



**HAL**  
open science

# Développement d'un schéma de calcul neutronique pour la modélisation du pilotage des SMR (Small Modular Reactors) sans bore soluble

Pierre Devaux

► **To cite this version:**

Pierre Devaux. Développement d'un schéma de calcul neutronique pour la modélisation du pilotage des SMR (Small Modular Reactors) sans bore soluble. Génie civil nucléaire. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2022. Français. NNT : 2022GRALI063 . tel-03997828

**HAL Id: tel-03997828**

**<https://theses.hal.science/tel-03997828v1>**

Submitted on 20 Feb 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

École doctorale : I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production

Spécialité : MEP : Mécanique des fluides Energétique, Procédés

Unité de recherche : Laboratoire d'Étude des Cœurs et du Cycle, CEA Cadarache

**Développement d'un schéma de calcul neutronique pour la modélisation du pilotage des SMR sans bore soluble**

**Development of a neutronic calculation scheme for the modelling of soluble boron-free SMR**

Présentée par :

**Pierre Devaux**

Direction de thèse :

**Monsieur Jean-François Vidal**  
Directeur de recherche au CEA Cadarache

Directeur de thèse

**Monsieur Maxime Guyot**  
Ingénieur-docteur au CEA Cadarache

Encadrant de thèse

Thèse soutenue publiquement le 14 octobre 2022, devant le jury composé de :

**Monsieur Pablo RUBIOLO**  
Professeur, Grenoble INP

Président

**Monsieur Xavier DOLIGEZ**  
Chargé de recherche, IJCLab CNRS

Rapporteur

**Monsieur Ivan KODELI**  
Chargé de recherche, UKAEA CCFE

Rapporteur

**Monsieur Alain HÉBERT**  
Professeur, École Polytechnique de Montréal

Examineur

**Monsieur Andreas PAUTZ**  
Professeur, École Polytechnique de Lausanne

Examineur

**Madame Barbara VEZZONI**  
Ingénieure-docteur, Framatome

Examinatrice

Invités :

**Monsieur Tanguy COURAU**  
Ingénieur-docteur, EDF



**Laboratoire de rattachement :**

Laboratoire d'Étude des Cœurs et du Cycle  
Service de Physique des Réacteurs et du Cycle  
Département d'Étude des Réacteurs  
Institut de REcherche sur les Systèmes Nucléaires  
Direction des Énergies  
Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives

# Résumé

La puissance d'un réacteur à eau pressurisée (REP) industriel est généralement de l'ordre de 1000 MWe. Avec l'émergence des nouveaux marchés tels que l'alimentation de sites isolés ou la production de chaleur, des concepts de petits réacteurs modulaires (*small modular reactor* ou SMR) sont proposés avec des puissances inférieures à 300 MWe. Certains concepts de SMR n'utilisent pas de bore soluble dans le circuit primaire, malgré son utilisation quasi-systématique dans les REP. Le contrôle de la réactivité de ces réacteurs repose donc principalement sur l'insertion et le retrait des grappes de contrôle. L'utilisation de poisons consommables à poste fixe permet également un contrôle de la réactivité à la conception et limite la quantité d'absorbants mobiles insérés dans le cœur.

Un schéma de calcul déterministe en deux étapes est généralement utilisé pour la modélisation des REP. La première étape est un calcul de transport neutronique sur une géométrie 2D détaillée d'un assemblage combustible en réseau infini. Dans un schéma de calcul standard, une évolution toutes grappes extraites (TGE) est réalisée sur une plage de burnup. Des calculs de reprise sont effectués à chaque pas de burnup en faisant varier les paramètres principaux de fonctionnement tels que la densité du modérateur, la température du combustible et l'insertion de la grappe de contrôle. Les sections efficaces multigroupes sont ensuite condensées à deux groupes et homogénéisées à l'échelle de la cellule combustible. Les bibliothèques de sections efficaces ainsi obtenues sont utilisées à l'étape cœur pour le calcul des distributions 3D de puissance par résolution de l'équation de la diffusion à deux groupes d'énergie. L'hypothèse d'évolution du combustible en configuration TGE nécessite d'être remise en question au regard de l'insertion prolongée des grappes de contrôle pour un cœur de REP sans bore soluble, qui modifie le spectre neutronique d'évolution.

Le premier objectif de ce travail de thèse est de quantifier les écarts numériques introduits par le schéma de calcul neutronique standard pour la modélisation d'assemblage, de cluster et de cœur d'un REP sans bore soluble fortement empoisonné. Le second objectif est de développer une méthode qui permette de simuler des effets d'historique de spectre à l'échelle d'un cœur complet de SMR sans pénalité excessive sur le temps de calcul.

Ce travail a été réalisé avec la plateforme déterministe multi-filières APOLLO3®. La méthode développée, baptisée COHLISEE, est une méthode hybride qui consiste à utiliser à la fois une évolution microscopique et un indicateur d'historique de spectre lors d'un calcul de diffusion. La méthode est vérifiée et validée grâce à des calculs d'assemblages et de cluster 2x2 en 2D. Les résultats de référence sont obtenus par des calculs en transport réalisés avec des séquences particulières d'insertion de grappe de contrôle. Les résultats de COHLISEE (réactivité, distributions de puissance, bilan matière) sont comparés à ceux obtenus par des schémas standards utilisant des modèles d'évolution macroscopique ou microscopique au niveau cœur. Le processus de vérification et de validation (V&V) montre que le schéma macroscopique présente des biais considérables sur la réactivité pour toutes les séquences étudiées. Les écarts numériques avec le schéma microscopique sont relativement faibles pour un assemblage  $\text{UO}_2$  sans poisons consommables mais peuvent être comparables au schéma macroscopique en présence d'absorbants gadoliniés. Les calculs de cœur réalisés avec la méthode COHLISEE réduisent les biais numériques, notamment sur les distributions de puissance crayon par crayon, avec un coût de calcul comparable au schéma standard microscopique. Afin de comparer COHLISEE avec les schémas standards, des calculs critiques en 3D sur un cœur de benchmark de SMR sans bore soluble sont réalisés. Cette étude permet d'évaluer les écarts numériques entre COHLISEE et les schémas standards pour un cœur complet.

# Abstract

Commercial pressurized water reactors (PWR) typically rely on high electrical output power, greater than or around 1 GWe. With the emergence of newly identified uses such as power supply in remote area or heat production, small modular reactors (SMR) concepts have been designed with an electrical output power below 300 MWe. Although soluble boron is commonly used in PWR to control the reactivity, some SMR are designed without soluble boron in the primary circuit. The reactivity control in soluble boron-free (SBF) reactors relies mainly on the insertion or withdrawal of control rods. The introduction of burnable absorbers also contributes by design to the reactivity control. Soluble boron-free SMR can be justified regarding safety, economic and environmental advantages.

Two-level deterministic computational schemes are generally used for PWR modelling. The first step consists in 2D detailed assembly calculations where refined energy and spatial meshes are considered to solve the neutron transport equation. In the standard computational scheme, a first depletion calculation is performed over a full range of burnup steps in an All-Rods-Out (ARO) configuration to compute isotopic concentrations. Branch calculations are then carried out at each burnup step by varying different parameters: moderator density, fuel temperature and rod insertion. The fine energy mesh cross sections are then collapsed to two-group cross sections and homogenized over the pin cell. This cross section library is then used at the core level to compute the 3D power distribution by solving the two-group diffusion equations. With SBF cores, the assumption of an ARO configuration for computing the fuel depletion can be questioned since the depletion history includes the presence of inserted control rods that modifies the neutron spectrum.

The first objective of this thesis is to quantify the numerical biases introduced by the standard neutronic computational scheme in the modelling of SBF fuel assemblies, cluster and SMR core including a large quantity of burnable absorber (in the form of gadolinium oxide). The second and main objective is to develop a method able to simulate spectrum history effects over the entire core at reasonable computing cost.

This work is carried out using the APOLLO3® deterministic code. The developed method called COHLISEE is inspired from previous work found in the scientific literature about spectrum history effects. COHLISEE is a hybrid method that consists in using both microscopic depletion and spectrum history indicator in 3D diffusion core calculation. The multigroup cross section libraries are generated by merging All Rods Out (ARO) and All Rods In (ARI) depleted libraries. The method has been verified and validated on fuel assemblies and 2x2 cluster 2D calculations. Reference results have been obtained with 2D transport calculations performed with control rods inserted following specific sequences. COHLISEE results (reactivity, power, material balance) are compared to standard schemes using either macroscopic or microscopic depletion. The V&V process shows that macroscopic standard calculations are leading to massive numerical biases on reactivity for all control rods sequences studied. With the microscopic standard scheme, numerical biases are relatively small for UO<sub>2</sub> fuel assembly without burnable absorbers but can be comparable to macroscopic standard scheme for poisoned fuel assemblies. Core calculations performed with the COHLISEE method show a reduction of the numerical biases, especially on pin-by-pin power distributions, at a computing cost comparable to standard microscopic scheme.

In order to compare the COHLISEE method to standard schemes, 3D whole-core calculations are performed for a SBF-SMR benchmark. This study evaluates the magnitude of numerical differences between COHLISEE and standard schemes.

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury, en commençant par son président Pablo Rubiolo qui a su me transmettre un savoir précieux à travers son enseignement et ses conseils lors de ma scolarité à Phelma. Merci aux rapporteurs Xavier Doligez et Yvan Kodeli pour leur travail de relecture très attentive de ce manuscrit et leur souci du détail. Enfin, je remercie Barbara Vezzoni, Alain Hébert, Andreas Pautz ainsi que Tanguy Courau pour l'intérêt porté à mes travaux.

Je souhaite remercier vivement mon directeur de thèse Jean-François Vidal, qui m'a accordé toute sa confiance et qui a su me guider à travers l'épais brouillard de questions que rencontre tout étudiant mettant le pied dans le monde des schémas de calcul neutronique. Je suis admiratif, autant de ton savoir que de ton humilité. Merci à mon encadrant Maxime Guyot, qui m'a donné l'opportunité d'intégrer le CEA, d'abord en stage, puis en thèse. Merci d'avoir toujours donné une chance à mes idées, parfois farfelues. J'ai beaucoup appris à tes côtés et je te remercie pour tout le temps que tu m'as accordé.

Ces trois années et demie passées au LE2C ont été un réel plaisir grâce à la sympathie et à la bonne ambiance régnant au laboratoire. Je tiens à remercier chaleureusement Géraud pour sa disponibilité (et son sens de l'humour !) en toutes circonstances malgré l'encombrement excessif de son agenda. Merci à Pierre pour sa vision de la recherche et pour être toujours partant pour s'embarquer dans des situations toutes plus improbables les unes que les autres. Merci à Johann pour sa précision et son expertise informatique à toute épreuve, j'espère que nos chemins continueront de se croiser périodiquement. Merci à Kevin pour sa bonne humeur légendaire et son soutien indéfectible tout au long de mon passage au LE2C. Merci aussi à Aurélie, Camille, Christophe, Elias, Fanny, Fred(s), Guillaume(s), Jean-François, Laurent, Stefano, Xavier et à tous ceux que j'ai pu côtoyer au cours mon passage au CEA.

J'ai une pensée particulière pour les thésards du LE2C, celles et ceux déjà docteurs : Amine, Anne-Laure, Francesco ; et les brillants docteurs en devenir : Barbara, Heddy, Jean, Sarah (j'omets volontairement Seb, car je pense qu'il a bien mérité son petit paragraphe personnel, dont j'ai finalement assuré moi-même la rédaction).

Monsieur le président, je pense que cette deuxième moitié de thèse n'aurait pas eu la même saveur sans toi. Merci pour toutes ces discussions passionnantes, les parties de basket, les soirées pizzas, ton humour et ton franc-parler. Tu peux compter sur moi pour être aux premiers rangs à ta soutenance !

Un immense merci au docteur Valentin Piau, collègue, colocataire, mais avant tout ami. J'ai eu le plaisir de traverser toutes ces années post-prépa à tes côtés, au gré d'un nombre d'aventures incalculables. Merci pour ta curiosité inébranlable dans tous les domaines possibles et imaginables et pour ta capacité à discerner tant de divers dilemmes sans tenter de dissimuler la difficile discipline qu'exige l'art de faire un choix. *Sanctis recorda, sanctis deus rex.*

Merci à Vincent, pour la quantité déraisonnable de trucs en tout genre que tu as pu m'apprendre (plus ou moins sérieux d'ailleurs) et pour tes conseils toujours très avisés. Merci à Chloé, Emilien, Lucas pour votre soutien de toujours.

Merci à toute ma famille et ma belle-famille, et pardon pour mon absence de ces derniers mois. Merci à mère qui a tout sacrifié pour que ses enfants réussissent. Tu as toujours été à mes côtés pour m'aider à avancer malgré les difficultés, sans jamais remettre en question mes choix. Alors que tu termines ta carrière, j'arrive enfin au bout de mes études, j'espère que tu es fière de moi. Merci à mon frère Claude pour tous ces moments partagés et pour ton éternel soutien.

Enfin je souhaite terminer en remerciant infiniment Elise pour m'avoir épaulé tout au long de ces trois années. Merci d'être toujours là, malgré la distance, malgré nos thèses, malgré la pandémie et de toujours savoir trouver les mots justes dans les moments difficiles. Une fois n'est pas coutume, nous pouvons être fiers du travail accompli et accueillir sereinement cette nouvelle vie qui s'offre à nous.



*« Si la barbe donnait la science, les chèvres seraient toutes docteurs »  
Proverbe provençal*



# Table des matières

<b>Chapitre I Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre II Eléments théoriques de neutronique et de physique des réacteurs .....</b>	<b>5</b>
II.1 Interactions des neutrons avec la matière .....	6
II.1.1 Neutron .....	6
II.1.2 Réactions nucléaires.....	6
II.2 Introduction à la neutronique.....	9
II.2.1 Grandeurs d'intérêts.....	9
II.2.2 Equation du transport.....	11
II.2.3 De l'équation du transport à l'équation de la diffusion .....	12
II.2.4 Equation de Bateman .....	15
II.3 Méthodes numériques.....	16
<b>Chapitre III Présentation technologique d'un SMR REP .....</b>	<b>19</b>
III.1 Description du fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée.....	20
III.1.1 Description générale.....	20
III.1.2 Le circuit primaire .....	21
III.1.3 Le circuit secondaire.....	21
III.2 Présentation d'un cœur de REP.....	22
III.2.1 Contrôle de la réactivité.....	23
III.2.2 Définition d'un SMR.....	28
III.3 Présentation du benchmark d'étude.....	31
III.3.1 Niveau assemblage 2D .....	31
III.3.2 Niveau cluster 2D .....	33
III.3.3 Niveau cœur.....	34
III.4 Conclusion partielle.....	35

<b>Chapitre IV Modélisation déterministe d'un SMR REP sans bore soluble .....</b>	<b>37</b>
IV.1 Introduction aux méthodes déterministe et stochastique.....	38
IV.2 Modélisations déterministes et schémas de calcul .....	38
IV.2.1 Présentation générale d'un schéma de calcul de conception en deux étapes .....	39
IV.2.1 1 <sup>ère</sup> étape : calcul de transport 2D en réseau infini .....	40
IV.2.2 Calcul d'équivalence réseau-cœur.....	49
IV.2.3 2 <sup>ème</sup> étape : calcul de cœur 3D .....	51
IV.3 Phénoménologie des effets d'historique de spectre .....	54
IV.4 Effets spectraux liés aux principaux paramètres de fonctionnement .....	56
IV.4.1 Comparaison des effets spectraux introduits par un changement de paramètre.....	56
IV.4.2 Analyse locale des effets spectraux suite à l'insertion d'une grappe .....	58
IV.4.3 Quantification et décomposition des biais induits par l'historique d'insertion .....	61
IV.4.4 Bilan de l'étude .....	74
IV.5 Conclusion partielle.....	74
<b>Chapitre V Développement d'une méthode de modélisation des effets d'historique d'insertion de grappes.....</b>	<b>75</b>
V.1 Etude bibliographique des modélisations des effets d'historique de spectre.....	76
V.1.1 Indicateurs d'historique de spectre .....	76
V.1.2 Évolution microscopique .....	84
V.1.3 Méthodes hybrides.....	88
V.1.4 Schéma de calcul en une étape .....	98
V.1.5 Bilan.....	102
V.2 Méthode hybride retenue : COHLISEE.....	103
V.2.1 Présentation de la méthode .....	103
V.2.2 Présentation de l'implémentation avec le code APOLLO3®.....	105
V.2.3 Avantages et inconvénients .....	108
V.3 Conclusion partielle.....	108
<b>Chapitre VI Vérification et Validation numérique de la méthode COHLISEE.....</b>	<b>111</b>
VI.1 Présentation de la démarche de V&V .....	112
VI.1.1 Vérification.....	112
VI.1.2 Validation.....	112
VI.2 Assemblage en réseau infini.....	113
VI.2.1 Vérification des évolutions macroscopique et microscopique .....	114
VI.2.2 Vérification de COHLISEE avec l'indicateur PU.....	120

VI.2.3 Validation de COHLISEE avec plusieurs indicateurs de spectre.....	123
VI.2.4 Validation avec des séquences d'insertion.....	127
VI.2.5 Bilan de la validation sur un assemblage seul.....	140
VI.3 Cluster 2x2.....	141
VI.3.1 Vérification sans effets d'historique.....	142
VI.3.2 Validation avec des séquences d'insertion.....	144
VI.4 Evaluation de COHLISEE sur un calcul de cœur complet.....	153
VI.4.1 Longueur de cycle.....	154
VI.4.2 Cotes d'insertion des groupes de pilotage.....	154
VI.4.3 Réactivités.....	155
VI.4.4 Distributions de puissance.....	156
VI.4.5 Bilan matière et burnup.....	159
VI.4.6 Bilan de l'évaluation comparée sur un cœur complet.....	160
VI.5 Pistes d'améliorations de la méthode COHLISEE.....	160
VI.5.1 Points de paramétrages supplémentaires pour HG.....	162
VI.5.2 Choix de l'indicateur d'historique de spectre.....	162
VI.5.3 Calcul de flux en cœur.....	163
VI.5.4 Modèle de fuites.....	163
VI.6 Conclusion partielle.....	163
<b>Chapitre VII Conclusions et perspectives.....</b>	<b>165</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>169</b>
<b>Annexe A Homogénéisation et condensation de sections efficaces multigroupes.....</b>	<b>174</b>
<b>Annexe B Les difficultés de l'évolution microscopique.....</b>	<b>176</b>
<b>Annexe C Indicateurs de puissance en cœur.....</b>	<b>179</b>

