^{er} niveau d'hétérogénéités**

Les assemblages RJH : 2nd niveau d'hétérogénéités

- ▶ 3x8 plaques incurvées concentriques maintenues entre elles par des raidisseurs en aluminium
- ▶ Combustible enrichi à 27% et modéré à l'eau légère
- ▶ Bouchon en bore en haut de l'assemblage afin de diminuer la puissance et limiter l'effet réflecteur
- ▶ Barres en Hafnium insérées au centre des assemblages par le haut avec un bouchon d'aluminium en tête de barre
- ▶ La modélisation la plus simple de l'assemblage en réseau 2D infini nécessite une description fine de chacune des 24 plaques combustibles : **2nd niveau d'hétérogénéités**



Objectif principal : Mise en place d'un schéma de calcul **transport** en **3D** et en **évolution** pour le cœur du RJH avec **description hétérogène des assemblages** combustible (plaque par plaque) et expérimentaux avec le code déterministe **APOLLO3®**

→ Détermination du flux dans les emplacements expérimentaux en cœur afin de conclure sur les performances d'irradiation

- ▶ **Actuellement** : **HORUS3D/N** : schéma de calcul 2 étapes (réseau-cœur) pour le RJH basé sur les codes APOLLO2/CRONOS2
 - Calcul de cœur **en diffusion** avec **description homogène des assemblages**. Nécessite un traitement important d'équivalence pour ajuster les sections efficaces entre modélisation réseau et cœur.
 - Nécessité de modèles de reconstruction à partir des grandeurs par assemblages pour remonter aux grandeurs par plaques (taux de réaction, flux) importants pour la sûreté
- ▶ **Solution adoptée** : **APOLLO3-RJH** Nécessité d'outils de simulation avancés pour prédire l'aspect sûreté et expérimentation du cœur RJH fortement hétérogène : Outil APOLLO3® : code de calcul déterministe neutronique multi-filière avancé en développement au CEA
 - Limiter l'utilisation des méthodes d'équivalence tout en conservant des résultats avec la même précision qu'HORUS3D/N à minima
 - doit permettre de modéliser **finement et directement** (sans modèles de reconstruction) le cœur du RJH

Le schéma de calcul : de l'équation de Boltzmann au schéma de calcul du RJH

1^{ère} étape : Détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées

- Panorama des modélisations adoptées pour chaque structure
- Assemblages standards et absorbants + dispositifs expérimentaux in-core
- Réflecteur radial et axial

2^{ème} étape : Calcul de cœur en 3D

- Comparaison des options et possibilités APOLLO3-RJH avec HORUS3D/N
- Résultats à temps 0 (aspect sûreté et performance)
- Fonctionnement en évolution

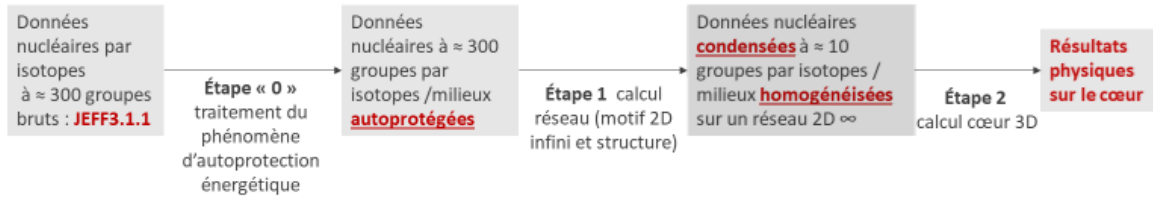
Conclusion et perspectives

Objectif : Résolution de l'équation du transport (Boltzmann) à l'état stationnaire de la géométrie d'étude :

$$(H - L)\Psi = \frac{1}{k_{eff}} F\Phi \quad \text{Avec :} \quad \begin{aligned} H\Psi &= \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E, t)\Psi \\ L\Psi &= \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi + \Sigma(\vec{r}, E, t) \cdot \Psi \quad F\Phi = \frac{\chi}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E', t)\Phi \end{aligned}$$

- Équation aux dérivées partielles $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, **linéaire du 1er ordre** : soluble via des méthodes de discrétisation traditionnelles
→ **METHODE DETERMINISTE**
- **Plage d'énergie très large (20 MeV → 10⁻⁴ eV) et structures des données nucléaires profondément résonnantes** : 100 000 groupes en énergie nécessaires pour modéliser correctement la structure résonnante et les phénomènes physiques en découlant : autoprotection énergétique
 - ↳ **Hors de portée : ressources informatiques insuffisantes aujourd'hui**
→ **Nécessité d'un traitement spécifique du phénomène d'autoprotection énergétique** : permet de se ramener à une résolution précise à quelques centaines de groupes sur des géométries réduites en réseau 2D infini
- Géométrie réelle cœur complet en 3D : Résolution possible au cours du temps à **quelques dizaines de groupes**, 100 directions angulaires pour des géométries cœur en 3D homogénéisées → **Nécessité d'un calcul d'homogénéisation/condensation sur géométries hétérogènes réduites en réseau 2D ⇒ finement décrite afin de tenir compte de phénomènes fins (ex. autoprotection spatiale)**
 - ↳ **Schéma de calcul**

"Schéma de calcul à "2 étapes"



La **condensation** permet de réduire le nombre de groupes en créant un nouveau jeu de sections efficaces avec moins de groupes pondéré par le flux fin calculé à l'étape réseau afin de tenir compte de l'information : $\Sigma_G = \frac{\sum_{g \in G} \Phi_g \Sigma_g}{\sum_{g \in G} \Phi_g}$ Son équivalent spatial est l'homogénéisation

- Le calcul permet de déterminer des résultats physiques sur le cœur afin de prédire son comportement au cours du temps : **Puissances dans le réacteur, Taux de réaction, Concentrations des différents isotopes, Réactivité, Fluences, Burnups ...**

F. Jeury *et al.*, « HORUS3D/N Neutron Calculation Tool, a Deterministic Scheme Dedicated to JHR Design and Safety Studies », *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 189, p. 188-198, févr. 2018.