# Liste des figures

Figure 1 – Sections efficaces de fission et de capture pour des isotopes de l’uranium et du plutonium.....	8
Figure 2 – Schéma de la méthode MOC sur une cellule combustible.....	17
Figure 3 – Schéma du principe de fonctionnement d’un REP.....	20
Figure 4 – Schéma d’un circuit primaire à 4 boucles.....	21
Figure 5 – Schéma des équipements internes d’une cuve de REP.....	23
Figure 6 – Vues schématiques d’un assemblage combustible.....	25
Figure 7 – Sections efficaces de capture des isotopes du gadolinium.....	27
Figure 8 – Evolution de la réactivité d’un assemblage sans bore soluble enrichi à 4,95 % et contenant des poisons consommables.....	28
Figure 9 –Plan de chargement d’un REP 1300 MWe en gestion GEMMES 1/3 4%.....	28
Figure 10 – Définition des trois assemblages du benchmark.....	32
Figure 11 – Définition des grappes grise et noire.....	32
Figure 12 – Motif élémentaire triangulaire représentatif d’un damier régulier de deux assemblages.....	34
Figure 13 – Schéma du cœur SMR de benchmark avec les types d’assemblages et les numéros de groupes... ..	34
Figure 14 – Schéma de calcul standard en deux étapes pour la modélisation d’un cœur.....	41
Figure 15 – Sections efficaces de fission de $^{235}\text{U}$ et de capture de $^{238}\text{U}$ .....	42
Figure 16 – Illustration du phénomène d’autoprotection sur une résonance de l’ $^{238}\text{U}$ .....	42
Figure 17 – Calculs des sections efficaces autoprotégées par double équivalence.....	46
Figure 18 – Maillages de la cellule combustible pour le calcul de flux et le calcul d’autoprotection.....	48
Figure 19 – Maillage spatial utilisé lors d’un calcul de flux avec le solveur TDT MOC pour un assemblage grappé contenant des poisons consommables dans certains crayons.....	48
Figure 20 – Schéma de calcul d’évolution en réseau infini.....	49
Figure 21 – Maillages homogène et hétérogène pour un assemblage 17x17 en cœur.....	51
Figure 22 – Schéma de calcul d’évolution macroscopique au niveau cœur.....	53
Figure 23 – Schéma de calcul d’évolution microscopique au niveau cœur.....	54
Figure 24 – Représentation du principe de calcul d’archive et de reprise pour modéliser l’évolution d’une variable physique en cœur.....	55
Figure 25 – Représentation du principe de calcul d’archive et de reprise pour modéliser l’évolution de l’insertion d’une grappe de contrôle dans un assemblage.....	56
Figure 26 – Modification du spectre en fonction de la température du combustible.....	57
Figure 27 – Modification du spectre en fonction de la température du modérateur à pression fixe.....	57
Figure 28 – Modification du spectre en fonction de la concentration en bore et de l’insertion d’une grappe....	57
Figure 29 – Nappes d’indice de spectre pour l’assemblage G0 en configuration TGE et TGI-G.....	59
Figure 30 – Nappes de rapport $\sigma_f^{235}\text{U} / \sigma_c^{238}\text{U}$ pour l’assemblage G0 en configuration TGE et TGI-G.....	59
Figure 31 – Nappes de puissance normalisée pour l’assemblage G0 en config. TGE et TGI-G à burnup nul..	60
Figure 32 – Evolution des écarts de $F_{xy}$ en configuration TGE entre une évolution TGI et TGE.....	61
Figure 33 – Ecart relatif (en %) de puissance en configuration TGE à 20 GWj/t entre une évolution TGI et une évolution TGE de l’assemblage G0.....	62

Figure 34 – Différence de $F_{xy}$ en config. TGE (en %) pour 4 séquences d'insertion de grappe grise.....	62
Figure 35 – Différence de burnup entre une évolution TGI-G et TGE pour l'assemblage G0 à 20 GWj/t .....	63
Figure 36 – Chaîne d'évolution issue de la capture neutronique de $^{238}\text{U}$ .....	63
Figure 37 – Différence de concentration des isotopes de U et Pu entre une évolution TGI-G et TGE (G0) ....	65
Figure 38 – Distribution spatiale de la concentration en $^{239}\text{Pu}$ à 20 GWj/t pour une évolution TGE et TGI-G	65
Figure 39 – Distribution spatiale du $^{240}\text{Pu}$ à 20 GWj/t pour une évolution TGE et TGI-G.....	66
Figure 40 – Distribution spatiale du $^{241}\text{Pu}$ à 20 GWj/t pour une évolution TGE et TGI-G.....	66
Figure 41 – Evolution de la quantité de $^{239}\text{Pu}$ pour l'ass. G0. Séquences d'insertion d'une grappe grise. ....	67
Figure 42 – Evolution de la concentration moyenne de Gd pour l'assemblage G28 en fonction de la position et du type de grappes en évolution .....	67
Figure 43 – Concentration de $^{155}\text{Gd}$ dans le crayon $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ n°10.....	68
Figure 44 – Sections efficaces macroscopiques de capture et de fission homogénéisées sur l'assemblage et condensées à un groupe en configuration TGE pour des évolutions TGE et TGI-G .....	68
Figure 45 – Taux volumique de capture thermique dans le crayon Gd n°10 dans l'ass. G28 en config. TGE..	69
Figure 46 – Section efficace thermique de capture du $^{155}\text{Gd}$ en fonction de sa concentration pour le crayon n°10 de l'assemblage G28 .....	70
Figure 47 – Décomposition des biais de la section efficace macro. d'absorption condensée et homogénéisée	71
Figure 48 – Décomposition isotopique des biais affectant la section efficace macroscopique d'absorption homogénéisée sur l'assemblage G28 et condensée à un groupe .....	71
Figure 49 – Evolution de la réactivité TGE pour trois historiques d'évolution différents de l'ass. G28 .....	72
Figure 50 – Comparaison des efficacités de grappes en évolution TGE et TGI-G .....	72
Figure 51 – Comparaison de l'efficacité de la grappe grise sur l'ass. G0 selon la séquence d'insertion.....	73
Figure 52 – Evolution de l'indice de spectre en configuration TGE pour des évolutions TGE, TGI-G et TGI-N de l'assemblage G0 .....	73
Figure 53 – Comparaisons de corrections de la section efficace $\nu\sigma_{f,2}$ de $^{235}\text{U}$ selon l'indicateur utilisé pour deux séquences d'insertions de grappes.. .....	79
Figure 54 – Moyenne des erreurs commises sur les sections microscopiques selon l'indicateur utilisé .....	79
Figure 55 – Schéma de calcul des puissances hétérogènes dans le code cœur ANC .....	82
Figure 56 – Comparaison de la puissance dans le crayon de coin pour un assemblage UOX enrichi à 4.95 % avec une séquence d'insertion de grappe .....	82
Figure 57 – Différences de réactivité, de SI et de SH entre une évolution M-EX-15 et TGE. ....	83
Figure 58 – Prise en compte de l'évolution des absorbants lors d'une évolution TGI. ....	84
Figure 59 – Différence de réactivité entre CASMO-4 et SIMULATE-4 pour un assemblage de REB. ....	85
Figure 60 – Biais sur le bilan matière des actinides entre CASMO-4 et SIMULATE-4 selon le modèle d'évolution utilisé pour un assemblage de REB à 25 GWj/t.....	86
Figure 61 – Sensibilité de la précision du calcul d'évolution microscopique avec DYN3D selon la longueur de la chaîne utilisée .....	87
Figure 62 – Corrélations entre les sections efficaces microscopiques et l'indice de spectre .....	90
Figure 63 – Comparaison à 20 GWj/t des biais sur le bilan matière pour le cas A1 (Cb=1000 ppm) selon trois méthodes d'évolution.....	91
Figure 64 – Différence de réactivité par rapport à la référence pour le cas A2 ( $\text{UO}_2$ ).....	91
Figure 65 – Ecart de réactivité à la référence pour le cas B1.....	92
Figure 66 – Définitions des quarts d'assemblages modélisés. ....	93
Figure 67 – Corrélation des écarts de conc. en $^{235}\text{U}$ et $^{238}\text{U}$ en fonction des écarts de $^{239}\text{Pu}$ à 35 GWj/t .....	93
Figure 68 – Évolution des coefficients d'historique avec le burnup.....	94
Figure 69 – Schéma de calcul intégrant les corrections d'effets d'historique de spectre .....	95
Figure 70 – Sections efficaces macroscopiques homogénéisées avec $\Delta T_{mod}=20^\circ\text{K}$ et $\Delta T_{comb}=300^\circ\text{K}$ .....	96

Figure 71 – Sections efficaces macroscopiques homogénéisées avec $\Delta T_{mod}=-20^{\circ}K$ et $\Delta T_{comb}=-200^{\circ}K$ .....	96
Figure 72 – Écarts de coefficients de multiplication calculés par HELIOS et DYN3D avec et sans prise en compte de la correction d'historique.....	96
Figure 73 – Différence de réactivité avec et sans prise en compte du modèle de correction des effets d'historique sur une cellule REB UOX. ....	97
Figure 74 – Impact de l'utilisation du modèle d'historique hybride sur une cellule REB UOX.....	98
Figure 75 – Schéma de calcul avec homogénéisation dynamique .....	100
Figure 76 – Nappe d'écarts de burnup en fin de cycle entre la modèle classique et le modèle couplé.....	101
Figure 77 – Schéma de calcul couplé réseau-cœur .....	101
Figure 78 – Représentation schématique des différentes méthodes identifiées.....	102
Figure 79 – Schéma de la méthode COHLISEE pour un indicateur quelconque.....	104
Figure 80 – Fusion de MPO1 et MPO2 pour donner une unique librairie MPO3 avec un nouveau param. HG. ....	106
Figure 81 – Interpolation des sections efficaces corrigées de MPO2 au point de burnup de MPO1 .....	106
Figure 82 – Facteurs d'équivalence de MPO3.....	107
Figure 83 – Evolution du rapport PU dans la zone 1 pour l'assemblage G0 .....	107
Figure 84 – Schéma de principe de la vérification de la méthode COHLISEE.....	112
Figure 85 – Schéma de principe de validation de la méthode COHLISEE.....	113
Figure 86 – Evolution des réactivités TGE et TGI pour l'assemblage G0 évoluant TGE en évolution macroscopique ou microscopique. ....	114
Figure 87 – Sensibilité de la réactivité au maillage d'évolution microscopique.....	115
Figure 88 – Evolution des réactivités TGE et TGI pour l'assemblage G28 évoluant TGE en évolution macroscopique ou microscopique. ....	116
Figure 89 – Différence de facteur $F_{xy}$ (%) entre des calculs de cœur et des calculs réseaux de référence ....	116
Figure 90 – Nappes d'écarts de puissance (en %) entre les calculs de cœur et les calculs réseau.....	117
Figure 91 – Ecart relatif des distributions de burnup lors de l'utilisation de MPO évoluées TGE.....	118
Figure 92 – Maximums des écarts relatifs absolus de concentration par cellule exprimés en %. ....	119
Figure 93 – Maximums des écarts relatifs absolus de concentration par cellule (en %) sur les crayons empoisonnés de l'assemblage G28.....	119
Figure 94 – Ecart de réactivité et d'efficacité de grappe avec la référence réseau .....	121
Figure 95 – Ecart de réactivité et d'efficacité de grappe avec la référence réseau .....	121
Figure 96 – Comparaison de différents indicateurs sur des calculs TGE pour la séquence M-EX-10.....	124
Figure 97 – Evolution de HG dans tous les crayons Gd de l'assemblage G28 .....	126
Figure 98 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE.....	128
Figure 99 – Différence de poids de grappe avec la référence réseau pour des calculs de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE. ....	128
Figure 100 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. ....	129
Figure 101 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. ....	130
Figure 102 – Ecart de facteur $F_{xy}$ (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE.....	131
Figure 103 – Ecart de facteur $F_{xy}$ (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE.....	131
Figure 104 – Ecart de concentration moyenne en $^{235}U$ et en $^{239}Pu$ sur l'assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards et avec COHLISEE....	133

Figure 105 – Ecart de concentration moyenne en $^{240}\text{Pu}$ et en $^{241}\text{Pu}$ sur l'assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards et avec COHLISEE....	133
Figure 106 – Ecart relatif de burnup locaux sur l'assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards et avec COHLISEE .....	134
Figure 107 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE .....	135
Figure 108 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE .....	136
Figure 109 – Ecart de réactivité à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. ....	136
Figure 110 – Ecart de facteur $F_{xy}$ à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE .....	137
Figure 111 – Ecart de facteur $F_{xy}$ à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards et avec COHLISEE .....	138
Figure 112 – Ecart de concentration moyenne sur les crayons Gd pour l'assemblage G28. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards et avec COHLISEE....	138
Figure 113 – Ecart relatif de burnup locaux sur l'assemblage G28 lors de la séquence M-EX-10. Les calculs de cœur sont réalisés avec trois schémas différents et sont comparés au calcul réseau de référence.....	139
Figure 114 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGE .....	143
Figure 115 – Ecart de puissance à 0 GWj/t entre le calcul de cœur et le calcul réseau de référence pour le cluster G28-G0 en configuration TGE-TGE.....	143
Figure 116 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGE .....	144
Figure 117 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGI .....	145
Figure 118 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 en évolution TGE-TGI avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE .....	146
Figure 119 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 en évolution TGI-TGE avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE .....	147
Figure 120 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 en évolution TGE-TGI avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE .....	150
Figure 121 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 en évolution TGI-TGE avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE .....	150
Figure 122 – Ecart relatif de conc. en $^{155}\text{Gd}$ pour le cluster G28-G32 à 15 GWj/t en évolution TGE-TGI.	152
Figure 123 – Position cumulée des groupes de grappes en évolution pour les différents schémas de calcul.	155
Figure 124 – Evolution des facteurs de puissance en configuration critique selon le type de calcul.....	156
Figure 125 – Comparaison de facteurs de puissance entre les calculs standards et la méthode COHLISEE .	157
Figure 126 – Histogrammes des écarts de puissance en configuration TGE entre la méthode COHLISEE et le schéma standard microscopique .....	158
Figure 127 – Ecart relatif de $F\Delta H(x, y)$ entre le calcul avec la méthode COHLISEE et le schéma standard microscopique .....	158
Figure 128 – Nappes d'écarts de puissances intégrées entre 150 cm et 200 cm (haut du cœur). ....	159
Figure 129 – Burnup moyen par crayon lors du calcul de cœur en fin de cycle avec la méthode COHLISEE.	160
Figure 130 – Evolution de la section efficace d'absorption normalisée en fonction du burnup pour une séquence C-IN-5-15 dans la cellule n°10.....	161

Figure 131 – Corrélation de la section efficace normalisée avec le paramètre HG, calculé par normalisation de PU. Assemblage G0 en évolution C-IN-5-15.....	162
Figure 132 – Schéma prédicteur-correcteur pour une évolution microscopique.....	176
Figure 133 – Exemple d'utilisation de zones et de visualisations sur un cluster .....	178
Figure 134 – Actualisation des matériaux dans le maillage lors du mouvement de la grappe.....	178
Figure 135 – Schéma des indicateurs de puissance en cœur. ....	180

# Liste des tableaux

Tableau 1 – Répartition de l'énergie de fission de $^{235}\text{U}$ .....	7
Tableau 2 – Contributions au bilan neutronique .....	11
Tableau 3 – Forme du flux et du laplacien selon la géométrie .....	15
Tableau 4 – Paramètres à optimiser et limites physiques et technologiques .....	23
Tableau 5 – Principaux matériaux absorbants pour les grappes de contrôle .....	26
Tableau 6 – Récapitulatif des principaux projets internationaux de SMR REP triés par puissance .....	30
Tableau 7 – Données géométriques, composition et point de fonctionnement .....	31
Tableau 8 – Exemples de séquences d'évolution.....	33
Tableau 9 – Définitions des séquences d'insertions de grappes pour l'étude de cluster .....	34
Tableau 10 – Comparaison de calculs déterministes avec une référence stochastique pour une cellule $\text{UO}_2$ ... ..	47
Tableau 11 – Comparaison d'indicateurs de durcissement de spectre pour des variations de $T_{\text{mod}}$ , $T_{\text{comb}}$ , $C_B$ et $G$ par rapport à une configuration de référence.....	57
Tableau 12 – Comparaisons des extremums des distributions de puissance .....	60
Tableau 13 – Demi-vie des isotopes de la chaîne d'évolution issus de la capture de $^{238}\text{U}$ .....	64
Tableau 14 – Vecteur isotopique du plutonium à 20GWj/t pour des évolutions TGE et TGI-G .....	64
Tableau 15 – Indicateurs d'historique de spectre.....	77
Tableau 16 – Cas d'études utilisés pour la détermination de la corrélation entre SGR et SI .....	89
Tableau 17 – Cas d'études utilisés pour la validation de la corrélation entre SGR et SI.....	90
Tableau 18 – Options de calculs en réseau infini pour la production des bibliothèques de sections efficaces .....	105
Tableau 19 – Temps de calcul en fonction du maillage d'évolution utilisé pour le calcul de cœur .....	115
Tableau 20 – Ecarts relatifs de puissance pour les calculs de type 2 sur l'assemblage G0.....	122
Tableau 21 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'ass. G28 en évolution TGE.....	122
Tableau 22 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'ass. G28 en évolution TGI.....	122
Tableau 23 – Ecarts maximum d'efficacité de grappe entre 10 et 20 GWj/t pour la séquence M-EX-10.....	125
Tableau 24 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'ass. G0 en évolution M-EX-10... ..	125
Tableau 25 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'ass. G28 en évolution M-EX-10. ..	126
Tableau 26 – Définition des séquences quelconques Q-1 et Q-2 avec des intervalles d'évolution en GWj/t . ..	130
Tableau 27 – Répartition du temps de calcul à l'étape cœur pour un ass. évoluant jusqu'à 60 GWj/t. ....	142
Tableau 28 – Récapitulatif des biais par schéma pour l'ass. G0 évolué avec la séquence M-EX-10 .....	141
Tableau 29 – Récapitulatif des biais par schéma pour l'ass. G28 évolués avec la séquence M-EX-10.....	141
Tableau 30 – Récapitulatif des configurations de reprise.....	142
Tableau 31 – Récapitulatif des assemblages au sein des clusters.....	142
Tableau 32 – Tableau récapitulatif des comparaisons entre COHLISEE et le schéma standard micro .....	147
Tableau 33 – Récapitulatif des écarts de réactivité, en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G0 .....	148
Tableau 34 – Récapitulatif des écarts de $F_{xy}$ , en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G0 .....	148
Tableau 35 – Tableau récapitulatif des comparaisons entre COHLISEE et le schéma standard micro .....	151

Tableau 36 – Récapitulatif des écarts de réactivité, en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G32 .....	152
Tableau 37 – Récapitulatif des écarts de $F_{xy}$ , en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G32 .....	152
Tableau 38 – Longueurs de cycle issues des trois calculs d'évolution du cœur de benchmark. ....	154
Tableau 39 – Comparaisons des $k_{\infty}$ TGE et TGI et de l'efficacité totale des grappes de contrôle selon le schéma de calcul utilisé .....	155
Tableau 40 – Comparaison des facteurs de puissance en fin de cycle selon le schéma de calcul utilisé .....	156
Tableau 41 – Comparaison de la masse totale des principaux isotopes à 25 GWj/t.....	159
Tableau 42 – Ecart de réactivité et de facteur de radial de point chaud en valeur absolue, moyennés sur l'ensemble de l'évolution pour les assemblages G0 et G28. ....	167
Tableau 43 – Ecart de réactivité et de facteur de radial de point chaud en valeur absolue, moyennés sur l'ensemble de l'évolution pour les cluster 2x2 G28-G0 et G28-G32.....	167

# Liste des acronymes et abréviations

AIC	Matériau absorbant composé d'argent (Ag), d'indium (In) et de cadmium (Cd)
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
Cellule	Crayon combustible et modérateur qui l'entoure
Cluster	Motif de plusieurs assemblages
COHLISEE	COrrrection d'Historique des LIbrairies de SEctions Efficaces
CTM	Coefficient Température Modérateur
G0 / G28 / G32	Assemblages contenant respectivement 0, 28 et 32 crayons Gd
G28-G0	Cluster de quatre assemblages G28 et G0 disposés en damier
G28-G32	Cluster de quatre assemblages G28 et G32 disposés en damier
GV	Générateur de Vapeur
HG	Paramètre d'Historique de Grappes normalisé entre 0 et 1
LE2C	Laboratoire d'Étude de Cœurs et du Cycle
MOC	<i>Method of Characteristics</i>
MMR	<i>Micro Modular Reactor</i>
MPO	Libraires de section efficaces multiparamétrées générées par le code APOLLO3® ( <i>Multi-Parameter Output</i> )
NEA	Nuclear Energy Agency
REB	Réacteur à Eau Bouillante
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides refroidis au sodium (Na)
SERMA	Service d'Études des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées
SI	<i>Spectrum Index</i>
SPRC	Service de Physique des Réacteurs et du Cycle
SMR	<i>Small Modular Reactor</i>
TGE	Toutes Grappes Extraites
TGI	Toutes Grappes Insérées
V&V	Vérification et Validation



# Chapitre I

## Introduction

Dans le monde, une grande partie des réacteurs nucléaires industriels sont des réacteurs à eau pressurisée (REP) électrogènes dont la puissance électrique est supérieure à 1000 MWe. Le contrôle de la réactivité de ces REP de forte puissance est généralement assuré par l'utilisation de bore soluble dans le circuit primaire.

Avec l'émergence des nouveaux marchés tels que l'alimentation de sites isolés ou la production de chaleur, des concepts de petits réacteurs modulaires (*small modular reactor* ou SMR) sont proposés avec des puissances inférieures à 300 MWe. Parmi les concepts de SMR existants, on trouve des réacteurs de 3<sup>ème</sup> et de 4<sup>ème</sup> génération comme des REP et des réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium (RNR-Na).

Certains concepts de SMR REP n'utilisent pas de bore soluble dans le circuit primaire, malgré son utilisation quasi-systématique dans les REP de forte puissance. Le retrait du bore soluble dans ces réacteurs est justifié sur les plans économique et environnementaux et possède certains avantages du point de vue de la sûreté (pas d'accident par dilution d'eau claire par source interne et externe). L'absence de bore soluble est contrebalancée par un recours accru aux grappes de contrôle mobiles pour le pilotage et le contrôle de la réactivité au cours du cycle. La conséquence directe de ce mode de pilotage est l'insertion prolongée des grappes de contrôle dans le cœur. En complément des grappes mobiles, des poisons consommables sont généralement placés au sein des assemblages et sous la forme de crayons combustibles moins enrichis contenant de l'oxyde de gadolinium. Ces poisons permettent de diminuer la réactivité des assemblages neufs dans le cœur et donc de limiter la quantité d'absorbants mobiles insérés. Les effets spectraux engendrés par la présence de grappes au sein des assemblages combustibles perturbent l'évolution du combustible et des absorbants au cours de l'irradiation. La présence alternée des absorbants mobiles dans le cœur, due aux insertions et extractions, propres à la stratégie de pilotage du cœur, engendre des historiques d'irradiation différents pour chaque assemblage qui sont, a priori, difficiles à prévoir. On désigne par effet d'historique d'insertion de grappe l'impact neutronique de la présence des absorbants mobiles au sein d'un assemblage combustible. L'utilisation combinée de poisons consommables à poste fixe et de l'insertion prolongée des grappes de contrôle constitue un intérêt supplémentaire à l'étude des effets d'historique de grappes.

Un schéma de calcul déterministe en deux étapes est généralement utilisé pour la modélisation de la population neutronique d'un REP. La première étape est un calcul de transport des neutrons sur une géométrie 2D détaillée d'un assemblage combustible en réseau infini. Dans un schéma de calcul standard, une évolution toutes grappes extraites (TGE) est réalisée aux conditions nominales de fonctionnement sur une plage de taux de combustion (*burnup*) couvrant l'irradiation en cœur pour obtenir les concentrations isotopiques locales. Ensuite, des calculs de reprise sont effectués à certains pas de burnup en faisant varier les paramètres principaux de fonctionnement tels que la densité du modérateur, la température du combustible et l'insertion de la grappe de contrôle. Les sections efficaces multigroupes sont ensuite condensées à deux groupes et homogénéisées à l'échelle de

l'assemblage ou de la cellule combustible. Les bibliothèques de sections efficaces ainsi obtenues sont utilisées à l'étape cœur pour le calcul de la réactivité et des distributions 3D de puissance par résolution de l'équation de la diffusion à deux groupes d'énergie. A l'étape cœur, l'évolution du bilan matière est généralement calculée par un modèle macroscopique qui interpole les concentrations isotopiques dans chaque maille en fonction du burnup local à partir des tables multiparamétrées. Ainsi, dans le cadre d'un schéma de calcul standard de REP sans bore soluble, le bilan matière et les sections efficaces sont issues d'une évolution TGE, quel que soit l'historique d'insertion des grappes de contrôle dans les assemblages.

L'insertion prolongée des grappes de contrôle dans les cœurs de SMR REP sans bore soluble fortement empoisonnés, nous amène à remettre en question l'hypothèse d'évolution TGE utilisée dans le schéma de calcul en deux étapes standard. Compte tenu des effets de durcissement du spectre neutronique induits par l'insertion des grappes d'absorbants et des perturbations affectant l'évolution du combustible, deux problématiques peuvent être formulées :

- Quels sont les écarts numériques introduits par le schéma de calcul neutronique standard pour la modélisation d'un cœur d'un REP sans bore soluble fortement empoisonné ?
- Comment modéliser plus fidèlement les effets d'historique de spectre à l'échelle d'un cœur complet de SMR sans pénalité excessive sur le temps de calcul ?

Le chapitre II contient quelques éléments théoriques de neutronique nécessaires à la bonne compréhension des travaux abordés dans ce manuscrit. Nous présentons l'équation du transport, dite équation de Boltzmann, sa formulation simplifiée, l'équation de la diffusion à un et deux groupes d'énergie, et l'équation de Bateman, qui régit l'évolution des noyaux sous l'influence d'un flux neutronique. Ce chapitre permet aussi d'introduire les méthodes numériques de calcul de flux utilisées dans cette thèse.

Le chapitre III est consacré à la description technologique des REP et aux spécificités propres aux SMR sans bore soluble. Nous abordons le fonctionnement des différents circuits, la présentation d'un cœur de REP ainsi que les moyens utilisés pour le contrôle de la réactivité pouvant pallier l'absence de bore soluble. La dernière section de ce chapitre introduit les modèles de benchmark retenus pour réaliser les études des chapitres suivants.

Dans le chapitre IV, nous présentons en détail un schéma de calcul déterministe en deux étapes pour la modélisation d'un cœur de REP, avec l'étape réseau infini, le calcul d'équivalence réseau-cœur et l'étape de cœur complet. Cela permet de mettre en évidence la phénoménologie des effets d'historique de spectre induits par le mouvement des grappes de contrôle. Nous quantifions, par des calculs d'assemblage 2D en réseau infini, les impacts d'une évolution toutes grappes insérées (TGI) par comparaison à une évolution standard toutes grappes extraites (TGE) sur les principales grandeurs physiques d'intérêt en physique des réacteurs (réactivité, efficacité de la grappe, puissance, bilan matière, etc.).

Le chapitre V est dédié à la présentation des méthodes existantes dans la littérature scientifique pour la correction des effets d'historique de spectre en REP. Les différentes méthodes sont comparées en fonction du gain de précision apporté et de l'impact sur les temps de calcul. Les méthodes existantes ne traitent pas explicitement des effets d'historique de spectre en présence de poisons consommables. L'absence du traitement particulier de ces effets motive le développement d'une nouvelle méthode hybride, baptisée COHLISEE. Cette méthode consiste à utiliser à la fois une évolution microscopique et un indicateur d'historique de spectre lors d'un calcul de cœur. Les bibliothèques de sections efficaces utilisées pour le calcul de cœur doivent être générées par deux évolutions distinctes avec et sans grappes de contrôle en intégrant ce nouveau paramètre d'historique de spectre.

Dans le chapitre VI, nous présentons le travail de vérification et de validation (V&V) de la méthode COHLISEE en 2D sur des assemblages seuls et des clusters 2x2. Les résultats de référence sont obtenus par des calculs en

transport réalisés avec des séquences particulières d'insertion de grappes de contrôle. Les écarts entre les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE et ceux provenant du calcul étalon déterministe sont systématiquement évalués. Cela permet de comparer la précision de COHLISEE avec les précisions des schémas standards macroscopique et microscopique (réactivité, distributions de puissance, bilan matière). Une simulation d'un cœur complet de SMR REP sans bore soluble en évolution est présentée dans la dernière section. Les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE sont directement comparés aux résultats obtenus avec les schémas standards afin d'évaluer l'impact de la prise en compte de la correction hybride des effets d'historique d'insertion de grappes.

Le dernier chapitre propose une synthèse des travaux et des résultats présentés dans ce manuscrit et ouvre la voie à de nouvelles perspectives de recherche.



## Chapitre II

# Eléments théoriques de neutronique et de physique des réacteurs

---

*L'objectif de ce chapitre est d'effectuer quelques rappels d'éléments fondamentaux de neutronique et de physique des réacteurs. La première section est consacrée à l'interaction des neutrons avec la matière. Dans la seconde section, nous présentons les principales grandeurs d'intérêts en neutronique qui entrent en jeu dans l'équation du transport des neutrons. Nous dérivons l'équation « approchée » de la diffusion et présentons également l'équation de Bateman régissant l'évolution isotopique des noyaux atomiques sous irradiation. La dernière section a pour but de décrire les principales méthodes numériques et les solveurs associés utilisés au cours de cette thèse.*

---

## II.1 Interactions des neutrons avec la matière

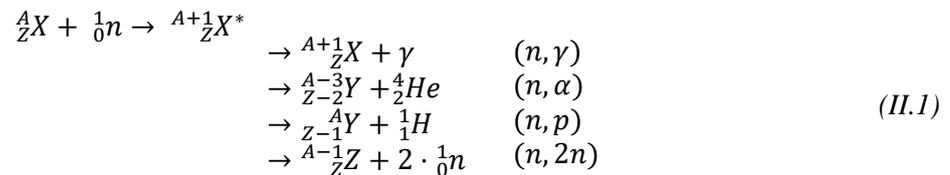
### II.1.1 Neutron

Le neutron est une particule électriquement neutre composant le noyau atomique et a été découverte en 1932 par J. Chadwick. A l'état non lié, le neutron est instable et se désintègre en proton avec une constante de temps  $\tau_n = 876$  s [1]. La grandeur caractéristique généralement associée au neutron est son énergie cinétique (ou sa vitesse). En physique des réacteurs, on considère une très large plage d'énergie accessible pour un neutron, allant de quelques meV à plusieurs MeV, avec la répartition suivante en trois domaines d'énergie :

- le domaine thermique pour les énergies inférieures à 0,625eV.
- le domaine épithermique pour les énergies comprise entre 0,625 eV et 1 MeV ;
- le domaine rapide pour les énergies supérieures à 1 MeV.

### II.1.2 Réactions nucléaires

L'interaction d'un neutron avec un noyau conduit à la formation d'un noyau composé excité. Les voies de désexcitation du noyau composé sont multiples et quelques-unes d'entre elles sont présentées dans l'équation (II.1).



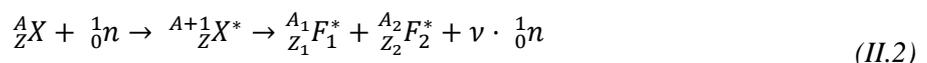
Pour une réaction donnée, la probabilité d'interaction entre un neutron et un noyau est représentée par la section efficace microscopique. Cette grandeur est homogène à une surface et s'exprime usuellement en barn, de symbole  $b$  ( $1 b = 10^{-24} cm^2$ ). La section efficace d'une réaction dépend de l'isotope du noyau cible et de l'énergie du neutron incident. Certaines réactions dites « à seuil » ne sont possibles que lorsque le neutron possède une énergie cinétique supérieure à une énergie minimale donnée.

#### II.1.2.1 Capture

La réaction  $(n, \gamma)$ , appelée capture radiative, est très commune dans un cœur de réacteur. Dans ce cas, le neutron est incorporé au noyau qui se désexcite par l'émission d'un photon  $\gamma$ . Le nouvel isotope formé peut être instable et finir par se désintégrer ou alors absorber à nouveau un neutron. La figure 1 (droite) présente quelques sections efficaces de capture pour  ${}^{238}U$ ,  ${}^{239}Pu$ ,  ${}^{240}Pu$  et  ${}^{241}Pu$ . Dans le domaine résolu à basse énergie, on observe des résonances de capture pour les isotopes du plutonium. Par exemple, les captures de  ${}^{239}Pu$  à 0,29 eV,  ${}^{240}Pu$  à 1 eV et  ${}^{241}Pu$  à 0,26 eV.

#### II.1.2.2 Fission

Après absorption d'un neutron et formation d'un noyau composé, certains noyaux se séparent en deux fragments en libérant plusieurs neutrons : c'est la fission nucléaire.



Les isotopes  ${}^{233}_{92}U$ ,  ${}^{235}_{92}U$ ,  ${}^{239}_{94}Pu$ ,  ${}^{241}_{94}Pu$  sont dits fissiles car ils sont capables de fissionner quelle que soit l'énergie cinétique du neutron incident. Les sections efficaces de fission des isotopes fissiles sont beaucoup plus

grandes dans le domaine thermique, où elles varient approximativement en  $1/v$ , par rapport au domaine rapide. D'autres isotopes peuvent effectuer des fissions à seuil avec des neutrons rapides comme c'est le cas pour la fission de  $^{238}\text{U}$  au-dessus de 1 MeV [2]. Un noyau dit fertile, n'est pas fissile par un neutron thermique mais peut capturer un neutron et conduire à la formation d'un noyau fissile. C'est le cas pour  $^{238}_{92}\text{U}$  qui produit  $^{239}_{94}\text{Pu}$  après la capture d'un neutron et suite à deux désintégrations  $\beta^-$ .

La fission libère une grande quantité d'énergie (202,5 MeV pour  $^{235}\text{U}$ ) qui peut se manifester de façon localisée ou délocalisée et de façon instantanée ou retardée (cf. tableau 1). Ce bilan ne prend pas en compte l'énergie des rayons  $\gamma$  produits suite à des captures de neutrons. Dans un cœur de REP, on estime que cette valeur vaut en moyenne 8,4 MeV [3]. La fission de  $^{235}\text{U}$  libère en moyenne 2,5 neutrons rapides, dont l'énergie moyenne vaut environ 2 MeV. Si ces neutrons sont ralentis et maintenus dans un milieu contenant des isotopes fissiles, alors ils peuvent provoquer, à leur tour, une nouvelle fission. La mise en place de cette réaction en chaîne peut être, ou non, contrôlée.

La répartition en masse des fragments de fission suit une forme caractéristique asymétrique dont la position des maximums de probabilité est propre à chaque noyau. Ces fragments sont souvent radioactifs  $\beta^-$  car ils possèdent un excès de neutrons. En occultant l'énergie emportée par les antineutrinos, l'énergie produite de façon retardée vaut environ 6,6 % de l'énergie totale libérée par fission (193,7 MeV). La figure 1 (gauche) présente les sections efficaces de fission  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ . Les isotopes du plutonium possèdent des résonances de fission à basse énergie autour de 0,29 eV pour le  $^{239}\text{Pu}$  et autour de 0,25 eV pour le  $^{241}\text{Pu}$ .

Tableau 1 – Répartition de l'énergie de fission de  $^{235}\text{U}$  [4].

<b>Production instantanée d'énergie</b>	<b>180,9 MeV</b>	
Energie cinétique des noyaux fils	169,1 MeV	Localisée
Energie des rayons gamma prompts	7,0 MeV	Délocalisée
Energie cinétique des neutrons prompts	4,8 MeV	Délocalisée
<b>Production retardée d'énergie</b>	<b>21,6 MeV</b>	
Energie des décroissances $\beta^-$	6,5 MeV	Localisée
Energie des rayons $\gamma$ après $\beta^-$	6,3 MeV	Délocalisée
Energie des neutrons retardés	$\approx 7,4$ keV	Délocalisée
Energie des antineutrinos	8,8 MeV	Pas d'interaction
<b>Production totale d'énergie</b>	<b>202,5 MeV</b>	

### II.1.2.3 Diffusion

La diffusion d'un neutron peut être vue comme la collision, au sens mécanique, d'un neutron avec un noyau. Lorsque l'énergie cinétique est conservée, on parle de diffusion élastique. A l'inverse, si l'énergie cinétique n'est pas conservée au cours de la réaction, on parle de diffusion inélastique. Le mécanisme diffusif peut être :

- une diffusion élastique potentielle, il n'y a pas de formation de noyau composé car le neutron ne pénètre pas dans le noyau. La quantité de mouvement et l'énergie cinétique du système {neutron + noyau} sont conservés. Le choc peut être modélisé par une interaction mécanique classique.
- une diffusion élastique résonnante, le noyau et le neutron forment un noyau composé. Comme pour la diffusion élastique potentielle, il y a conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement lors de l'interaction.

- une diffusion inélastique, le noyau et le neutron forment un noyau composé et le noyau reste dans un état excité après l'interaction. Seule la quantité de mouvement du système {neutron + noyau} est conservée mais pas l'énergie cinétique.