Traitement d'autoprotection énergétique : généralités

- **Motivation du traitement d'autoprotection** : éviter le calcul à 100 000 groupes **nécessaire, mais irréaliste** pour décrire pleinement la structure résonnante des sections efficaces

$$\sigma_{p,g,x,\alpha}^* = \frac{\int_g \sigma_{p,x,\alpha}(E) \Phi_\alpha(E) dE}{\int_g \Phi_\alpha(E) dE}$$

- Détermination de sections efficaces « autprotégées » à environ 300 groupes tenant compte du phénomène

Le flux de calcul réel $\Phi_\alpha(E)$ fin décrivant la structure fine du flux est à priori inconnu, car solution du problème : nécessité du traitement d'autoprotection

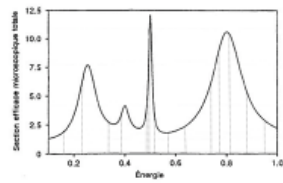
- Repose sur stockage de l'information fine des sections efficaces sous différentes formes dans les données nucléaires
 - **Livolant-Jeanpierre** : Stockage des taux de réaction fins d'une configuration homogène caractérisée uniquement par le paramètre dilution σ_0 avec équivalence hétérogène-homogène afin de déterminer une **dilution équivalente**
 - méthode **physique approchée** : repose sur un domaine d'application donné : cas d'un noyau lourd entouré d'un milieu purement diffusant
 - **Sous groupes** : Calcul d'intégrales en changeant la représentation classique des sections efficaces en **table de probabilités discrètes** :
 - méthode **mathématique exacte** : universelle si respect de l'hypothèse de résonance étroite

M. Coste-Delclaux, « Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2 », thèse de doctorat, Paris, CNAM, 2006.

Traitement d'autoprotection énergétique : la méthode des sous-groupes

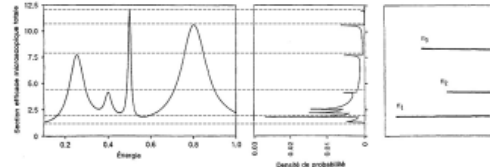
- ▶ La méthode repose sur une seule hypothèse : « **hypothèse de résonance étroite** », ou avec un maillage raffiné dans la résonance
- ▶ Repose sur un traitement par représentation en **intégrale de Lebesgue** plutôt qu'en **intégrale de Riemann**

Hypothèse de résonance étroite
« les structures résonnantes de la section efficace ne sont pas corrélées aux sources de neutrons »



Intégrale de Riemann

Calcul de l'aire sous la courbe par approximation par une fonction en escalier



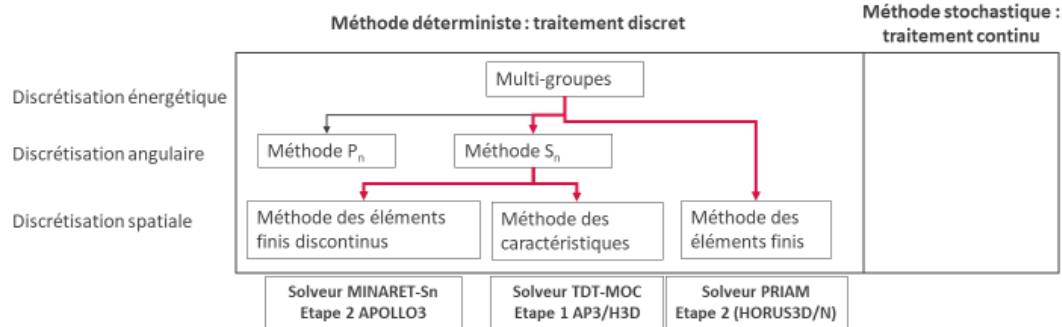
Intégrale de Lebesgue

Détermination de la fréquence d'apparition des valeurs de l'image de la fonction

- ▶ Permet de limiter drastiquement le nombre d'informations nécessaire pour la résolution du problème
- ▶ Perd la position de la résonance au sein du groupe, mais permet de traiter précisément les noyaux intermédiaires : Hf

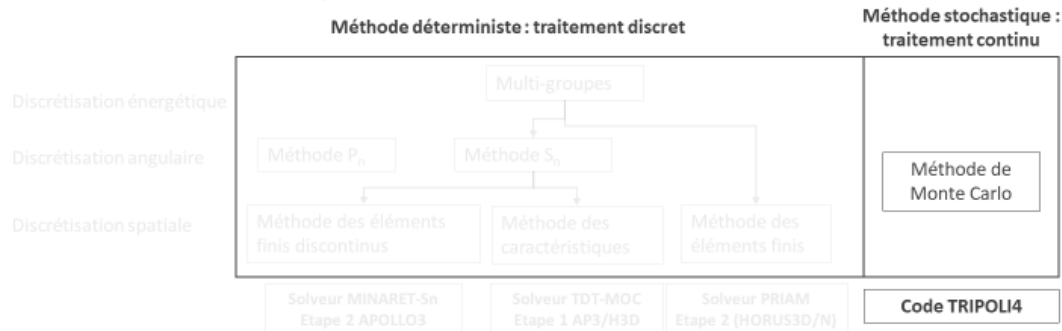
P. Ribon et J.-M. Maillard, « Les tables de probabilités - Application au traitement des sections efficaces pour la neutronique », CEA Centre d'Études Nucléaires de Saclay, juin 1986.

Méthode et solveur de flux en présence



- ▶ Panorama (non exhaustif) des méthodes déterministes de résolution de l'équation du transport/diffusion
- ▶ HORUS3D/N (schéma actuel) et APOLLO3-RJH (schéma développé) basés sur la même méthode réseau : **Méthode des caractéristiques**
- ▶ Le formalisme de la **diffusion** utilisé dans HORUS3D/N (étape cœur) s'affranchit de la discrétisation angulaire : méthode rapide, mais peu précise
- ▶ Schéma de calcul APOLLO3® mène la résolution de l'équation du transport sur le cœur 3D avec la dépendance angulaire : **solveur S_n MINARET**

Méthode et solveur de flux en présence



- ▶ Simulation aléatoire de la vie des neutrons de la création à la disparition (fuite ou capture) de la géométrie
- ▶ Par rapport au calcul déterministe :
 - Avantages : Non dépendant des options du solveur/schéma, permet de mener un calcul « étalon ».
 - Inconvénients : Convergence numérique des résultats lente à atteindre → grand nombre de vies de neutrons à simuler
- ▶ **Validation numérique du schéma de calcul déterministe** dans le cadre de la démarche VVQI : comparaison avec un **calcul stochastique étalon** réalisé avec TRIPOLI4® et les mêmes données nucléaires sur des configurations statiques bien définies
→ permet de déterminer les biais induits par la modélisation déterministe et les options choisies **indépendamment des données nucléaires**

Le code APOLLO3®

- ▶ APOLLO3® code de calcul déterministe multifilière en développement au CEA pour résoudre l'équation du transport :
 - Options avancées de calcul déterministe disponibles :
 - Méthode d'autoprotection avancée : Sous-groupes d'ECCO
 - Evolution via solveur d'évolution Bateman MENDEL
 - Résolution de l'équation du transport sur le cœur 3D via le solveur MINARET (méthode DG-FEM)
 - Méthode des caractéristiques
 - Mode de calculs non standard MOC-2D cœur ou MOC-3D
 - Plateforme multifilière : permet de bénéficier d'outils de calcul orientés REL ou RNR dans un même environnement

J. J. Lautard et J.-Y. Moller, « MINARET, a deterministic neutron transport solver for nuclear calculations », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Rio de Janeiro, Brésil, 2011.