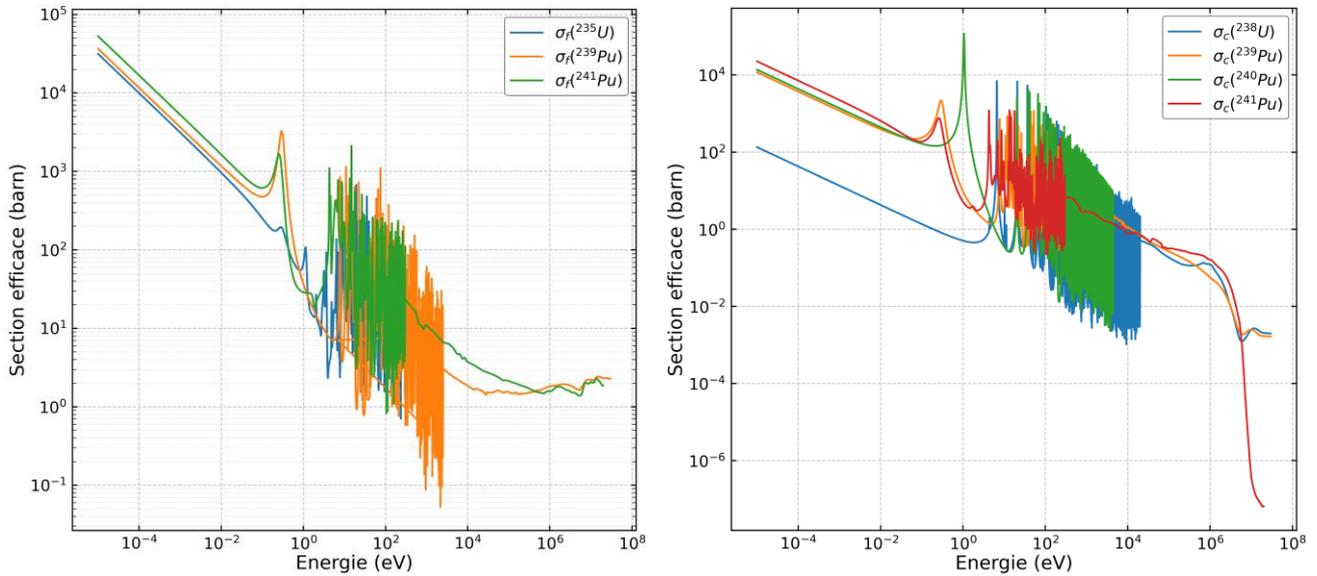


Figure 1 – Sections efficaces de fission (gauche) et de capture (droite) pour des isotopes de l'uranium et du plutonium (JEFF 3.1.1 [5]).

En réacteur, les diffusions, qu'elles soient élastiques ou inélastiques, sont à l'origine du ralentissement (modération) des neutrons. En admettant que la diffusion élastique se comporte comme un choc élastique entre deux boules homogènes indéformables, la mécanique classique permet d'écrire, dans le référentiel du centre de masse :

$$E = E_0 \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (II.3)$$

avec  $E_0$  l'énergie du neutron incident,  $A$  le nombre de masse du noyau cible et  $\theta$  l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. A basse énergie, la diffusion élastique est isotrope dans le référentiel de centre de masse et donc  $\overline{\cos \theta} = 0$ . Soit  $\psi$  l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire, il est possible d'exprimer  $\cos \psi$  en fonction de  $\cos \theta$  et d'obtenir par intégration le cosinus moyen dans le référentiel du laboratoire :

$$\mu = \overline{\cos \psi} = \frac{2}{3A} \quad (II.4)$$

L'énergie moyenne après un choc vaut :

$$\bar{E} = E_0 \frac{A^2 + 1}{(A + 1)^2} \quad (II.5)$$

Plus le noyau cible est lourd, plus la perte d'énergie moyenne  $E_0 - \bar{E}$  sera faible. Dans le cas d'un choc avec un noyau d'hydrogène ( $A=1$ ), l'énergie moyenne après un choc vaut  $E_0/2$ . Pour ce noyau particulier, le nombre

de chocs nécessaires pour passer de 2 MeV à 0,025 eV, vaut  $\log\left(\frac{E_0}{E}\right) = 18,2$  chocs. Le noyau  $^1H$  est le modérateur de neutrons le plus efficace.

## II.2 Introduction à la neutronique

### II.2.1 Grandeurs d'intérêts

#### II.2.1.1 Flux neutronique

Soit  $\vec{r}$  un point de l'espace,  $\vec{\Omega}$  une direction de propagation,  $E$  l'énergie cinétique des neutrons à l'instant  $t$ , on définit le flux neutronique  $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  comme le produit de la densité angulaire de neutrons  $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  par la vitesse des neutrons  $v$  :

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot v \quad (II.6)$$

#### II.2.1.2 Courant neutronique

On définit le courant neutronique angulaire  $\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  par :

$$\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \vec{\Omega} \quad (II.7)$$

En intégrant sur  $\vec{\Omega}$ , on obtient le moment angulaire d'ordre 1 du flux neutronique, appelé plus simplement courant neutronique :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega \quad (II.8)$$

Le nombre de neutrons  $N_S$  traversant au point  $\vec{r}$  une surface élémentaire  $d\vec{S}$  selon la direction  $\vec{\Omega}$  est  $\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot d\vec{S}$ . En intégrant sur  $\vec{\Omega}$ , on obtient le nombre total de neutrons traversant la surface  $\vec{dS}$  à l'instant  $t$ .

$$\begin{aligned} N_S &= \int_{4\pi} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) v \vec{\Omega} \cdot d\vec{S} d\Omega = \int_{4\pi} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \vec{\Omega} \cdot d\vec{S} d\Omega = \int_{4\pi} \vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot d\vec{S} d\Omega \\ &= \vec{J}(\vec{r}, E, t) \cdot \vec{dS} \end{aligned} \quad (II.9)$$

#### II.2.1.3 Section efficace macroscopique

Au sein d'un milieu homogène, la probabilité de la réaction  $r$  entre un neutron et une isotope  $i$  est appelée section efficace macroscopique et est définie par :

$$\Sigma_{i,r}(E) = \sigma_{i,r}(E) N_i \quad (II.10)$$

avec :

- $\Sigma_{i,r}$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$  sur l'isotope  $i$ , exprimée en  $\text{cm}^{-1}$  ;
- $\sigma_{i,r}(E)$  la section efficace microscopique de la réaction  $r$  sur l'isotope  $i$ , exprimée en barn ;
- $N_i$  la densité volumique de noyaux de l'isotope  $i$ , exprimée en  $\text{atomes.barn}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ .

La section efficace du milieu s'écrit comme la somme des sections efficaces macroscopiques de chaque isotope :

$$\Sigma_r(E) = \sum_i \Sigma_{i,r}(E) = \sum_i \sigma_{i,r}(E) N_i \quad (II.11)$$

La section efficace d'absorption  $\Sigma_a$  est définie comme la somme des sections efficaces de capture  $\Sigma_c$  et de fission  $\Sigma_f$  (cf. équation (II.12)). La section efficace totale est la somme des sections efficaces d'absorption  $\Sigma_a$  et de diffusion  $\Sigma_s$  (cf. équation (II.13)).

$$\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f \quad (II.12)$$

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s \quad (II.13)$$

#### II.2.1.4 Taux de réaction

Un taux de réaction volumique ( $cm^{-3}.s^{-1}$ ) désigne le nombre de réactions par unité de temps et par unité de volume. C'est une grandeur essentielle en physique des réacteurs qui doit toujours être conservée lors d'un processus d'équivalence.

$$R(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \Sigma(\vec{r}, E) \quad (II.14)$$

#### II.2.1.5 Coefficient de multiplication

Le coefficient de multiplication, noté  $k$ , est le rapport entre les termes de production de neutrons et les termes de disparitions de neutrons. Ce coefficient peut être écrit en milieu infini sans terme de fuites, noté  $k_\infty$ . Pour un milieu multiplicateur fini, on utilise le terme de coefficient de multiplication effectif, noté  $k_{eff}$ . On parle de criticité lorsque la population neutronique est stable dans le temps, c'est-à-dire lorsque les productions est les disparitions de neutrons sont équilibrées ( $k_{eff} = 1$ ).

$$k_\infty = \frac{\text{productions}}{\text{absorptions}} = \frac{\int_{\text{réacteur}} d^3r \int_0^{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_{E_{min}}^{E_{max}} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{E}'}{\int_{\text{réacteur}} d^3r \int_0^{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Sigma_a(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{E}'} \quad (II.15)$$

$$k_{eff} = \frac{\text{production}}{\text{absorption} + \text{fuites}} \quad (II.16)$$

#### II.2.1.6 Réactivité

On définit la réactivité  $\rho$  pour mesurer l'écart à la criticité, à l'aide du coefficient de multiplication neutronique  $k$  :

$$\rho = 1 - \frac{1}{k} \quad (II.17)$$

Lorsque :

- $k < 1 \equiv \rho < 0$ , le réacteur est sous critique ;
- $k = 1 \equiv \rho = 0$ , le réacteur est critique ;
- $k > 1 \equiv \rho > 0$ , le réacteur est sur-critique.

## II.2.2 Equation du transport

L'équation fondamentale régissant le transport des neutrons dérive de l'équation de Boltzmann issue de la théorie cinétique des gaz [6]. Les neutrons peuvent être considérés comme ponctuels, car la portée de leurs interactions est négligeable devant leur libre parcours moyen. On peut considérer l'équation du transport dans sa version différentielle comme un bilan sur les neutrons à l'intérieur et aux frontières d'un élément infinitésimal de volume (cf. équation (II.18)). Les différents termes de l'équation sont précisés dans le tableau 2.

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = & -\nabla[\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)] - [\Sigma_a(\vec{r}, E) + \Sigma_s(\vec{r}, E)] \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \\
 & + \int_0^{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Sigma_s[(\vec{\Omega}', E') \rightarrow (\vec{\Omega}, E)] \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' dE' \\
 & + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' dE' + \frac{S(\vec{r}, E, t)}{4\pi}
 \end{aligned} \tag{II.18}$$

avec :

- $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  le flux neutronique au point  $\vec{r}$ , à l'instant  $t$ , se propageant le long de la direction  $\vec{\Omega}$  et à l'énergie  $E$  ;
- $\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \vec{\Omega} \cdot \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  le courant neutronique se propageant dans le même sens que  $\vec{\Omega}$  ;
- $\Sigma_a(\vec{r}, E)$ ,  $\Sigma_s(\vec{r}, E)$  et  $\Sigma_f(\vec{r}, E)$  respectivement les sections efficaces macroscopiques d'absorption, de diffusion et de fission au point  $\vec{r}$  et pour un neutron d'énergie  $E$  ;
- $\Sigma_s[(\vec{\Omega}', E') \rightarrow (\vec{\Omega}, E)]$  la section efficace de transfert de l'espace  $(\vec{\Omega}', E')$  vers  $(\vec{\Omega}, E)$  ;
- $\chi(E)$  le spectre de fission ;
- $\nu$  le nombre moyen de neutrons par fission, supposé indépendant de l'énergie ;
- $S(\vec{r}, E, t)$  une source isotrope de neutrons (par exemple les neutrons retardés).

Tableau 2 – Contributions au bilan neutronique

Disparitions de $(\vec{\Omega}, E)$	Production dans $(\vec{\Omega}, E)$
$-\nabla[\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)]$ Disparitions par fuite	$+ \int_0^{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Sigma_s[(\vec{\Omega}', E') \rightarrow (\vec{\Omega}, E)] \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' dE'$ Productions par diffusion
$-\Sigma_a(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ Disparitions par absorption et par diffusion	$+ \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' dE'$ Productions isotropes par fission prompte
$-\Sigma_s(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ Disparitions par diffusion	$+ \frac{S(\vec{r}, E, t)}{4\pi}$ Productions isotropes par source externe

### II.2.3 De l'équation du transport à l'équation de la diffusion

Il n'existe pas de solution analytique de l'équation de Boltzmann. Dans cette sous-section, nous simplifions l'équation du transport (II.18) pour aboutir à l'équation de la diffusion et présenter la forme des solutions analytiques en fonction de la géométrie du domaine. Pour effectuer ces simplifications, nous avons recours à un certain nombre d'hypothèses sur toutes les variables :

- **Temps**

- Le système est supposé stationnaire (mise à l'équilibre), afin de s'abstenir de toute dépendance temporelle du flux et du courant neutronique. Cela est équivalent à supposer la criticité du système.

- **Espace**

- On raisonne donc sur des régions de l'espace où la matière est diluée de manière complètement homogène. Cette hypothèse permet de supprimer toute dépendance spatiale des sections efficaces macroscopiques de diffusion, d'absorption et de fission.
- Le milieu est considéré comme majoritairement diffusif ( $\Sigma_s \gg \Sigma_a$ ).
- Le milieu est infini et uniforme selon les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ . On considère un problème unidimensionnel où le flux varie uniquement selon l'axe  $\vec{z}$ . Les termes  $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$  et  $\frac{\partial \Phi}{\partial y}$  sont nuls.

- **Energie**

- Les sections efficaces sont condensées à un seul groupe d'énergie. De manière générale, le passage de sections efficaces continues en énergie à une description multigroupes fins ou larges nécessite d'utiliser un flux de condensation représentatif du problème à traiter. Les sections efficaces calculées doivent prendre en compte l'autoprotection des résonances des principaux noyaux.

- **Direction**

- la section efficace de diffusion  $\Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$  ne dépend que de l'angle de déviation, noté  $\theta_0$ , entre  $\vec{\Omega}$  et  $\vec{\Omega}'$ , soit  $\Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\cos\theta_0)$ . Le flux et la section efficace de diffusion sont développés sur les polynômes de Legendre, fonction du cosinus de l'angle de déviation, jusqu'à l'ordre 1 pour décrire un choc linéairement anisotrope.
- L'émission des neutrons de fission est supposée isotrope.

Les sources de neutrons par fission et par sources externes sont regroupées sous le terme  $\frac{Q(z)}{4\pi}$ . Sous ces hypothèses, et en notant que  $\nabla \vec{j} = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi = \cos\theta \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial z}(z, \vec{\Omega})$ , on peut écrire :

$$\cos\theta \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial z}(z, \vec{\Omega}) + \Sigma_t \Phi(z, \vec{\Omega}) = \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Phi(z, \vec{\Omega}') d^2\Omega' + \frac{1}{4\pi} Q(z) \quad (II.19)$$

Le flux neutronique peut s'écrire comme une combinaison linéaire des polynômes de Legendre.

$$\Phi(z, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{+\infty} (2l+1) \Phi_l(z) P_l(\cos\theta) \quad (II.20)$$

Avec

$$\Phi_l(z) = \int_{4\pi} \Phi(z, \Omega) P_l(\cos\theta) d\Omega \quad (II.21)$$

Plus particulièrement, les deux premiers termes s'écrivent :

$$\Phi_0 = \int_{4\pi} \Phi(z, \Omega) d\Omega = \Phi(z) \quad (II.22)$$

$$\Phi_1 = \int_{4\pi} \Phi(z, \Omega) \cos\theta d\Omega = \int_{4\pi} \Phi(z, \Omega) \vec{\Omega} \cdot \vec{dS} d\Omega = J(z) \quad (II.23)$$

La décomposition à l'ordre 1 du flux sur la base des polynômes de Legendre permet donc d'écrire :

$$\Phi(z, \Omega) \approx \frac{1}{4\pi} (\Phi(z) + 3 \cdot J(z) \cos\theta) \quad (II.24)$$

De la même façon, on peut développer la section de diffusion sur les polynômes de Legendre en rappelant l'hypothèse que la section de diffusion dépend uniquement de l'angle de diffusion :

$$\Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\cos\theta_0) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{+\infty} (2l+1) \Sigma_{sl}(z) P_l(\cos\theta_0) \quad (II.25)$$

$$\Sigma_{s0} = \int_{4\pi} \Sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega \quad (II.26)$$

$$\Sigma_{s1} = \int_{4\pi} \Sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega) \cos\theta d\Omega = \int_{4\pi} \Sigma_s(\cos\theta_0) \cos\theta d\Omega \quad (II.27)$$

On définit le cosinus moyen de diffusion  $\overline{\cos\theta_0}$  par

$$\overline{\cos\theta_0} = \frac{\int_{4\pi} \Sigma_s(\cos\theta_0) \cos\theta d\Omega}{\int_{4\pi} \Sigma_s(\cos\theta_0) d\Omega} = \frac{\Sigma_{s1}}{\Sigma_s} \quad (II.28)$$

La décomposition à l'ordre 1 de la section efficace de diffusion sur la base des polynômes de Legendre permet donc d'écrire :

$$\Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\cos\theta_0) = \frac{1}{4\pi} (\Sigma_s + 3\Sigma_s \overline{\cos\theta_0} \cos\theta_0) \quad (II.29)$$

En injectant l'écriture du flux (équation (II.24)) et de la section de diffusion (équation (II.29)) dans l'équation (II.19), on obtient après simplification du terme de diffusion :

$$(\Sigma_t - \Sigma_s)\Phi(z) - Q(z) + \cos\theta \left[ \frac{d\Phi}{dz} + 3(\Sigma_t - \Sigma_s \overline{\cos\theta_0})J(z) \right] + 3 \cos^2\theta \frac{dJ(z)}{dz} = 0 \quad (II.30)$$

En multipliant (II.30) par  $\cos\theta$  et en intégrant sur  $4\pi$ , on montre que :

$$J(z) = -\frac{1}{3(\Sigma_t - \Sigma_s \overline{\cos\theta_0})} \frac{d\Phi}{dz} = -D \vec{\nabla} \Phi \cdot \vec{z} \quad (II.31)$$

Cette expression est analogue à la loi de Fick car elle établit un lien de proportionnalité entre le courant neutronique et le gradient de flux neutronique. On appelle D le coefficient de diffusion :

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_t - \Sigma_s \overline{\cos\theta_0})} = \frac{1}{3(\Sigma_a + \Sigma_s - \mu\Sigma_s)} = \frac{1}{3[\Sigma_a + (1 - \mu)\Sigma_s]} = \frac{1}{3\Sigma_{tr}} \quad (II.32)$$

On note :

- l'angle moyen de diffusion  $\mu = \overline{\cos\theta_0}$
- la section efficace de transport  $\Sigma_{tr}$

En considérant une loi de choc isotrope dans le centre de masse, l'anisotropie dans le référentiel du laboratoire peut être caractérisée par  $\mu = \frac{2}{3A}$  [3], A étant la masse du noyau cible considéré. Cette anisotropie est donc maximale pour les noyaux légers. En multipliant (II.30) par  $d\Omega$  et en intégrant sur  $4\pi$ , on montre que :

$$\frac{dJ}{dz} + (\Sigma_t - \Sigma_s)\Phi(z) = Q(z) \quad (II.33)$$

En remplaçant  $J(z)$  par l'expression (II.31) et  $\Sigma_t - \Sigma_s$  par  $\Sigma_a$ , on obtient:

$$-D\Delta\Phi(z) + \Sigma_a\Phi(z) = Q(z) \quad (II.34)$$

Si l'on suppose une source de neutron composée uniquement de neutrons de fissions, on peut écrire  $Q(z) = \nu\Sigma_f\Phi(z)$  et obtenir l'équation de la diffusion à un groupe d'énergie et à une dimension :

$$D\Delta\Phi(z) + (\nu\Sigma_f - \Sigma_a)\Phi(z) = 0 \quad (II.35)$$

L'équation (II.35) peut être réécrite sous la forme d'une équation aux valeurs propres (équation (II.36)) pour faire apparaître :

- le facteur de multiplication sans fuites,  $k_\infty = \frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a}$
- l'aire de migration des neutrons,  $M^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$
- le laplacien matière,  $\chi^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}$

$$\Delta\Phi + \frac{k_\infty - 1}{M^2} \Phi = \Delta\Phi + \chi^2\Phi = 0 \quad (II.36)$$

On ne cherche pas directement à résoudre l'équation (II.36) mais on écrit l'équation (II.37) en introduisant le laplacien géométrique, noté  $B^2$ .