H. Golfier et al., « APOLLO3: A common project of CEA, AREVA and EDF for the development of a new deterministic multi-purpose code for core physics analysis », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Saratoga Springs, New-York, USA, mai 2009.

Le schéma de calcul : de l'équation de Boltzmann au schéma de calcul du RJH

1^{ère} étape : Détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées

- Panorama des modélisations adoptées pour chaque structure
- Assemblages standards et absorbants + dispositifs expérimentaux in-core
- Réflecteur radial et axial

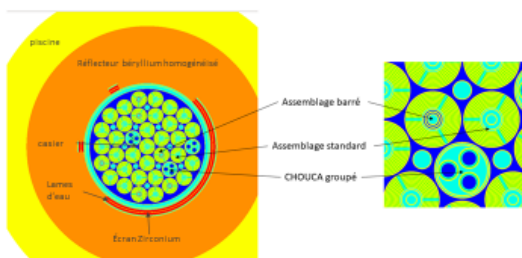
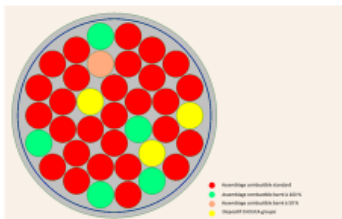
2^{ème} étape : Calcul de cœur en 3D

- Comparaison des options et possibilités APOLLO3-RJH avec HORUS3D/N
- Résultats à temps 0 (aspect sûreté et performance)
- Fonctionnement en évolution

Conclusion et perspectives

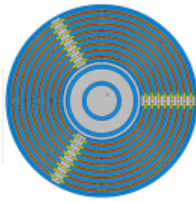
1^{ère} étape: Détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées

Configuration du RJH considérée

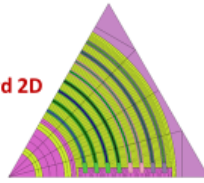


- Configuration chargée avec 34 assemblages combustible
 - 28 assemblages combustible standards
 - 5 assemblages avec barre absorbante insérée à 100%
 - 1 assemblage avec barre absorbante insérée à 50%
 - **hétérogénéités absorbantes**
- 3 dispositifs CHOUCA groupés constitués de 3 emplacements expérimentaux en Nak → **hétérogénéités diffusantes**
- Réflecteur radial assimilé à une composition homogène de béryllium, aluminium, eau
- Axialement, structures en bore et aluminium (réflecteur axial)

→ **5 jeux de sections efficaces à déterminer**



Assemblage standard 2D (STD)

MOC-2D 6^{ème} assemblage Réseau ∞ ou cluster environné

→ 394 mailles ou 1680 mailles

Maillage énergétique REL383

Traitement d'autoprotection méthode des sous-groupes sur motif identique au calcul de flux

Autoprotection étendue jusqu'à 2,55 eV pour uranium et hafnium

Options nouveau schéma de calcul APOLLO3-RJH

► Principales spécificités du calcul APOLLO3-RJH comparativement à HORUS3D/N:

- Autoprotection sur la même géométrie jusqu'à 2,55 eV (contre 22,5 eV pour le schéma HORUS3D/N) pour Uranium ET Hafnium : **autoprotection étendue**
- Autoprotection par la méthode des **sous groupes**
- Raffinement des mailles** de combustible et de modérateur : meilleure représentation de l'anisotropie du choc dans l'eau

La méthode des caractéristiques (MOC)

- Utilisée dans le schéma actuel HORUS3D/N pour le calcul des assemblages depuis 2015, possible par l'utilisation des trajectoires cycliques
- Méthode de **résolution en espace** de l'équation de Boltzmann **monoénergétique** et **monoangulaire** ($Q_i(\vec{r})$ source neutronique)

$$\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q_i(\vec{r})$$

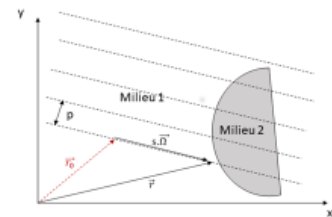
Principe : Transformer le Laplacien en dérivée ordinaire afin d'aboutir à une équation différentielle linéaire du premier ordre le long d'une caractéristique

En considérant la direction des neutrons $\vec{\Omega}$ fixée, en chaque point de l'espace \vec{r}_0 , on a : $\vec{r} = \vec{r}_0 + s\vec{\Omega}$

$$\text{On a alors le long de la caractéristique : } \begin{cases} \Omega_x = \frac{\partial x}{\partial s} \\ \Omega_y = \frac{\partial y}{\partial s} \end{cases}$$

$$\text{En remarquant que : } \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi = \Omega_x \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

$$\text{L'équation devient : } \frac{d\Psi}{ds} + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q(\vec{r})$$



- Équation différentielle ordinaire du 1er ordre, soluble analytiquement. L'équation est résolue à partir des conditions aux limites de proche en proche pour chaque milieu le long de la caractéristique.

- Méthode très précise** si les caractéristiques sont suffisamment resserrées pour décrire entièrement la géométrie, car résolution analytique : notion de pas des caractéristiques p . **Méthode coûteuse** en temps de calcul, du fait du grand nombre de droites caractéristiques nécessaire → **limité en standard au calcul réseau**

J. R. Askeew, « A characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries », United Kingdom Atomic Energy Authority, 1972.

Comparaison des biais APOLLO3-RJH HORUS3D/N par rapport à la référence TRIPOLI4

	TRIPOLI-4	AP3-T4 (pcm)
STD	1,66829 (± 5 pcm à 2σ)	+38+7
Barré	1,17077 (± 7 pcm à 2σ)	-311-198

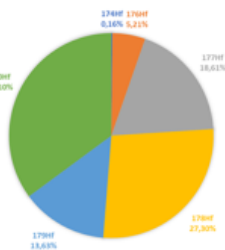
- **Meilleure prédiction de la réactivité**, notamment pour l'assemblage barré (gain 100 pcm par rapport à l'ancien schéma)
- **Meilleure prédiction absorption thermique dans barres absorbantes et le combustible**: le raffinement dans l'eau permet de mieux prédire l'absorption thermique dans le modérateur
- **La méthode des sous-groupes** a peu d'impact pour l'assemblage STD par rapport à LJP.
- Pour le Hf elle améliore significativement la **prédiction de l'absorption résonnante**. → Mieux adaptée pour décrire des noyaux intermédiaires
- **L'autoprotection étendue jusqu'à 2,55 eV** améliore significativement les taux de captures dans le domaine 2,55 eV 22,5 eV : Valable pour les résonnances du Hf, mais aussi de l'uranium dont l'autoprotection est recommandée jusqu'à 22,5 eV avec les options SHEM-MOC
- Dans la suite : **étude détaillée de l'autoprotection étendue sur le Hf**. Peut aussi être réalisée pour l'uranium.