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0 \quad (II.37)$$

Il s'agit d'une équation aux valeurs propres qui a pour solution toute combinaison linéaire des fonctions propres du laplacien, déterminées par la géométrie du système. Le tableau 3 présente pour plusieurs géométries la forme des solutions pour le flux et le laplacien géométrique. La condition de flux nul sur la surface de criticité, utilisée pour obtenir ces solutions, est physiquement fautive car le flux ne s'annule qu'à l'infini. La condition aux limites à appliquer en toute rigueur pour un corps convexe est l'annulation du flux angulaire entrant par la surface du milieu, ce qui complexifie la forme des solutions. Il existe une multiplicité de valeurs propres accessibles pour  $B^2$ . À l'équilibre, seule la solution harmonique (d'ordre 0) persiste, ce qui revient à écrire la condition de criticité suivante :

$$B^2 = \chi^2 \quad (II.38)$$

On admet la généralisation de l'équation (II.35) à 3 dimensions et à plusieurs groupes d'énergies de neutrons. Cette démonstration peut être effectuée en considérant l'approximation  $P_1$  et en faisant l'hypothèse de réversibilité sur le terme anisotrope  $\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g}$  [7]. A deux groupes d'énergie (énergie de coupure à 0,625 eV), on peut écrire deux équations couplées qui traduisent la conservation du nombre de neutrons dans chaque groupe. On fait l'hypothèse raisonnable qu'il n'y a pas de production de neutrons par fission directement dans le groupe thermique 2.

$$\begin{aligned} D_1 \Delta \Phi_1 + (v_1 \Sigma_{f1} - \Sigma_{a1} - \Sigma_{1 \rightarrow 2}) \Phi_1 + (v_2 \Sigma_{f2} + \Sigma_{2 \rightarrow 1}) \Phi_2 &= 0 \\ D_2 \Delta \Phi_2 + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \Phi_1 - \Sigma_{a2} \Phi_2 &= 0 \end{aligned} \quad (II.39)$$

Tableau 3 – Forme du flux et du laplacien selon la géométrie [8].

Géométrie	Dimensions	Laplacien géométrique	Flux
Plaque infinie	Epaisseur $a$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$	$\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$
Parallélépipède rectangle	$a \times b \times c$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{c}\right)$
Cylindre infini	Rayon $R$	$\left(\frac{2,405}{R}\right)^2$	$J_0\left(\frac{2,405 r}{R}\right)$
Cylindre fin	Rayon $R$ Hauteur $H$	$\left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	$J_0\left(\frac{2,405 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$
Sphère	Rayon $R$	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	$\frac{1}{r} \sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)$

## II.2.4 Equation de Bateman

Soit  $\Phi$  le flux neutronique dans la maille  $m$ , qui contient  $n$  isotopes, les voies de production de l'isotope  $i$  sont :

- la fission de l'isotope  $k$  produisant l'isotope  $i$  avec le rendement  $\gamma_f^{k \rightarrow i}$
- la capture d'un neutron par l'isotope  $k$  produisant l'isotope  $i$ , avec le rendement  $\gamma_c^{k \rightarrow i}$  ;
- la décroissance radioactive de l'isotope  $k$  vers l'isotope  $i$  ;

Symétriquement les voies de disparition de l'isotope  $i$  sont :

- la fission de l'isotope  $i$  produisant l'isotope  $k$  avec le rendement  $\gamma_f^{i \rightarrow k}$
- la capture d'un neutron par l'isotope  $i$  produisant l'isotope  $k$ , avec le rendement  $\gamma_c^{i \rightarrow k}$  ;
- la décroissance radioactive de l'isotope  $i$  vers l'isotope  $k$  ;

Pour décrire l'évolution de la concentration de l'isotope  $i$ , on fait le bilan entre les contributions positives de production et les contributions négatives de disparition. Ainsi, il est possible d'écrire l'équation (II.40) appelée équation de Bateman [9] :

$$\frac{dN^i}{dt} = \sum_{k \neq i}^n [(\gamma_f^{k \rightarrow i} \sigma_f^k + \gamma_c^{k \rightarrow i} \sigma_c^k) \Phi + \lambda^{k \rightarrow i}] N^k - [(\gamma_f^{i \rightarrow k} \sigma_f^i + \gamma_c^{i \rightarrow k} \sigma_c^i) \Phi + \lambda^{i \rightarrow k}] N^i \quad (II.40)$$

avec :

$N^i$ la concentration de l'isotope $i$	$\gamma_c^{k \rightarrow i}$ le rendement de capture de l'isotope $k$ vers l'isotope $i$ (et réciproquement pour $\gamma_c^{i \rightarrow k}$ )
$N^k$ la concentration de l'isotope $k$	
$\Phi$ le flux neutronique mono-énergétique traversant la maille $m$	$\sigma_f^k$ la section efficace de fission à un groupe de l'isotope $k$ (idem pour $\sigma_f^i$ )
$\gamma_f^{k \rightarrow i}$ le rendement de fission de l'isotope $k$ vers l'isotope $i$ (et réciproquement pour $\gamma_f^{i \rightarrow k}$ )	$\sigma_c^k$ la section efficace de capture à un groupe de l'isotope $k$ (idem pour $\sigma_c^i$ )

L'écriture complète du système d'équations sur une chaîne d'évolution à  $n$  isotopes implique de résoudre un système de  $n$  équations différentielles linéaires du premier ordre couplées entre elles. La résolution du système complet doit être effectuée dans chaque maille avec le flux et les sections efficaces condensées correspondantes.

## II.3 Méthodes numériques

Dans cette section, nous nous intéressons aux différentes méthodes numériques de résolution de l'équation du transport et de l'équation de la diffusion, à travers les solveurs du code APOLLO3® mis en œuvre lors de ce travail de thèse.

### II.3.1.1 TDT-MOC

La méthode des caractéristiques (MOC) permet une résolution itérative de l'équation du transport multigroupes discrétisée angulairement. La résolution s'effectue le long de trajectoires rectilignes, parallèles aux directions discrètes choisies pour suivre la propagation des neutrons (cela permet de ramener l'équation du transport à une équation différentielle ordinaire, ce qui est le principe de la méthode des caractéristiques). Les trajectoires sont générées par une procédure de *tracking* et traversent le domaine de calcul discrétisé en régions homogènes (cf. figure 2). Pour les géométries fermées (réseaux infinis sans fuites spatiales avec des conditions de réflexion spéculaire ou de translation), les caractéristiques peuvent être construites de façon cyclique de sorte que les trajectoires se referment sur elles-mêmes, limitant ainsi leur longueur et le nombre de calculs à réaliser. La forme stationnaire de l'équation du transport à un groupe d'énergie le long d'une caractéristique s'écrit en fonction de la coordonnée locale  $s$  [10] :

$$\frac{d}{ds} \Phi(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r} + s\vec{\Omega})\Phi(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (II.41)$$

avec  $Q(\vec{r}, \vec{\Omega})$  le terme source à la position  $\vec{r}$ . Le flux moyen entre deux points A et B, délimitant le segment  $p$ , le long de la caractéristique T s'écrit  $\bar{\Phi}_T^p$ .

$$\bar{\Phi}_T^p = \frac{1}{s_B - s_A} \int_{s_A}^{s_B} \Phi(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) ds = \frac{1}{l_p} \int_{s_A}^{s_B} \Phi(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) ds \quad (II.42)$$

On reconstruit le flux intégré dans la région  $m$ , par sommation sur les segments du domaine de *tracking*  $\Gamma$ , traversant la région  $m$ . L'élément différentiel d'ordre 4 s'écrit  $d^4T = d^2\Omega d^2q$ , avec  $d^2q$  l'élément infinitésimal de surface.

$$V_m \Phi_m = \int_{V_m} d^3r \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{\Gamma} d^4T \sum_{p \in m} l_p \bar{\Phi}_T^p$$

TDT-MOC [11] (*Two/Three Dimensional Transport*) est un solveur déterministe 2D/3D de l'équation du transport multigroupes basé sur la méthode des caractéristiques longues (MOC). Ce solveur utilise un maillage

non-structuré à base de segments et d'arcs de cercle ce qui permet de traiter un assemblage avec le niveau de raffinement spatial désiré. Bien qu'il soit possible d'effectuer des calculs 3D avec le solveur TDT-MOC, les coûts de calculs sont généralement prohibitifs.

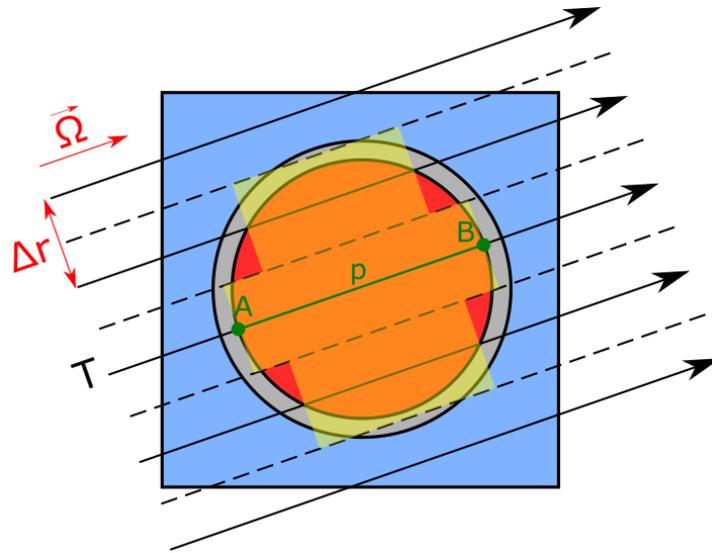


Figure 2 – Schéma de la méthode MOC sur une cellule combustible

### II.3.1.2 TDT-CPM

Le solveur TDT contient aussi un module TDT-CPM permettant la résolution de l'équation du transport par la méthode des probabilités de collisions  $P_{ij}$ , dans laquelle la loi de choc est supposée isotrope. En pratique, cette méthode est coûteuse lorsque le nombre de mailles devient élevé et ne permet pas de raffiner le maillage des cellules. Son utilisation est souvent limitée aux calculs d'autoprotection dans les calculs en réseau infini.

### II.3.1.3 MINOS-Diffusion

Le solveur MINOS [12] permet de résoudre une formulation variationnelle de l'équation de la diffusion par une méthode d'éléments finis mixte de Raviart-Thomas (rectangulaire) sur une géométrie cartésienne ou hexagonale (hexagones décrits pas des quadrilatères : 4 trapèzes ou 3 losanges). MINOS peut traiter de multiples conditions aux limites : flux nul, vide, albedo, translation, réflexion, etc. Le solveur MINOS est très rapide, ce qui en fait un bon candidat pour les schémas de calculs de conception.

Le solveur MINOS peut aussi résoudre les équations  $P_N$  simplifiées ( $SP_N$ ) [13] qui sont inspirées des équations  $P_N$  en 1D et de l'approximation  $P_1$  dans le cas général. Les méthodes  $SP_N$  ne convergent pas vers une solution exacte de l'équation du transport quand  $N$  tend vers l'infini (contrairement aux équations  $P_N$ ). En pratique, l'approximation  $SP_3$ , la plus couramment utilisée, permet un meilleur traitement angulaire que l'approximation de la diffusion.

### II.3.1.4 MENDEL

Le solveur MENDEL [14] résout numériquement l'équation de Bateman sous flux neutronique à l'aide d'une méthode d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 4. Plusieurs schémas d'évolution sont disponibles selon l'ordre d'interpolation des taux de réactions.

- Dans le schéma d'ordre 0, les taux de réactions condensés à un groupe d'énergie sont considérés constants sur chaque pas d'intégration. En pratique, il faut vérifier que les pas de temps utilisés sont suffisamment faibles pour considérer les variations de sections efficaces (autoprotection) et de flux

négligeables. Cela peut conduire à l'utilisation de pas de temps courts et donc à de nombreux calculs de flux, ce qui peut s'avérer pénalisant au niveau du temps de calcul.

- Dans le schéma d'évolution prédicteur-correcteur d'ordre 1, une forme linéaire des taux de réactions entre les pas  $n$  et  $n+1$  est calculée à partir d'une extrapolation basée sur les pas  $n$  et  $n-1$ . Les concentrations au pas  $n$  sont calculées à partir de cette forme des taux de réactions. Cela permet de réaliser un nouveau calcul des flux et des taux de réactions. Ce schéma est répété en réalisant un test de convergence sur les concentrations.
- Le schéma d'évolution prédicteur-correcteur d'ordre 2 est similaire au schéma d'ordre 2 à la différence qu'il utilise une extrapolation parabolique des taux de réactions en considérant les pas  $n$ ,  $n-1$  et  $n-2$ .

# Chapitre III

## Présentation technologique d'un SMR REP

---

*Au début de ce chapitre, la section III.1 décrit le fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée (REP) en détaillant les composants des différents circuits (primaire, secondaire, circuit de refroidissement). Le cœur du réacteur est présenté à travers la composition et la forme du combustible, ainsi que son emplacement dans la cuve. Nous nous intéressons plus particulièrement aux différents moyens de contrôle de la réactivité du cœur, comme le bore soluble, les barres de contrôle et les poisons consommables à poste fixe. Les avantages et les inconvénients du bore soluble sont évoqués.*

*Une introduction rapide des Small Modular Reactor (SMR) est disponible dans la section III.2, avec un intérêt particulier apporté aux concepts n'utilisant pas de bore soluble dans le circuit primaire. Le benchmark de SMR REP utilisé dans cette thèse est présenté en section III.3.*

---

### III.1 Description du fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée

Cette section permet d'expliquer le fonctionnement général d'un réacteur à eau pressurisée en introduisant ses principaux composants.

#### III.1.1 Description générale

Un réacteur nucléaire est un système permettant l'établissement et le contrôle de réactions de fission nucléaire en chaîne au sein d'un cœur. On distingue les réacteurs expérimentaux de faible puissance, destinés à la recherche en sûreté ou à l'étude de matériaux et les réacteurs industriels de forte puissance. Un réacteur industriel est une machine thermique dans laquelle la puissance produite par les fissions est évacuée hors du cœur sous la forme d'un débit enthalpique et généralement convertie en puissance électrique par la mise en mouvement d'un groupe turbo-alternateur. Dans un REP, c'est de l'eau sous pression qui assure la fonction du caloporteur pour évacuer la puissance hors du cœur et la transmettre jusqu'à la turbine.

Les noyaux fissiles possèdent une plus grande section efficace de fission dans le domaine thermique que dans le domaine rapide. Pour réaliser une fission thermique, il est nécessaire de ralentir les neutrons (modération) de fission ayant une énergie de l'ordre du MeV jusqu'à des énergies de l'ordre de la dizaine de meV. Dans un cœur REP, la thermalisation des neutrons est assurée par les noyaux  $^1\text{H}$  présents dans l'eau légère, qui assure donc à la fois le rôle de caloporteur et de modérateur. La capture neutronique des noyaux  $^1\text{H}$  nécessite d'enrichir le combustible en isotope  $^{235}\text{U}$  entre 3% et 5% ; l'enrichissement naturel de 0,72% [15] étant trop faible pour assurer la criticité du cœur. Néanmoins, la contribution de  $^{238}\text{U}$  au bilan neutronique est importante d'une part à cause des fission rapides et d'autre part à cause des captures qui conduisent à la formation de plutonium (cf. section IV.3).

Fin 2020, il y avait 302 REP en fonctionnement dans le monde (soit environ 68% du nombre total de réacteurs) dont 56 réacteurs en France métropolitaine. La capacité installée en France était de 61670 MW pour une production totale de 379,5 TWh [17].

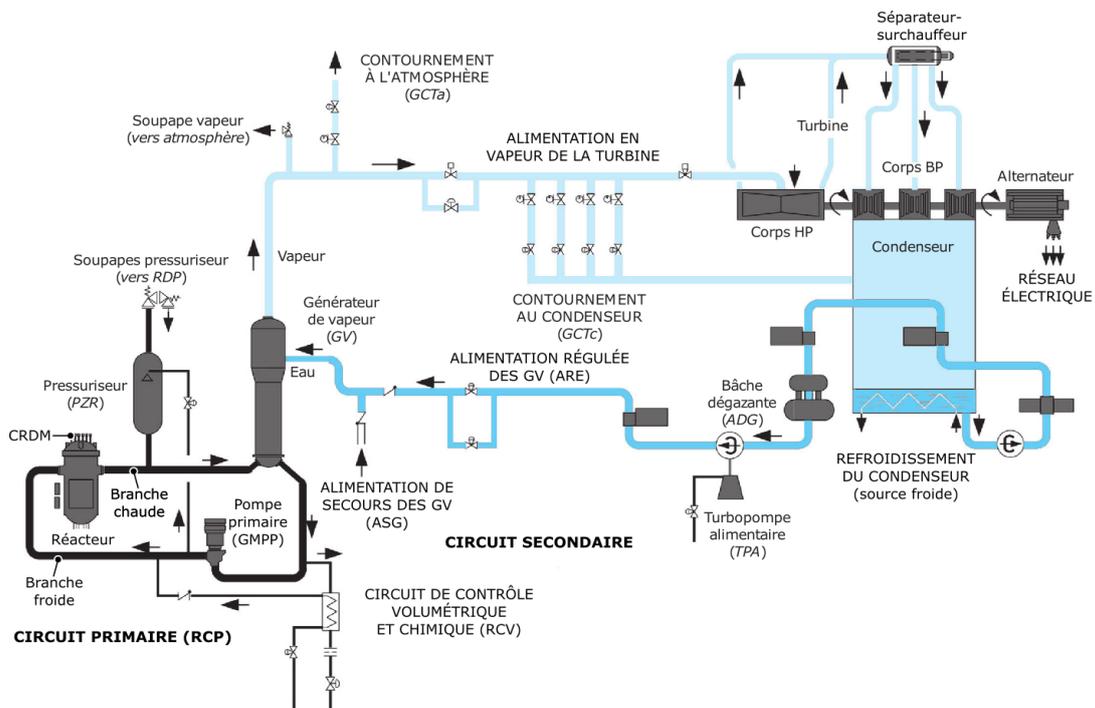


Figure 3 – Schéma du principe de fonctionnement d'un REP. Librement adapté de [16].