Combustible	Groupes en énergie	$\pm \Delta_{\max} $ /plaques	Contribution au taux dans le combustible
Taux absorption non fissile	4,10 keV – 22,5 eV	-0,6% +0,8%	21,4 %
	22,5 eV – 2,55 eV	-1,1% +0,1%	25,1 %
	0,625 eV – 0,0001 eV	-0,3% -0,3%	47,2 %
Taux fission	20 MeV – 0,0001 eV	-0,4% -0,3%	100 %

Barres Hf	Groupes en énergie	$\pm \Delta_{\max} $ /plaques	Contribution au taux dans Hf
Taux absorption non fissile	4,10 keV – 22,5 eV	+3,4% +0,4%	25,3 %
	22,5 eV – 2,55 eV	-2,0% +1,1%	27,6 %
	2,55 eV – 0,625 eV	+0,8%	40,1 %
	0,625 eV – 0,0001 eV	+0,8% +0,3%	100 %

M. Lembreton, J. Politello, G. Rimpault, et J. F. Vidal, « Validation of an advanced APOLLO3[®] deterministic scheme for characterizing of the Jules Horowitz irradiation reactor core », présenté à International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (M&C), Portland, Oregon, Etats-Unis, avr. 2019.

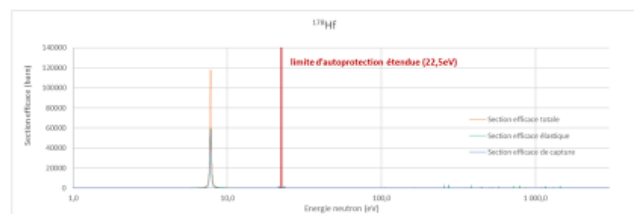
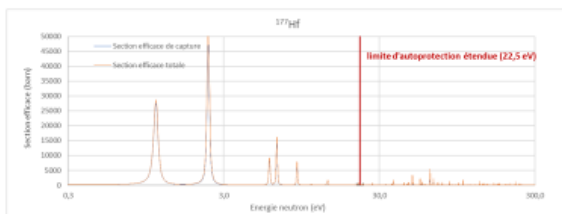
Physique du hafnium – autoprotection étendue

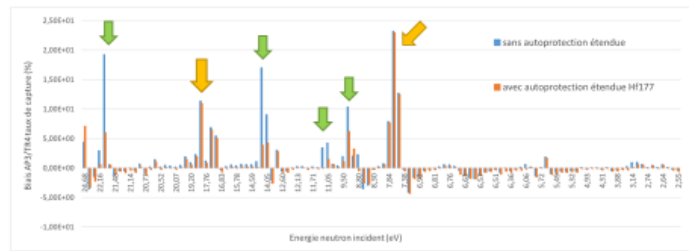


4 isotopes principaux, résonnances en dessous de 22,5 eV (domaine d'autoprotection étendue) :

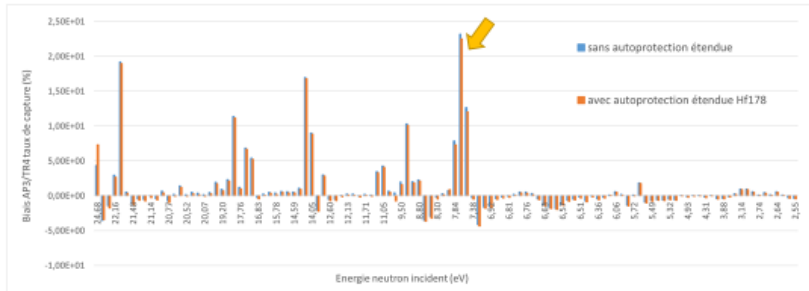
- ^{177}Hf 6 résonnances, dont 2 résonnances doubles de faibles amplitudes, essentiellement absorbantes
- ^{178}Hf 1 grande résonnance à 120 000 barn absorbante ET diffusante à 7,8 eV
- ^{179}Hf 2 résonnances à 5,7eV et 17,7eV (résonnance double) → comportement similaire au ^{177}Hf
- ^{180}Hf → non résonnant en dessous de 55 eV

Dans la suite, études détaillées uniquement pour ^{177}Hf et ^{178}Hf

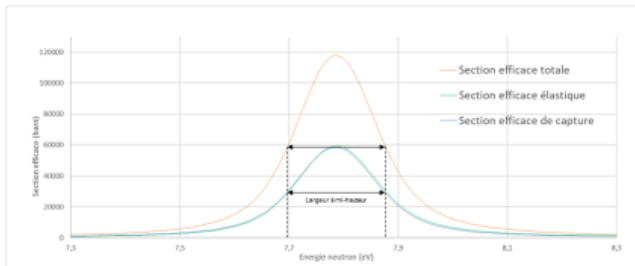


Autoprotection étendue du ^{177}Hf Biais APOLLO3/TRIPOLI4 taux de capture ^{177}Hf 

- Zoom sur le biais par groupe dans la barre de contrôle en Hf sous 22,5 eV sur le taux d'absorption. Ces résonances ne sont pas autoprotégées dans l'ancien schéma : **comparaison avec ou sans autoprotection du ^{177}Hf**
- L'autoprotection dans cette plage d'énergie améliore la prédiction du taux d'absorption dans toutes les nombreuses résonances < 22,5 eV du ^{177}Hf . **Amélioration notable pour les résonances à 22 eV et 13,9 eV**
- Logiquement, aucune influence dans les groupes contenant les autres résonances du hafnium

Autoprotection étendue du ^{178}Hf Biais APOLLO3/TRIPOLI4 taux de capture ^{178}Hf 

- Zoom sur le biais par groupe dans la barre de contrôle en Hf sous 22,5 eV sur le taux d'absorption. Ces résonances ne sont pas autoprotégées dans l'ancien schéma : **comparaison avec ou sans autoprotection du ^{178}Hf**
- Pour rappel, la grande résonance du ^{178}Hf à 7,8 eV de 120 000 barn absorbante ET diffusante
- Influence quasi-nulle de l'autoprotection étendue sur le biais dans cette résonance → problématique, car résonance importante concentrant à elle seule une part non négligeable des absorptions sur le Hf à basse énergie

Autoprotection étendue du ^{178}Hf 

Conséquence : Résonance large diffusante :

Hypothèse de résonance étroite de la méthode des sous-groupes non respectée

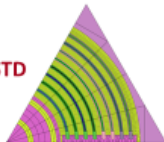
Méthode des sous groupes non applicable ici

Largeur à mi hauteur en léthargie de la résonance	0,023
$\chi(^{178}\text{Hf})$: Gain moyen en léthargie du choc	0,011

Test d'un maillage plus raffiné (408 groupes)
améliorant nettement le taux de capture dans la résonance → piste d'amélioration

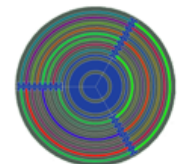
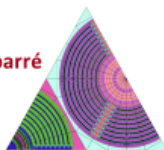
- Largeur en léthargie supérieure au gain moyen du choc: les neutrons diffusés en début de résonance sont réémis à des énergies situées dans la résonance

Récapitulatif des calculs réseau

Assemblage STD
(2D)

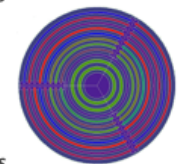
MOC-2D 6^{ème} assemblage Réseau ∞
Découpage énergie : REL383
autoprotection sous-groupes
Modèle de fuite B1 homogène

↳ Sections efficaces à 11 groupes STANDARD
Homogénéisation *partielle* gaine + combu sur 10 compositions

Assemblage barré
(2D)

MOC-2D 6^{ème} assemblage
CLUSTER environné
Options de calcul proche assemblage standard

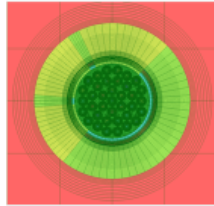
↳ Sections efficaces à 11 groupes BARRÉ explicite
Homogénéisation *partielle* gaine + combu sur 11 compositions

CHOUCA groupé
(2D)

MOC-2D 6^{ème} assemblage : CHOUCA homogène
CLUSTER environné
Découpage énergie : REL383
Options de calcul proche assemblage standard

↳ Sections efficaces à 11 groupes CHOUCA
-homogénéisation sur 2 compositions



Structure réflecteur radial (2D)

MOC-2D tranche radiale de cœur (~ 51 000 mailles)

Géométrie réelle cœurMaillage **41 groupes**

Autoprotection sur motif réseau 2D assemblage

↳ **Sections efficaces à 11 groupes Structure REFLECTEUR RADIAL**
9 compositions : casier, réflecteur (7 compos), piscine

Structure réflecteur axial (3D nécessaire)Calcul **MOC-3D 12^{ème} assemblage**

Réseau ∞

Maillage à 383 groupes

Autoprotection sous-groupes sur motif réseau 2D

↳ **Sections efficaces à 11 groupes Structure REFLECTEUR AXIAL**
3 compositions : Alu_haut, Alu_bas, Alu_bore

Le schéma de calcul : de l'équation de Boltzmann au schéma de calcul du RJH

1^{ère} étape : Détermination des sections efficaces homogénéisées/condensées

- Panorama des modélisations adoptées pour chaque structure
- Assemblages standards et absorbants + dispositifs expérimentaux in-core
- Réflecteur radial et axial

2^{ème} étape : Calcul de cœur en 3D

- Comparaison des options et possibilités APOLLO3-RJH avec HORUS3D/N
- Résultats à temps 0 (aspect sureté et performance)
- Fonctionnement en évolution

Conclusion et perspectives

Transition réseau-cœur

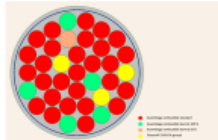
- Mise en place de la partie réseau du schéma de référence à 2 étapes supposant le **mode fondamental ou sur géométries type cluster ou représentative pour les réflecteurs**

5 jeux de sections efficaces autoprotégées partiellement homogénéisées /condensées :Assemblage **STANDARD** → 10 milieuxAssemblage **BARRE** → 11 milieuxDispositif **CHOUCA GROUPE** → 2 milieuxRéflecteur **RADIAL** → 9 milieuxRéflecteur **AXIAL** → 3 milieux

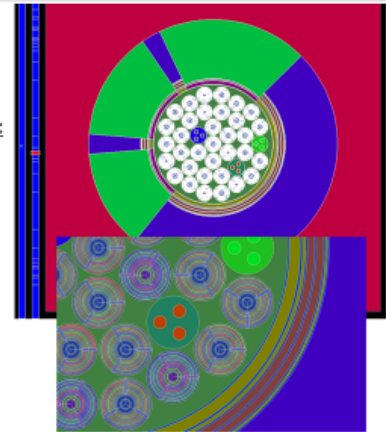
Environ 12h pour
générer tous les jeux
de sections efficaces

Calcul cœur sur la géométrie hétérogène du RJH en 3D :

- 34 assemblages combustible enrichis à 27 %
- 3 dispositifs expérimentaux CHOUCA groupés
- 5 barres en Hf insérées à 100 %, 1 barre insérée à 50 %



- Validation du schéma de calcul de référence AP3 par des calculs TRIPOLI4 au temps 0
- Détermination des performances d'irradiation du RJH
- Évolution sur 30 jours d'un cœur RJH en configuration hétérogène

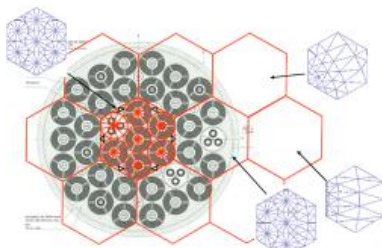


M. Lebreton, J. Politello, J.-F. Vidal, et G. Rimpault, « A full reference APOLLO3 deterministic scheme for the JHR material testing reactor », présenté à International Conference on the Physics of Reactors (PHYSOR), Cambridge, Royaume-Uni, mars 2020.

Calcul cœur 3D temps 0 stratégie HORUS3D/N VS. APOLLO3-RJH

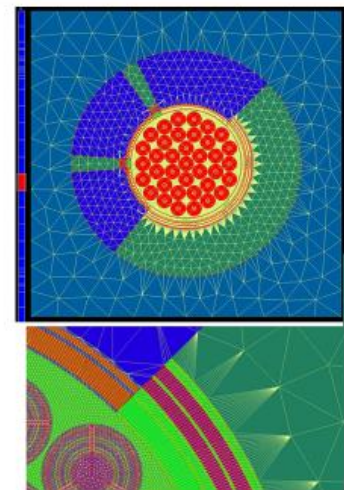
	APOLLO3-RJH	HORUS3D/N
Méthode	<u>Transport 11 groupes</u>	Diffusion 6 groupes
Solveur	MINARET-DGFEM	PRIAM
Raffinement spatial	<u>Par plaques</u>	Par assemblages

- Calcul APOLLO3-RJH en **transport** (diffusion pour HORUS3D/N) → Tient compte de la complexité du cœur en décrivant pleinement la dépendance angulaire



Maillage HORUS3D/N

- Le maillage HORUS3D/N réduit le nombre de mailles par assemblage à 12. Suffisant pour un calcul en diffusion. Cependant, la description par plaques est perdue → nécessité de mettre en œuvre des modèles de reconstruction.
- Le calcul APOLLO3-RJH en transport nécessite un **maillage fin, très raffiné dans le combustible afin de décrire pleinement les plaques (850 volumes)**.