### III.1.2 Le circuit primaire

Le circuit primaire est constitué de l'ensemble des équipements au contact du caloporteur primaire. Dans un REP 900 MW à pleine puissance, l'eau du circuit primaire arrive par la branche froide à 286°C et pénètre dans la cuve par la tubulure d'entrée. Elle traverse le cœur de bas en haut, à un débit nominal de 21 250 m<sup>3</sup>/h, et quitte la cuve par la tubulure de sortie pour rejoindre la branche chaude à 324°C [16]. En plus du cœur, la cuve contient les équipements internes supérieurs et inférieurs et est fermée par un couvercle en forme de calotte sphérique, maintenu par un ensemble de goujons. La branche chaude est connectée à un réservoir d'expansion (pressuriseur) qui fixe la pression du circuit primaire à 155 bars en maintenant un équilibre liquide-vapeur à la température de saturation de 345°C [18]. La température et donc la pression sont réglées par des cannes chauffantes électriques qui traversent le fond du réservoir et par un système d'aspersion d'eau froide sur le fond supérieur. Après son passage dans la branche chaude, l'eau primaire est envoyée aux générateurs de vapeur (GV) où elle cède une partie de son enthalpie à un circuit secondaire d'eau ayant une pression plus faible. En sortie des GV, l'eau primaire passe par les groupes motopompes primaires qui assurent la circulation forcée dans le circuit primaire, au débit nominal.

Le circuit primaire est composé de plusieurs boucles de recirculation qui connectent la cuve aux équipements du circuit primaire. En France, les réacteurs de 900 MW possèdent trois boucles et les réacteurs de 1300, 1450 et 1650 MW en possèdent quatre (cf. figure 4).

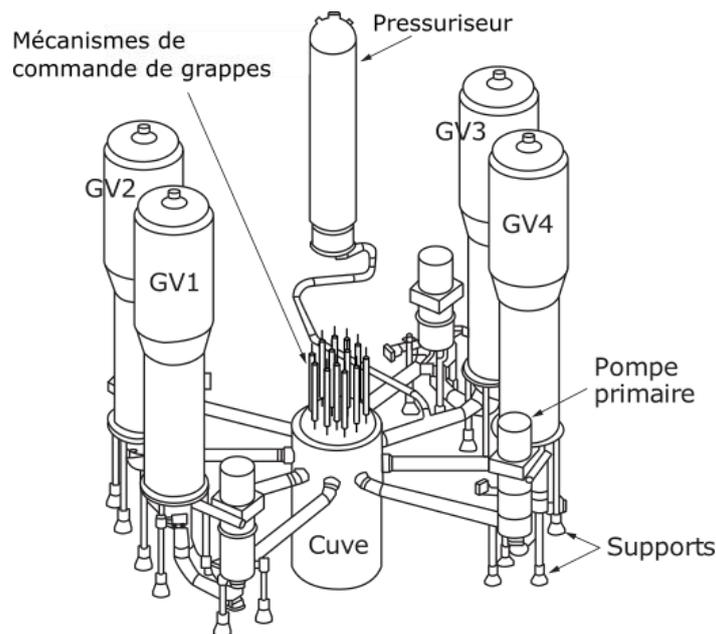


Figure 4 – Schéma d'un circuit primaire à 4 boucles. Librement inspiré de [19].

### III.1.3 Le circuit secondaire

Le générateur de vapeur est un échangeur de chaleur entre le circuit primaire et le circuit secondaire. Dans un REP 900 MW, le GV est alimenté en eau secondaire à 219°C (59 bars) [19] qui ressort sous forme de vapeur sèche à 276°C (60 bars). Le débit nominal de vapeur par GV est de 1810 t/h. Le GV est constitué d'un faisceau vertical de tubes en U contenant le fluide primaire à haute pression. L'eau d'alimentation secondaire est injectée via l'anneau de distribution dans la partie supérieure du GV. Elle s'écoule entre l'enveloppe du faisceau et l'enveloppe secondaire jusqu'à atteindre la plaque tubulaire. L'eau secondaire remonte entre les tubes et se vaporise au contact de la paroi. La vapeur humide produite passe

successivement dans des séparateurs centrifuges et des sécheurs à chicane qui séparent les phases et permettent de limiter le taux d'humidité résiduelle à 0,25% en masse. La vapeur sèche à température de saturation est envoyée vers le corps haute pression de la turbine. La vapeur subit une détente en entraînant les aubes de la turbine haute pression puis traverse les séparateurs-surchauffeurs et est envoyée vers les étages basse pression de la turbine. La vapeur retourne à l'état liquide dans le condenseur par échange avec le circuit tertiaire de refroidissement. L'eau du circuit secondaire est ensuite réchauffée et pressurisée dans le poste d'eau (réchauffeurs BP/HP, turbo-pompes alimentaires, bache de dégazage) avant d'alimenter à nouveau les GV.

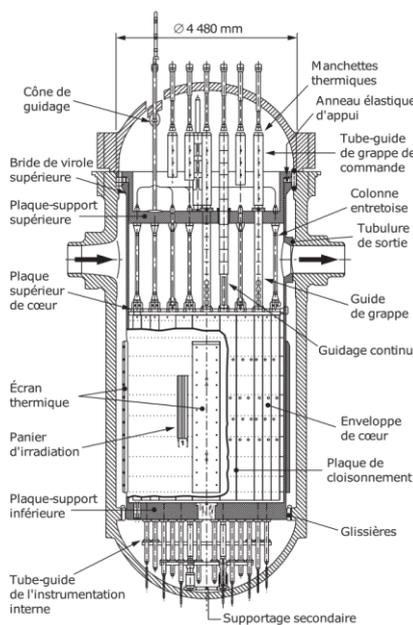
L'eau du circuit de refroidissement tertiaire est prélevée dans l'environnement (mer, fleuve, rivière) et est envoyée au condenseur. En l'absence d'aéroréfrigérant, l'eau est rejetée légèrement plus chaude dans l'environnement. Certaines centrales utilisent des aéroréfrigérants pour refroidir l'eau du circuit de refroidissement et diminuer les débits échangés avec le cours d'eau.

### III.2 Présentation d'un cœur de REP

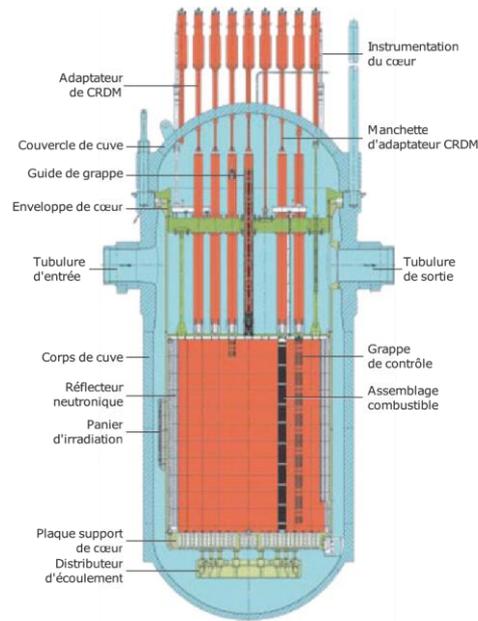
Dans un REP, le combustible est présent sous forme de pastilles d'oxyde d'uranium ( $UO_2$ ) empilées et entourées d'une gaine en alliage de zirconium fermée à ses extrémités par deux bouchons soudés, le tout constituant le crayon combustible. La gaine et ses bouchons constituent la première barrière de confinement des radionucléides (actinides et produits de fission). Les crayons sont regroupés dans un assemblage combustible sous la forme d'un réseau carré. L'assemblage le plus couramment utilisé dans les REP français est un réseau 17x17 constitué de 264 crayons combustibles, 24 tubes-guides et 1 tube central d'instrumentation. La hauteur de l'assemblage varie selon le type de réacteur (supérieure à 4 m dans les réacteurs N4 français [20]). Les crayons sont maintenus mécaniquement par les embouts supérieurs et inférieurs ainsi que par les grilles de mélange intermédiaires. Les assemblages combustibles sont posés sur la plaque support de cœur dans la partie inférieure de la cuve.

Le cœur est entouré d'une enveloppe de cœur et d'un réflecteur qui peut être composé majoritairement d'eau (réflecteur classique des réacteurs de 2<sup>ème</sup> génération) ou d'un réflecteur lourd composé essentiellement d'acier (type EPR) (cf. figure 5). Le rôle du réflecteur est de renvoyer les neutrons sortant des assemblages périphériques vers la partie active du cœur. Le réflecteur permet d'améliorer le facteur de multiplication du cœur et contribue donc à réduire la matière fissile nécessaire pour atteindre la criticité (on parle alors d'économie de réflecteur [3]). La présence du réflecteur a un impact sur la distribution radiale de puissance dans le cœur et limite la fluence perçue par la cuve.

Lorsque le combustible n'est plus suffisamment réactif pour maintenir la criticité du cœur, il est nécessaire d'arrêter le réacteur pour effectuer une opération de rechargement des assemblages. On désigne par cycle, ou campagne, la période de fonctionnement entre deux opérations de rechargement. La durée de cette période est appelée longueur de cycle. A chaque opération de rechargement, on décide de remplacer tout ou partie des assemblages. La quantité d'assemblages neufs rechargés détermine le fractionnement du cœur. Par exemple, un fractionnement de 3 consiste à remplacer uniquement 1/3 des assemblages du cœur (ceux ayant déjà effectués 3 cycles). Pour un combustible donné, plus le fractionnement du cœur est élevé, plus le burnup des assemblages déchargés augmente. A l'inverse, la longueur de cycle diminue avec le fractionnement et il faut donc recharger le cœur plus souvent. Il y a donc un travail d'optimisation de la gestion du combustible à l'échelle du parc à effectuer, en prenant en compte des limites de fonctionnement et de sûreté [21] (cf. tableau 4).



a) équipements internes REP



b) cuve et équipements internes EPR™

Figure 5 – Schéma des équipements internes d'une cuve de REP [19].

Tableau 4 – Paramètres à optimiser et limites physiques et technologiques.

Facteurs d'optimisation	Limites physiques et technologiques
Fractionnement du cœur Enrichissement du combustible Utilisation de poisons consommables Plan de chargement Flexibilité de production Placement des arrêts	Comportement thermomécanique des crayons Enrichissement maximal Excursions locales de puissance Coefficient de température modérateur maximal Concentration limite en bore soluble Marge d'antiréactivité

### III.2.1 Contrôle de la réactivité

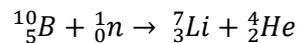
Le contrôle de la réaction en chaîne impose de maintenir une réactivité globale nulle sur l'ensemble du cœur en fonctionnement nominal. Les enjeux du contrôle de la réactivité sont les suivants :

- compenser la perte de réactivité du combustible due à la disparition de  $^{235}\text{U}$  ;
- effectuer un suivi de charge (variations du xénon) ;
- lisser les distributions de puissances hétérogènes (limitations sur  $P_{\text{lin}}$  et RFTC) ;
- contrôler l'axial offset (oscillations xénon) ;
- assurer l'arrêt à froid.

Les paragraphes suivants sont consacrés aux descriptions des différents moyens de contrôle de la réactivité dans un REP.

### III.2.1.1 Le bore soluble

L'isotope  $^{10}\text{B}$  est connu pour sa réaction (n, $\alpha$ ) avec une section efficace thermique importante (3840 barn à 0.025 eV, JEFF 3.1.1 [5]).



A l'état naturel, le bore est composé à 80,2% de  $^{11}\text{B}$  et 19,8% de  $^{10}\text{B}$  [22] et est soluble dans l'eau sous forme d'acide borique  $\text{H}_3\text{BO}_3$ . Dans les REP, le bore soluble est couramment utilisé pour le contrôle de la réactivité. Il est dissous dans le circuit primaire et se trouve donc présent de manière homogène dans tout le cœur. Le circuit de contrôle volumétrique permet de mesurer la concentration en bore soluble dans le circuit primaire et d'effectuer des opérations de borication ou de dilution. La concentration en bore soluble est minimale en fin de cycle (quelques ppm) et est maximale en arrêt à froid pour rechargement (de l'ordre de 2500 ppm et variable selon la gestion combustible retenue) [21].

Le principal avantage de l'utilisation du bore soluble réside dans le fait qu'il garantit un empoisonnement homogène du cœur et donc permet de lisser les distributions de puissance. L'utilisation du bore soluble en réacteur présente cependant plusieurs inconvénients :

#### Pilotage

- le coefficient de température modérateur (CTM) diminue en valeur absolue avec l'augmentation de la concentration en bore soluble. Il est largement négatif sans bore (de l'ordre de -60 pcm/°C) mais peut devenir supérieur à 0 si la concentration en bore soluble est trop importante (de l'ordre de 2400 ppm) ;
- il est nécessaire d'ajouter de la lithine dans le circuit primaire afin d'ajuster le pH du caloporteur à la valeur de moindre corrosion [22];
- en fin de cycle la concentration en bore soluble est faible et les temps de dilution sont allongés. La vitesse de reprise de charge est donc limitée par les débits d'injection d'eau claire [21];

#### Accident

- il existe un scénario d'accident de dilution intempestive d'acide borique par injection incontrôlée d'eau claire dans le circuit primaire (dilution par source externe) [21] ;
- on identifie une situation aggravante lors d'un accident par perte de réfrigérant primaire (APRP) où des bouchons d'eau claire peuvent se former par condensation et migrer vers le cœur (dilution inhérente) ;

#### Environnement

- Les réactions  $^{10}\text{B}(n, 2\alpha)^3\text{H}$  et  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$  constituent les principales sources de productions directes de tritium dans le fluide caloporteur (respectivement 85% et 15%). Les réactions  $^7\text{Li}(n, n\alpha)^3\text{H}$  et  $^2\text{H}(n, \gamma)$  contribuent à moins de 1% [23]. On estime le taux de production de tritium dans un REP autour de 37 TBq/GWe<sup>-1</sup>.an<sup>-1</sup>. Le mode de gestion du combustible et le pilotage affecte la quantité de tritium produit. Il est intéressant de noter qu'il existe aussi des sources indirectes de tritium produit au sein des crayons combustibles et des barres de contrôle. Néanmoins la diffusion du tritium dans le circuit primaire est limitée car il existe des barrières physiques qui en assurent le confinement (hors scénarios de rupture).
- Le tritium produit dans le circuit primaire est la principale source du tritium présent dans les effluents liquides et gazeux de la centrale. Il n'existe pas de procédé industriel pour isoler le tritium contenu dans les effluents liquides. L'impact radiologique du tritium étant faible, il est rejeté en totalité dans l'environnement dans le respect des arrêtés ministériels fixant les limites annuelles d'activités en tritium dans les rejets liquides et gazeux. Afin de minimiser les rejets de tritium par voie gazeuse, dont l'impact radiologique est plus important, l'exploitant favorise les rejets par voie liquide [23].

### III.2.1.2 Les grappes de contrôle

Une grappe de contrôle (ou de commande) regroupe 24 crayons mobiles contenant des absorbants neutroniques solides qui sont insérés dans les tubes guides d'un assemblage (cf. figure 6). Chaque crayon absorbant est composé d'un poison neutronique gainé dans un tube d'acier. La grappe est reliée au mécanisme de contrôle des grappes situé à l'extérieur de la cuve. Il s'agit d'un système de commande électromagnétique permettant un mouvement pas à pas. En l'absence de tension dans le circuit, les grappes chutent par gravité ce qui entraîne l'arrêt du réacteur.

Il existe plusieurs matériaux neutrophages que l'on distingue selon leur pouvoir absorbant, le spectre d'absorption et leur comportement sous irradiation (cf. tableau 5) [24]. Le type de poison neutronique utilisé dans une grappe peut varier à la fois selon la position du crayon dans l'assemblage, et axialement, au sein d'un même crayon. Ainsi, on distingue généralement deux types de grappes :

- les grappes noires constituées de 24 crayons très absorbants (AIC ou B<sub>4</sub>C). Elles sont dites « noires » à cause de leur absorption très prononcée des neutrons.
- les grappes grises constituées d'une partie de crayons AIC et du reste des crayons en acier, matériau peu absorbant. Elles sont dites « grises » par opposition aux grappes noires, très absorbantes.

Pour le pilotage des cœurs de REP de forte puissance, les grappes sont réparties en différents groupes :

- le groupe d'arrêt pour l'arrêt automatique et manuel du réacteur. Ces groupes sont constitués de grappes noires et sont extraits du cœur en fonctionnement.
- les groupes de compensation de puissance permettant de moduler rapidement la charge du réacteur.
- le groupe de régulation de température (groupe R) assure le réglage de la température moyenne du circuit primaire, en ajustant le bilan de réactivité, et permet de contrôler la distribution de puissance [21].