Maillage APOLLO3-RJH

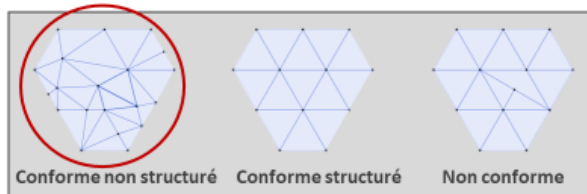
→ Première pour un cœur de cette complexité

Méthode DGEM du solveur MINARET

- Méthode de résolution de l'équation du transport en espace **monoénergétique** et **monoangulaire (idem. MOC)**

$$\vec{\Omega}_i \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}) + \Sigma(\vec{r}, E_i) \cdot \Psi(\vec{r}) = Q_i(\vec{r})$$

- Permet le traitement de grandes géométries cœur **en transport** en évolution et en 3D, là où la méthode des caractéristiques est trop coûteuse
- Particulièrement adaptée au RJH, car fonctionne sur un maillage **triangulaire conforme non structuré**

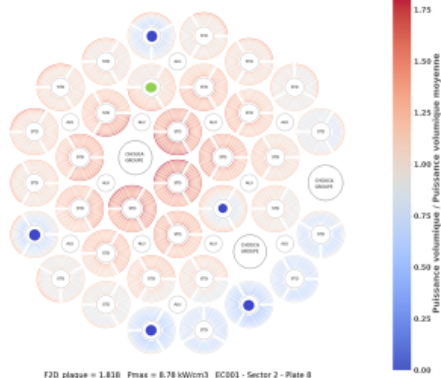


- Possibilité de mailler des géométries sans motif simple-répétitif
 - Maillage fin au centre du cœur dans le combustible
 - Maillage plus relâché dans le piscine et dans le réflecteur
- Maillage « sur mesure » adapté à des géométries complexes permet de traiter plus rapidement ce type de géométries
- La résolution de l'équation du transport se fait ensuite par une méthode similaire aux éléments finis : résolution de la forme faible de l'équation du transport.
- La particularité de la méthode vient de la transmission discontinue d'informations à l'interface entre les mailles

Résultats temps 0

k_{eff} APOLLO3
1,20735

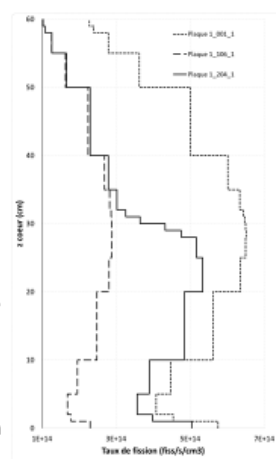
Temps de calcul : ≈ 3h sur 28 cœurs
Mémoire : ≈ 70 go de mémoire

Résultats taux de fission axiaux**Résultats taux de fission radiaux**

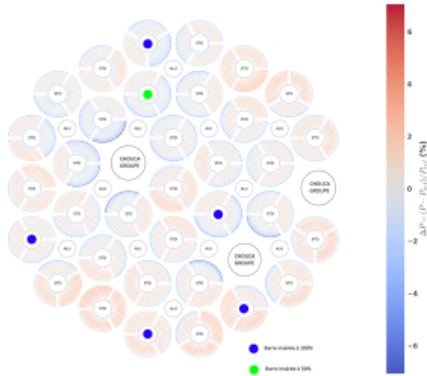
- Maximum de puissance à proximité des CHOUCA (diffusant)
- Minimum à proximité des éléments absorbants

- Étude du taux de fission pour 3 plaques combustible :
 - Assemblage standard
 - Assemblage barré 100%
 - Assemblage barré 50 %

- Effet réflecteur en bas du cœur (remontée du taux de fission)
- Effet réflecteur gommé en haut du cœur avec la plaquette borée (absorbante)
- La proximité de la barre en hafnium pour l'assemblage barré **limite fortement le taux de fission**
- Fort gradient du taux de fission dans la plaque 204_1_1 à proximité de la barre à moitié insérée, **passage du régime non barré à barré**



Biais radiaux avec TRIPOLI4



Carte des biais par plaques APOLLO3/TRIPOLI4
schéma APOLLO3-RJH

- Biais localisé à proximité des hétérogénéités : CHOUCA (sous prédictif) ou réflecteur (sur prédictif)

	Biais k_{eff}	Δ fission _{min}	Δ fission _{max}	Ecart type
APOLLO3-RJH ^o	+445 pcm	-7,4%	4,1%	1,6
HORUS3D/N	-441 pcm	-9,1%	8,1%	3,1

Écart-type des biais : biais moyen nul, car normalisation imposée identique sur le cœur à 100 pour le taux de fission AP3 et TR4

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{plaques}}} \sum_1^{N_{\text{plaques}}} ((T_{AP3} - T_{TR4}) - \underbrace{\bar{T}_{AP3} - \bar{T}_{TR4}}_0)^2} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{plaques}}} \sum_1^{N_{\text{plaques}}} (T_{AP3} - T_{TR4})^2}$$

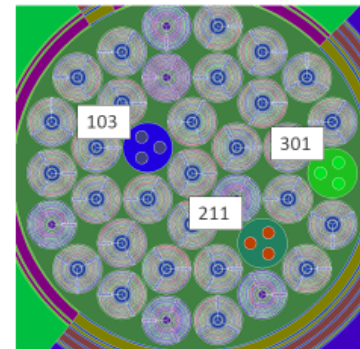
L'écart type quantifie finalement la dispersion des taux de fission APOLLO3 par rapport à la distribution de référence TRIPOLI4

Comparaison avec schéma diffusion HORUS3D/N sur configuration

proche : Forte amélioration de la prédiction des puissances par plaques avec le nouveau schéma

Résultats dans les CHOUCA : expériences

	Localisation expérience	flux total (n/cm ² /s ⁻¹)	Biais (%)	
CHOUCA groupés	103	1	1,38.10 ¹⁵	-1.36
		2	1,33.10 ¹⁵	-2.38
		3	1,35.10 ¹⁵	-2.73
	211	1	8,66.10 ¹⁴	-2.49
		2	9,08.10 ¹⁴	-2.59
		3	7,91.10 ¹⁴	-2.22
	301	1	6,58.10 ¹⁴	-1.12
		2	7,65.10 ¹⁴	-2.12
		3	6,33.10 ¹⁴	-1.74



- Dispositifs expérimentaux : conditionne les expériences faisables dans le RJH. Échantillon de structure dans ces emplacements : **expériences sur la tenue de gaine au flux**
- Biais faible avec le calcul de référence TRIPOLI4 sur les flux : moins de 3% sur chaque emplacement
- Fluence gaine dans un REP après 4 cycles (≈4 ans) : 9,24.10²¹ n/cm² (cf. monographie de la DEN : le combustible nucléaire)
- Emplacement 103_1, une telle fluence avec ce flux est atteinte après 77 jours, soit 3 cycles RJH (≈3 mois) **les caractéristiques prédites du RJH lui permettent donc bien d'être un accélérateur du vieillissement des matériaux – cohérence des ordres de grandeur avec la littérature**

Principe de l'évolution

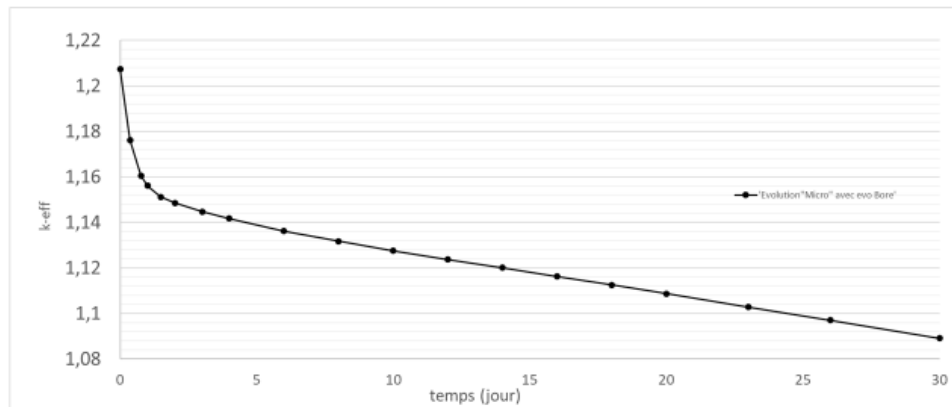
- Le calcul de flux fourni grâce au flux scalaire, les taux de réaction intégrés dans chaque volume de la géométrie, pour chaque isotope

$$\tau = \int_E \Sigma(\vec{r}, E, t) \Phi(\vec{r}, E, t) dE$$

- En considérant les taux constants sur un pas de temps : résolution des équations de Bateman généralisées à 1 groupe :

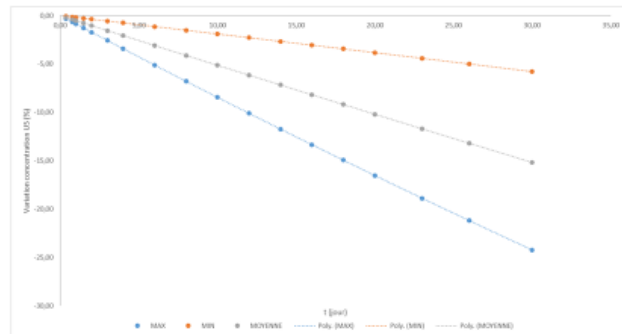
$$\frac{dN_k(\vec{r}, t)}{dt} = \sum_{m \neq k} \tau_{k \leftarrow m}(\vec{r}, t) N_m(\vec{r}, t) + \sum_{m \neq k} \lambda_{k \leftarrow m} N_m(\vec{r}, t) - \lambda_k N_k(\vec{r}, t) - \tau_k(\vec{r}, t) N_k(\vec{r}, t)$$

- Bilan des isotopes en présence après un pas de temps d'irradiation
- Utilisation de chaînes d'évolution complètes non simplifiées :
 - 126 produits de fissions
 - 26 actinides
 - Ajout chaîne évolution bore 10 en tête de cœur
- Calcul en évolution nécessitant **160 Go de mémoire et 38h de temps de calcul sur 28 processeurs**

Variation k_{eff} au cours du temps (cas statique sans compensation de réactivité)

- **Forte décroissance de la réactivité en début de vie due aux ^{135}Xe** principalement : nécessité d'avoir des pas de temps resserrés
- Après 30 jours, le RJH atteint un k_{eff} de 1,09. Des pas de temps plus relâchés sont suffisants

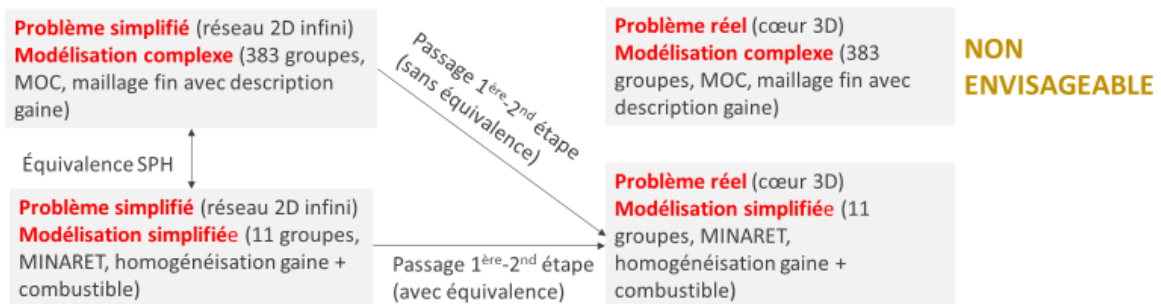
Évolution des concentrations

Variation de la concentration en ²³⁵U au cours du tempsComparaison des concentrations en ²³⁵U après 30 jours comparativement à l'état initial

- ▶ Anciennement, le calcul des concentrations se faisait uniquement par secteur (= 1/3 d'assemblage)
- ▶ La discrétisation par plaque met en évidence de grosses disparités du taux d'²³⁵U selon les plaques dans un même secteur
- ▶ Après 30 jours, durée d'un cycle RJH : de 5% à 25% de l'²³⁵U a été consommé selon les plaques

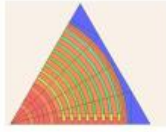
- ▶ Nouveau schéma de calcul du RJH permettant de modéliser le RJH **en 3D et en évolution plaque par plaque** (limité à l'assemblage dans l'ancien schéma HORUS3D/N)
- ▶ Les options avancées du code APOLLO3 permettent une **modélisation en transport du cœur**, ce qui constitue une nouveauté pour un cœur de cette complexité.
 - **Traitement d'un problème à environ 10¹¹ inconnues, première fois pour un calcul neutronique rendu possible par la taille réduite du RJH**
- ▶ La prise en compte de la complexité du RJH par plaques permet notamment de déterminer beaucoup plus finement les paramètres du cœur, et évite les développements de méthodes de reconstruction à partir des grandeurs prises sur l'assemblage
- ▶ Validation du schéma de calcul à temps 0 face à TRIPOLI-4 (référence stochastique)
- ▶ Détermination des performances d'irradiation du cœur : dans les dispositifs expérimentaux en cœur, le RJH est bien un accélérateur du vieillissement des matériaux
- ▶ Ressource informatique nécessaire au calcul : **160 Go sur 28 cœurs en 38h** → Exécutable sur calculateur ou sur station de bureau suffisamment performante. → Donne un outil précis de modélisation du RJH exécutable en des temps acceptables sur des machines « facilement » accessibles.