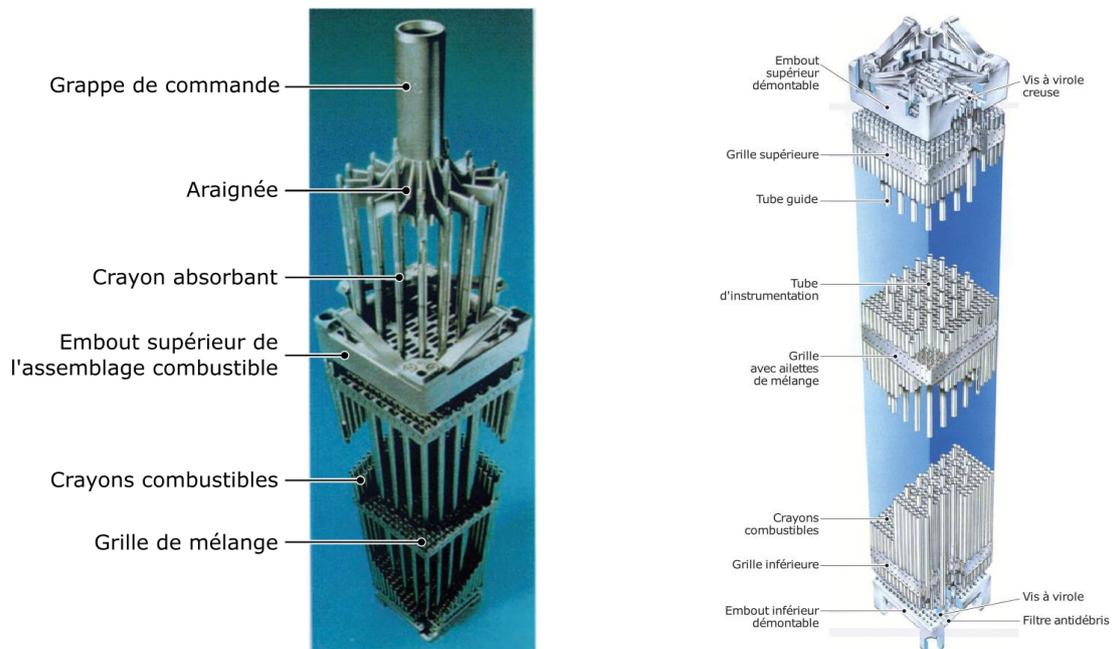


Figure 6 – Vues schématiques d'un assemblage combustible. Librement adapté de [18] (gauche) et de [20] (droite).

Tableau 5 – Principaux matériaux absorbants pour les grappes de contrôle.

Matériau	Domaine d'absorption	Comportement sous irradiation
B <sub>4</sub> C Carbure de bore	Thermique (bore)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Gonflement sous irradiation important</li> <li>- Effritement des pastilles</li> <li>- Risque de dissolution de l'absorbant en cas de fissure de la gaine</li> </ul>
AIC alliage d'argent (≈80%) d'indium (≈15%) et de cadmium (≈5%)	Thermique (cadmium) et épithermique (indium et argent)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Gonflement sous irradiation</li> <li>- Tassement et fluage</li> <li>- Produits de transmutation radioactifs (<sup>108</sup>Ag* et <sup>110</sup>Ag*)</li> </ul>
Hafnium	épithermique	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Faible gonflement</li> <li>- Ni tassement, ni fluage</li> <li>- Produits de transmutation à vie courte</li> <li>- Faible diminution de l'efficacité au cours de l'irradiation</li> </ul>
Titanate de dysprosium	Thermique et épithermique	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Faible diminution de l'efficacité au cours de l'irradiation</li> <li>- Courte période des produits de transmutation</li> <li>- Faible gonflement en phase cubique</li> </ul>
Pyrex Verre borosilicate B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -SiO <sub>2</sub>	Thermique (bore)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- L'hélium produit peut migrer à l'intérieur du tube entretoise</li> </ul>

Les grappes de contrôle servent aussi à compenser les effets de redistribution de puissance et à contrôler le déséquilibre axial du flux. Ce déséquilibre est surveillé à travers l'*axial offset* (AO) et peut engendrer des oscillations xénon s'il n'est pas maîtrisé sur les réacteurs de grandes tailles. L'usage des grappes en Pyrex est différent car elles sont utilisées généralement comme poison consommable pour limiter la réactivité des premiers cœurs en restant complètement insérées.

### III.2.1.3 Les poisons consommables à poste fixe

En début de cycle, il est nécessaire d'apporter beaucoup d'antiréactivité pour compenser la réactivité du combustible neuf. La limitation sur la concentration maximale en bore soluble peut impliquer d'avoir recours à des poisons solides à poste fixe comme le pyrex ou l'oxyde de gadolinium Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> mélangé à l'oxyde d'uranium UO<sub>2</sub> dans certains crayons combustibles. La présence de Gd dans la pastille dégrade la conductivité du combustible [25]. En conséquence, la teneur massique en gadolinium est généralement comprise entre 7 % à 9% [21] et l'enrichissement en <sup>235</sup>U est compris entre 0,25 % et 2,5 % en masse. Cette limite sur l'enrichissement permet d'éviter l'apparition de points chauds dans l'assemblage une fois le poison consommé [3]. L'utilisation d'assemblages empoisonnés dans le plan de chargement cœur de REP peut être aussi une solution pour contrôler la distribution radiale de puissance.

Le gadolinium naturel est constitué de <sup>152</sup>Gd (0,20 %), <sup>154</sup>Gd (2,18%), <sup>155</sup>Gd (14,80 %), <sup>156</sup>Gd (20,47 %), <sup>157</sup>Gd (15,65 %), <sup>158</sup>Gd (24,84 %) et <sup>160</sup>Gd (21,86 %). Seuls les isotopes <sup>155</sup>Gd et <sup>157</sup>Gd sont de forts absorbants neutroniques dans le domaine thermique (cf. figure 7). Ces isotopes disparaissent à mesure qu'ils absorbent des neutrons et sont transmutés en <sup>156</sup>Gd et <sup>158</sup>Gd.

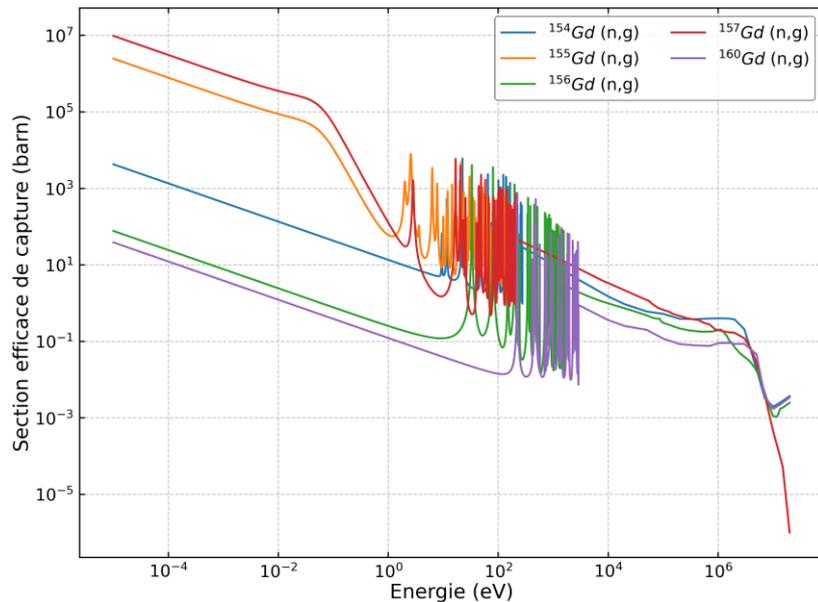


Figure 7 – Sections efficaces de capture des isotopes du gadolinium. Données JEFF 3.1.1 [5].

L'évolution de la réactivité dans un assemblage contenant des poisons consommables gadoliniés n'est pas linéaire et peut présenter un maximum au cours de l'irradiation appelé « pic gadolinium ». La figure 8 [26] montre que l'augmentation du nombre de crayons Gd dans l'assemblage tend à faire diminuer la réactivité initiale mais retarde peu l'apparition du régime d'épuisement linéaire propre à un assemblage sans poisons. Ce comportement s'explique par un positionnement dispersé des crayons Gd dans l'assemblage. Au premier ordre, on peut considérer que chaque crayon s'épuise indépendamment des autres et il n'y a pas d'effet de protection mutuelle. De plus, l'introduction de poisons consommables conduit à une pénalité sur la longueur de cycle due au manque de l'isotope  $^{235}\text{U}$  ainsi qu'à l'épuisement incomplet du poison. Dans la figure 8, on observe que le changement de teneur Gd à nombre de crayons constant retarde fortement l'apparition du régime linéaire. Le gadolinium est préservé plus longtemps car l'effet d'autoprotection du Gd au sein de la pastille combustible est renforcé.

L'antiréactivité en début de cycle apportée par les poisons consommables permet d'enrichir le combustible à des valeurs plus importantes, ce qui permet d'atteindre des longueurs de cycle plus élevées. Néanmoins, à enrichissement constant, remplacer des crayons combustibles  $\text{UO}_2$  par des crayons  $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$  entraîne une pénalité sur la longueur de cycle. Également, il est important de remarquer que la présence de poisons neutroniques dans l'assemblage perturbe la distribution de puissance radiale de l'assemblage. Le positionnement des crayons Gd dans l'assemblage doit être effectué en veillant à ne pas trop dégrader la distribution de puissance intra-assemblage. La gestion GEMMES, mise en place par EDF sur les cœurs de 1300 MWe, retient 24 assemblages gadoliniés contenant chacun 12 crayons Gd avec une teneur de 8 % en masse sur un support à uranium naturel. Le plan de chargement (cf. figure 9), avec des assemblages Gd de 1<sup>er</sup> cycle au centre et des assemblages  $\text{UO}_2$  de 1<sup>er</sup> cycle à l'extérieur, est obtenu en cherchant à homogénéiser la distribution radiale de puissance. Les assemblages Gd de 3<sup>ème</sup> cycle sont placés le long des diagonales afin de diminuer la fluence vue par la cuve.

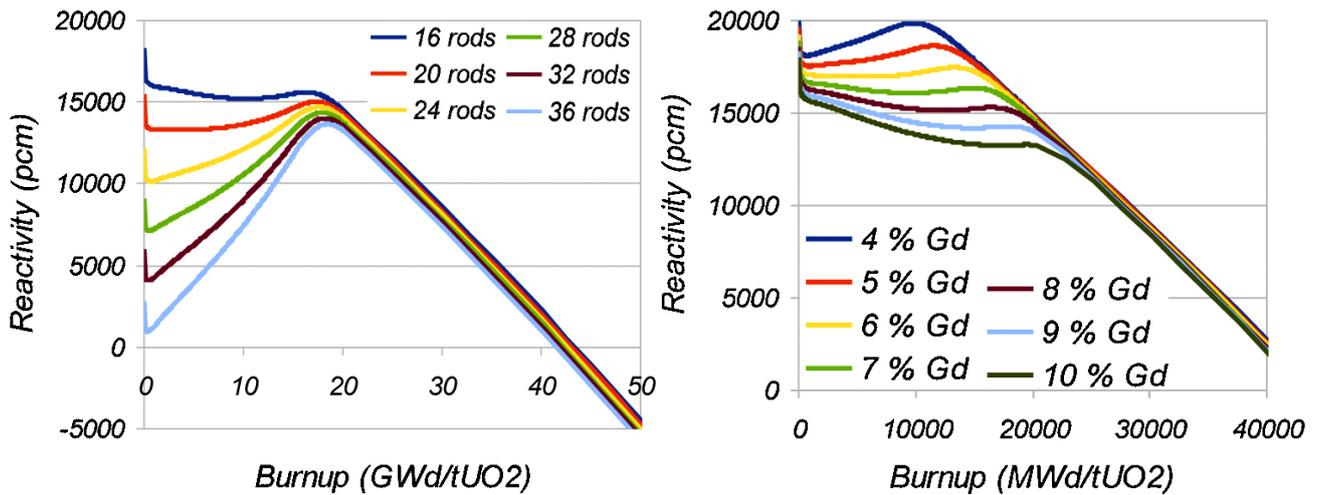


Figure 8 – Evolution de la réactivité d'un assemblage sans bore soluble enrichi à 4,95 % et contenant des poisons consommables [26]. A gauche, la sensibilité au nombre de crayons Gd pour une teneur Gd de 8 %. A droite, la sensibilité à la teneur Gd pour 16 crayons Gd. Calculs effectués avec le code DRAGON.

	H	G	F	E	D	C	B	A
8	UO <sub>2</sub> 2	GADO 2	GADO 2	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 2	GADO 3	GADO 2	UO <sub>2</sub> 1
9	GADO 2	UO <sub>2</sub> 2	GADO 3	GADO 1	GADO 3	GADO 1	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 1
10	GADO 2	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 2	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 2	UO <sub>2</sub> 3	GADO 2	UO <sub>2</sub> 1
11	UO <sub>2</sub> 3	GADO 1	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 2	GADO 2	UO <sub>2</sub> 2	GADO 1	UO <sub>2</sub> 1
12	UO <sub>2</sub> 2	GADO 3	UO <sub>2</sub> 2	GADO 2	UO <sub>2</sub> 2	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 1	
13	GADO 3	GADO 1	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 2	UO <sub>2</sub> 3	UO <sub>2</sub> 1	GADO 3	
14	GADO 2	UO <sub>2</sub> 3	GADO 2	GADO 1	UO <sub>2</sub> 1	GADO 3		
15	UO <sub>2</sub> 1	UO <sub>2</sub> 1	UO <sub>2</sub> 1	UO <sub>2</sub> 1				

Figure 9 – Plan de chargement d'un REP 1300 MWe en gestion GEMMES 1/3 4%. Parmi les 64 assemblages de 1<sup>er</sup> cycle, 24 assemblages contiennent des poisons consommables [21].

### III.2.2 Définition d'un SMR

Le terme de Small Modular Reactor (SMR) est généralement associé à un réacteur dont la puissance électrique est comprise entre 10 et 300 MWe [27]. La conception modulaire standardisée ainsi que la fabrication des composants et des systèmes en usine sont mis en avant comme des arguments de réduction de coûts et de temps de livraisons. Les modules sont prévus pour être transportés et assemblés sur le site d'exploitation puis reliés aux réseaux énergétiques.

Cette définition très générique regroupe presque tous les concepts de réacteurs connus :

- réacteur à eau sur terre. Cette catégorie comprend les réacteurs modérés à l'eau légère (REL) et modérés à l'eau lourde (de type CANDU). Il n'y a pas de spécificités sur la conception du circuit primaire (pressurisé à boucle, piscine, intégré).
- réacteur à eau en mer (flottant ou immergé).
- réacteur à haute température refroidi au gaz.
- réacteur à neutrons rapides refroidi par du métal liquide (sodium, plomb, plomb-bismuth) ou par gaz (hélium).
- réacteur à sels fondus.

Pour les réacteurs de très faible puissance électrique (inférieure à 10 MWe), on parle généralement de Micro Modular Reactor (MMR) indifféremment du concept retenu. Les réacteurs SMR peuvent être imaginés comme des unités de production seules ou faisant partie d'une ferme de production comportant plusieurs unités. D'autres sont conçus pour être facilement transportables d'un site à un autre. La production d'énergie peut être envisagée sous forme électrique, thermique, hydrogène ou comme une cogénération de plusieurs vecteurs. Bien que ces réacteurs s'appuient sur des concepts de cœur déjà connus, les usages et les usagers potentiels de SMR sont différents de ceux des réacteurs classiques de forte puissance. En effet, parmi les marchés de niches non compatibles avec des réacteurs de forte puissance, on identifie :

- le remplacement d'unités vieillissantes de production électrique à combustible fossile;
- le besoin de chaleur ou d'hydrogène pour des applications industrielles ;
- l'alimentation d'une zone ou d'une région isolée, non connectée à un réseau électrique capable de supporter une unité de production de forte puissance ;
- l'accès à l'énergie nucléaire à moindre coût d'investissement pour des pays n'ayant pas de compétences industrielles dans la filière nucléaire.

Il existe un certain nombre d'enjeux et d'attentes concernant les SMR qui sont souvent mis en avant comme des démarches de conception innovantes. La conception de SMR vise une approche simplifiée du design en ayant recours à des mécanismes passifs et à une intégration des systèmes dans l'enceinte de confinement. Par exemple, l'élimination des moyens de refroidissement actifs peut éviter la présence de systèmes auxiliaires redondants. L'approche modulaire et standardisée est présentée comme un facteur de simplification de la conduite et de la maintenance du réacteur. En revanche, du point de vue de la conception neutronique du cœur, il est difficile de mettre en évidence des critères de conception unilatéralement simplificateurs.

L'amélioration de la flexibilité de production des réacteurs nucléaires est vue comme un enjeu de premier ordre à travers le déploiement des SMR. Il s'agit à la fois de diversifier les vecteurs énergétiques en sortie du réacteur et de l'asservir aux variations de la demande (suivi de charge renforcé).

Du point de vue économique, les SMR sont présentés comme permettant d'améliorer l'accessibilité de l'énergie nucléaire, en réduisant les coûts de fabrication et de construction. La fabrication standardisée en usine est souvent mise en avant comme une clé de la baisse des coûts, en permettant de générer un effet de série suffisant pour contrebalancer le facteur d'échelle désavantageux. De plus, des délais de construction raccourcis permettent de justifier un retour sur investissement plus rapide. Cependant, la construction en série de réacteurs passe d'abord par la construction d'une usine dédiée capable d'assurer la production des modules. Le coût de construction de cette usine doit être intégré en amont de la construction des réacteurs.

Les sujets majeurs liés à ces démarches de conception innovantes sont le développement et la fiabilisation des nouvelles technologies assurant des fonctions de sûreté ainsi que l'obtention des autorisations d'exploitation par les agences de sûreté de chaque pays. En effet, la démonstration de sûreté d'un réacteur passif présentant

une construction modulaire peut représenter un challenge qui doit être pris au sérieux. La proximité des designs de SMR-REP avec les réacteurs déjà en exploitation peut être un argument facilitant pour la validation des dossiers de sûreté de ce type de réacteurs.

En 2021, l'Agence de l'Energie Nucléaire (NEA) dénombrait 72 concepts de SMR dont la moitié sont des réacteurs à eau légère. L'autre moitié regroupe des concepts de réacteurs de quatrième génération. Il y a, au 1<sup>er</sup> juin 2022, trois réacteurs SMR en fonctionnement dans le monde :

- deux réacteurs KLT-40S de 35 MWe embarqués sur la barge Akademik Lomonosov. Il s'agit de REP de propulsion navale utilisés pour alimenter la ville isolée de Pevek en Sibérie. Ces réacteurs sont entrés en exploitation commerciale le 22 mai 2020 pour remplacer un réacteur à eau bouillante (REB) et une centrale à charbon vieillissants.
- un réacteur à haute température refroidi au gaz (HTR-PM) utilisant comme combustible des boulets contenant des particules TRISO réparties dans une matrice de graphite. La centrale de Shidaowan-1 est constituée de deux réacteurs jumeaux de 250 MWth connectés à une unique turbine de 210 MWe. Les deux modules ont divergé à la fin de l'année 2021 et le premier réacteur a été connecté au réseau de la ville de Weihai (Chine) le 14 décembre 2021 [28]. Le second réacteur devrait être connecté à son tour pour que la centrale soit pleinement opérationnelle au cours de l'année 2022.

On dénombre actuellement deux réacteurs SMR en construction : CAREM, un REP argentin intégré à circulation naturelle de 30 MWe et ACPR50S, un REP chinois à boucles de 50 MWe. Le tableau 6 récapitule quelques projets de SMR REP à travers le monde avec des précisions sur la circulation du fluide primaire ainsi que sur l'utilisation du bore soluble pour le contrôle de la réactivité.