- Le modèle développé pourrait permettre à l'avenir des calculs orientés exploitations tels que : le mouvement des barres du RJH au cours du temps, ou le calcul des contre-réactions
- L'augmentation du nombre de groupes dans la résonance à 7,8 eV du ^{178}Hf a ouvert la voie à une meilleure description de cette forte résonance. Le maillage testé n'est cependant pas encore suffisant pour prédire correctement la résonance : développement d'un nouveau maillage énergétique dans cette résonance
- Le réflecteur a été modélisé de façon homogène. Le schéma de calcul doit permettre à l'avenir de modéliser comme en cœur les dispositifs expérimentaux du réflecteur.



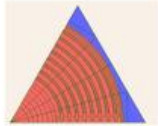
- **Le passage de la première à la seconde étape** induit l'utilisation d'une modélisation simplifiée pour décrire le cœur complet
- L'utilisation de la modélisation complexe sur le cœur en 3D n'est pas envisageable simplement
- L'utilisation de la modélisation simplifiée ne permet pas de retrouver les taux de réaction calculés avec la modélisation complexe sur un problème identique : $T_{\text{complexe}} \neq T_{\text{simplifié}}$
- La détermination de facteur SPH permet d'ajuster les sections efficaces homogénéisées/condensées afin de garantir l'égalité des taux de réaction

Théorie du transport (MOC)
- 281 groupes
- Géométrie hétérogène fine



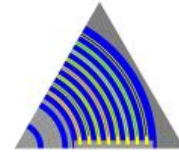
$$F_{SPH} > 2$$

Théorie de la diffusion
- 6 groupes
- Géométrie homogène



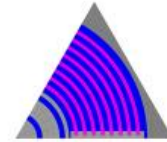
HORUS3D/N

Théorie du transport (MOC)
- 281 groupes
- Géométrie hétérogène fine



$$F_{SPH} \approx 1,10$$

Théorie du transport (DGFEM)
- 11 groupes
- Géométrie partiellement
homogénéisée (combu + gaine)



APOLLO3-RJH

- L'utilisation des facteurs SPH pour HORUS3D/N due à la très forte différence entre la modélisation réseau et cœur peut entrainer des facteurs SPH très éloignés de 1
- Le calcul avec APOLLO3 permet de rationaliser son utilisation en les prenant comme des facteurs correctifs

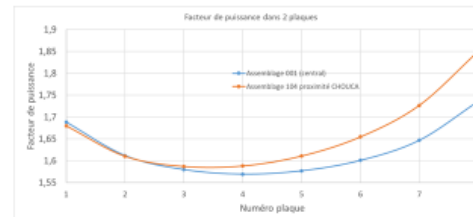
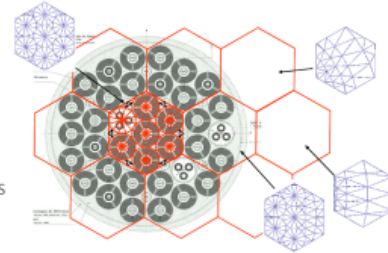
Equivalence SPH

- Equivalence SPH sur l'assemblage combustible standard et les dispositifs CHOUCA groupés

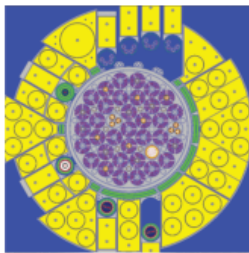
	Biais k_{eff}	$\Delta fission_{min}$	$\Delta fission_{max}$	Ecart type
Sans équivalence SPH	+445 pcm	-7,4%	+4,1%	1,6
Avec équivalence SPH	+508 pcm	-5,9%	+4,1%	1,4

- Amélioration de la prédiction à proximité des dispositifs CHOUCA groupés principalement (sous prédit) grâce à l'équivalence SPH

- Le calcul HORUS3D/N fournit les taux de réactions par tiers d'assemblage dû à son maillage spatial (111 valeurs contre 888 plaques)
- Les taux par plaques (éléments combustible) sont exigés dans le cadre de la sûreté, et pour calculer les points chauds : nécessité de reconstruire cette puissance
- Application d'un modèle de reconstruction issu de la forme du taux de réaction prie sur un assemblage combustible à temps 0 pour les assemblages non périphériques → modèle identique pour tous les assemblages, même forme du taux dans les plaques
- Le calcul des facteurs de puissance par plaque est maintenant déterminable directement : forte variation selon les hétérogénéités à proximité des assemblages (> 10%)



- Cœur de démarrage chargé avec 36 assemblages combustible à 19,75% → $k_{\text{eff}} \approx 1,21$: 17 000 pcm de réactivité à compenser
- Poids des barres de l'ordre de 700 pcm (valeur moyenne). 19 barres de compensation → 15 000 pcm d'anti réactivité potentielle **insuffisant pour compenser la réactivité du cœur**
- **Solution** : Insérer des barres en hafnium supplémentaires entre les assemblages pour compenser la réactivité temps 0 → augmentation de la complexité



- Après plusieurs cycles : remplacement progressif du combustible à 19,75 % par celui à 27 % → besoin de flexibilité des schéma de calcul

- ▶ Effet des contre-réactions de température non étudiée durant ce travail :
 - ▶ Effet modérateur (≈ -10 pcm/ $^{\circ}\text{C}$ à 20°C) : température modérateur
 - ▶ Effet Doppler (≈ -3 pcm/ $^{\circ}\text{C}$ à 20°C) : température combustible
- ▶ La température de chacune des compositions (combustible, structure, modérateur) est fixé à 20°C (294K) pour la validation.
- ▶ Données nucléaires notamment de l'eau non déterminées dans les conditions usuelles du RJH : besoin de nouveaux points de tabulation de l'eau dans TRIPOLI4 → choix de s'affranchir des effet de température pour la validation du formulaire
- ▶ Le réacteur reste froid durant tout son fonctionnement
 - ▶ 100°C pour le combustible
 - ▶ 30°C pour le modérateur