*Tableau 6 – Récapitulatif des principaux projets internationaux de SMR REP triés par puissance [27]. Les concepts utilisant du bore soluble pour le contrôle de la réactivité sont colorés en vert, et ceux n'en utilisant pas sont colorés en rouge*

Nom	CAREM	KLT-40S	NuScale	SMART	ACP100	SMR-160	Nuward
Pays	Argentine	Russie	Etats-Unis	Corée du Sud	Chine	Etats-Unis	France
Puissance thermique (MWth)	100	150	160	330	385	525	540
Puissance électrique (MWe)	30	35	50	100	125	160	170
Circulation primaire	naturelle	forcée	naturelle	forcée	forcée	naturelle	forcée
Longueur de cycle (mois)	14	30-36	24	36	24	24	24
Grappes de contrôle	oui	oui	oui	oui	oui	oui	oui
Bore soluble	non	non	oui	oui	oui	oui	non
Poisons consommables	oui	oui	oui	oui	oui	oui	oui

### III.3 Présentation du benchmark d'étude

Le travail de la présente thèse consiste à développer et améliorer le schéma de calcul neutronique appliqué à des SMR-REP fonctionnant sans bore soluble. Dans cette section, on décrit le « benchmark d'étude » qui correspond aux cas supports des modélisations effectuées dans la suite. Les cas d'études retenus dans le cadre de ces travaux constituent un benchmark de REP sans bore soluble défini sur trois niveaux : assemblage, cluster et cœur. Cette partie présente successivement chaque niveau en détaillant les géométries physiques. Les aspects numériques et la modélisation seront précisés dans les chapitres suivants.

#### III.3.1 Niveau assemblage 2D

##### III.3.1.1 Combustible

Les caractéristiques géométriques du combustible sont inspirées du benchmark VERA [29] et sont résumées dans le tableau 7. Le combustible utilisé est un oxyde d'uranium enrichi à 4,5 % en masse en  $^{235}\text{U}$ . Trois assemblages sont définis (cf. figure 10 pour une représentation d'un huitième de l'assemblage) :

- G0 : un assemblage ne contenant pas de poisons consommables ;
- G28 : un assemblage contenant 28 crayons combustibles incorporant du gadolinium ;
- G32 : un assemblage contenant 32 crayons combustibles incorporant du gadolinium.

Tableau 7 – Données géométriques, composition et point de fonctionnement.

Géométrie		Matériaux	
<b>Données crayon combustible</b>		<b>Crayon <math>\text{UO}_2</math></b>	
rayon pastille combustible (cm)	0.410	enrichissement (%m)	4.5
rayon interne gaine (cm)	0.418	<b>Crayon <math>\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3</math></b>	
rayon externe gaine (cm)	0.475	enrichissement (%m)	2.5
<b>Données assemblage</b>		teneur $\text{Gd}_2\text{O}_3$ (%m)	8.0
pas réseau (cm)	1.26	<b>Gaine</b>	Zircaloy-4
demi lame d'eau (cm)	0.04	<b>Tube guide</b>	SS304
réseau	17x17	<b>Crayons absorbants</b>	AIC et acier
<b>Données tube guide</b>		<b>Point de fonctionnement nominal</b>	
rayon interne tube guide (cm)	0.561	puissance massique (W/g)	35
rayon externe tube guide (cm)	0.602	pression primaire (bars)	155
<b>Données crayon absorbant</b>		température modérateur (K)	574
rayon crayon absorbant (cm)	0.386	température combustible (K)	874
rayon externe gaine (cm)	0.484		

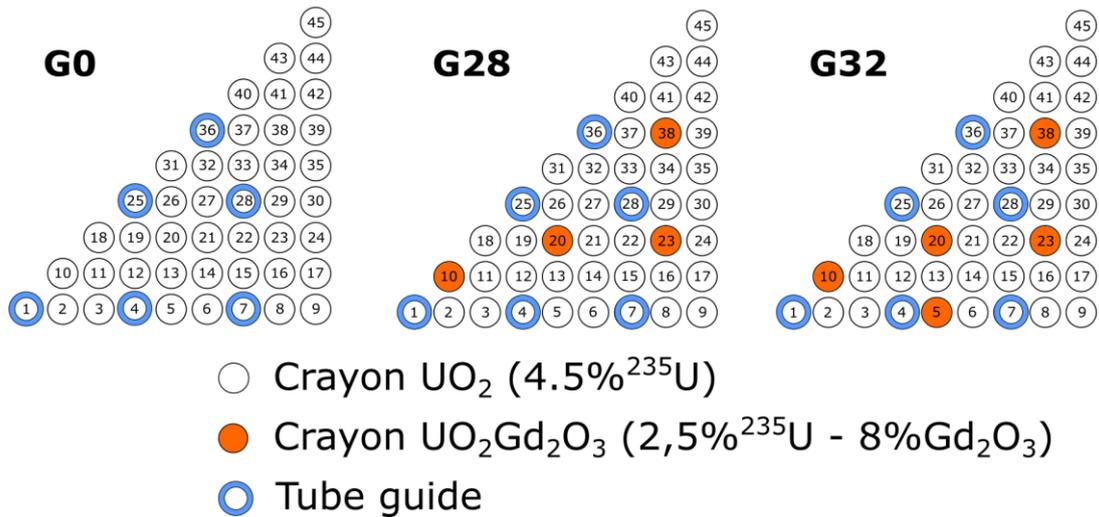


Figure 10 – Définition des trois assemblages du benchmark

### III.3.1.2 Grappes de contrôle

Concernant les grappes de contrôle, on distingue les grappes grises, composées de 12 crayons AIC et 12 crayons acier, et les grappes noires, composées de 24 crayons AIC (cf. figure 11).

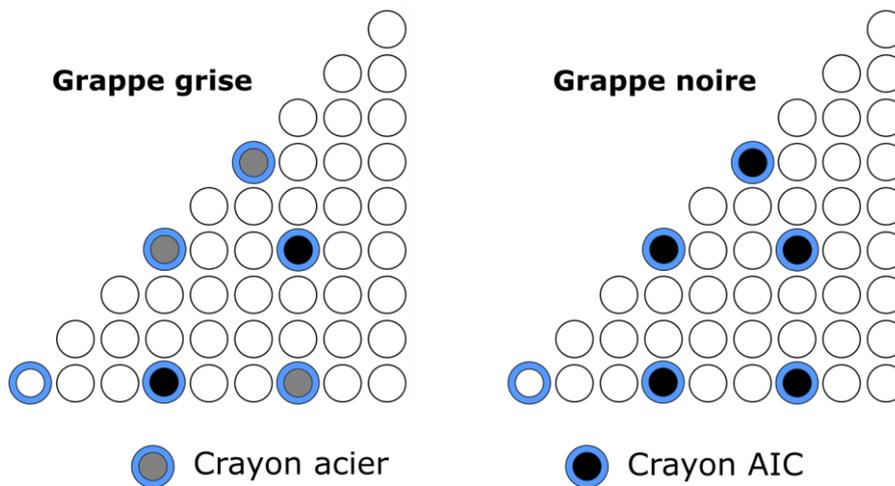


Figure 11 – Définition des grappes grise et noire.

La nomenclature utilisée pour la position et le type de grappe est la suivante :

- TGE : Toutes Grappes Extraites
- TGI : Toutes Grappes Insérées
- TGI-G : TGI à grappes Grises
- TGI-N : TGI à grappes Noires

Dans la suite de ce document, on étudie des séquences d'insertion et d'extraction des grappes de contrôle :

- séquence « marche » où les grappes changent une seule fois de position lors de l'évolution. Ces séquences sont identifiées par « M-XX-YY », avec XX l'identifiant du mouvement de la grappe. (IN : insertion de la grappe, EX : extraction de la grappe) et YY le burnup de mouvement en GWj/t. Par exemple, M-IN-15 correspond à une marche d'insertion de la grappe à 15 GWj/t. On sous-entend que la grappe est extraite avant 15 GWj/t et est insérée après 15 GWj/t.

- séquence « créneau » où les grappes changent deux fois de position lors de l'évolution. Ces séquences sont identifiées par « C-XX-YY-ZZ », avec XX l'identifiant du mouvement de la grappe. (IN : insertion de la grappe, EX : extraction de la grappe), YY et ZZ les burnup de mouvement en GWj/t. Par exemple, C-IN-15-20 correspond à un créneau d'insertion entre 15 et 20 GWj/t. On sous-entend que la grappe est extraite avant 15 GWj/t et après 20 GWj/t.
- séquences « périodiques » où les grappes s'insèrent et s'extraitent selon un motif constant. Ces séquences sont identifiées par « P-XX-YY », avec XX l'identifiant de la position de la grappe au début de la séquence (IN : grappe insérée, EX : grappe extraite), YY la durée d'insertion en GWj/t. Par exemple, P-IN-5 correspond à une séquence où la grappe est insérée de 0 à 5 GWj/t, puis extraite de 5 à 10 GWj/t, puis extraite à nouveau de 10 à 15 GWj/t, etc.

Tableau 8 – Exemples de séquences d'évolution (0=TGE et 1=TGI).

Séquences	Pas d'évolution (GWj/t)							
	0 à 5	5 à 10	10 à 15	15 à 20	20 à 25	25 à 30	30 à 35	35 à 40
M-IN-10	0	0	1	1	1	1	1	1
M-EX-10	1	1	0	0	0	0	0	0
C-IN-10-15	0	0	1	0	0	0	0	0
P-IN-5	1	0	1	0	1	0	1	0
P-EX-5	0	1	0	1	0	1	0	1

### III.3.2 Niveau cluster 2D

#### III.3.2.1 Motif géométrique

Le second niveau est un réseau infini contenant 2 assemblages différents disposés en damier. Ce réseau peut être modélisé de deux façons :

- un cluster de 2x2 assemblages complet avec des conditions de translation sur les bords du domaine ;
- un motif triangulaire composé de deux huitièmes d'assemblage et d'un quart d'assemblage avec des conditions de réflexion sur les bords du domaine.

Dans ce motif, des grappes grises sont utilisées. Elles sont insérées simultanément dans tous les assemblages du même type. On distingue deux clusters différents selon les assemblages présents :

- G28-G0, un cluster contenant deux assemblages G0 et deux assemblages G28 ;
- G28-G32, un cluster contenant deux assemblages G28 et deux assemblages G32.

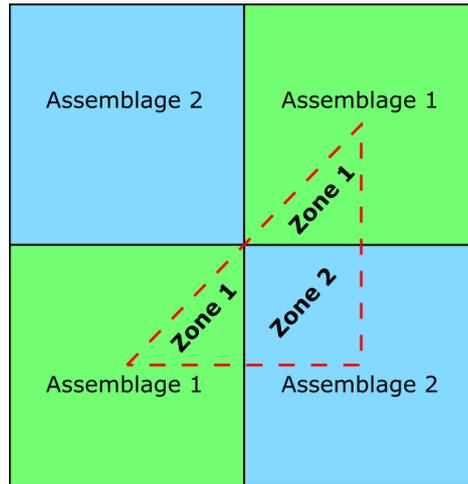


Figure 12 – Motif élémentaire triangulaire représentatif d'un damier régulier de deux assemblages.

### III.3.2.2 Séquences de grappes

Les séquences utilisées pour l'étude des clusters sont définies dans le tableau 9.

Tableau 9 – Définitions des séquences d'insertions de grappes pour l'étude de cluster.

N° séquence	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Assemblage 1	TGE	TGE	TGI	TGI	TGE	TGE	TGE	M-IN-10	P-IN-5
Assemblage 2	TGE	TGI	TGE	TGI	M-IN-10	M-EX-10	C-IN-10-15	M-EX-10	P-EX-5

### III.3.3 Niveau cœur

Le cœur de SMR défini dans le cadre de ces travaux est défini par la figure 13. Il s'agit d'un cœur *single-batch* composé de 52 assemblages avec une symétrie moitié par rotation et d'une puissance thermique de 450 MW (densité de puissance moyenne de 35,0 W/g). Les groupes de grappes sont insérés avec un recouvrement à la moitié du cœur, ce qui signifie que le groupe « n+1 » s'insère lorsque le groupe « n » atteint le plan médian du cœur. Le réflecteur radial utilisé est un réflecteur lourd en acier. La température du modérateur est considérée homogène à 574 K et la température du combustible à 874 K.

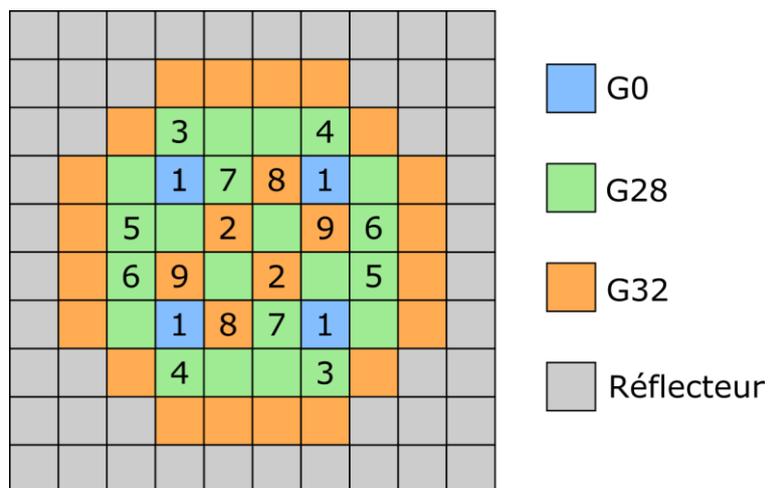


Figure 13 – Schéma du cœur SMR de benchmark avec les types d'assemblages et les numéros de groupes de grappes.

Ce design n'a pas la prétention de présenter des caractéristiques de conception particulièrement intéressantes. Il s'agit simplement de définir un cas d'application concret, à l'échelle d'un cœur complet en 3D pour l'étude des effets d'historiques d'insertion de grappes.

### **III.4 Conclusion partielle**

Ce chapitre a permis de présenter le fonctionnement et les différents composants d'un REP. Dans les réacteurs de forte puissance, le contrôle de la réactivité repose en grande partie sur l'utilisation de bore soluble dans le circuit primaire. Parmi les projets de SMR émergents depuis une dizaine d'années, on note la présence de réacteurs sans bore soluble dont le contrôle de la réactivité repose principalement sur l'utilisation des grappes de contrôle ainsi que sur le recours systématique à des poisons à poste fixe. Les motivations du retrait du bore soluble reposent sur des arguments de sûreté, environnementaux et économiques.

Le benchmark proposé pour étudier les effets de la présence prolongée des grappes dans le cœur au cours de son fonctionnement (historique d'insertion) décrit trois échelles d'un SMR REP sans bore soluble : assemblage, cluster et cœur complet. Chacune de ces échelles fera l'objet d'une modélisation neutronique en appliquant les méthodes décrites dans le chapitre suivant.



## Chapitre IV

# Modélisation déterministe d'un SMR REP sans bore soluble

---

*En introduction de ce chapitre, les deux grandes familles de simulation neutronique sont présentées. Ce chapitre a pour but de décrire le fonctionnement d'un schéma de calcul déterministe en deux étapes : l'étape de préparation des sections efficaces multiparamétrées en réseau infini et le calcul de cœur complet. L'étape d'équivalence réseau-cœur intermédiaire est aussi présentée.*

*En section IV.3, nous mettons en évidence la problématique de modélisation des effets d'historique de spectre avec des schémas déterministes en deux étapes. Dans la section suivante IV.4, nous proposons une première quantification, sur un assemblage en réseau infini, des effets résultant d'une évolution partiellement ou complètement grappée. Une méthode de décomposition des écarts entre une évolution TGI et TGE est proposée.*

---

## IV.1 Introduction aux méthodes déterministe et stochastique

Il existe deux grandes catégories de méthodes pour la modélisation neutronique d'un cœur : les méthodes stochastiques et les méthodes déterministes.

Les méthodes stochastiques sont basées sur le caractère aléatoire des réactions neutrons-noyaux. La génération d'un très grand nombre de particules permet d'accumuler des statistiques de réactions dans les différentes zones pour ensuite reconstruire les grandeurs physiques macroscopiques sur le cœur entier. Il est très courant de rencontrer l'appellation Monte Carlo pour désigner ces méthodes, en référence à la génération de nombres aléatoires similaire à un lancer de dés. La précision et l'incertitude associées aux résultats obtenus dépendent directement du nombre d'histoires générées et donc du temps de calcul. Un grand avantage de ces méthodes est l'absence d'approximations nécessaires à la résolution numérique de l'équation du transport (utilisation de sections efficaces ponctuelles, absence de biais liés à la discrétisation spatiale et angulaire du flux neutronique). Ces méthodes permettent de modéliser un système neutronique avec une grande précision mais au prix d'un coût de calcul très élevé.

Les méthodes déterministes effectuent une résolution numérique de l'équation du transport ou de sa version simplifiée, l'équation de la diffusion. La résolution directe de l'équation du transport sur le cœur complet est trop coûteuse et il faut donc utiliser des hypothèses qui permettent d'aboutir à des modèles simplifiés, mais qui introduisent des biais de modélisation. Il existe une grande diversité de méthodes numériques pour calculer le flux neutronique en fonction du problème à étudier et des capacités de calcul. Les solveurs numériques sont accompagnés d'une variété d'options qui permettent d'ajuster le compromis entre la précision attendue du résultat et le coût de calcul. L'enchaînement de différentes étapes de résolution numérique permet de mettre au point des schémas de calcul qui répondent à différentes exigences. Lors des études de conception d'un cœur, il est important de pouvoir effectuer des calculs rapides et peu coûteux afin de tester plusieurs dimensionnements en compétition. Un schéma de calcul dit "industriel", ou "de conception", privilégie des temps de calcul acceptables tout en limitant les biais de modélisation introduits sur les grandeurs d'importance. Les coûts de calcul abordables des méthodes déterministes permettent de modéliser des cycles complets de rechargement pour des réacteurs de grande taille avec la prise en compte des contre-réactions liées aux effets thermohydrauliques (température modérateur et combustible).

## IV.2 Modélisations déterministes et schémas de calcul

Cette section introduit le fonctionnement d'un schéma de calcul en deux étapes à travers l'exemple de la plateforme déterministe APOLLO3®.

Le principal outil de calcul scientifique (OCS) utilisé dans ces travaux de thèse est la plateforme déterministe multi-filière APOLLO3® [30]. Il s'agit d'un OCS en physique des réacteurs développé au sein d'un projet réunissant le CEA, EDF et Framatome. Le développement est assuré par les équipes du Service d'Etudes des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA) au sein de l'Institut des Sciences Appliquées et de la Simulation pour les énergies bas carbone (ISAS) du CEA. Le code source d'APOLLO3® est écrit en C++ et FORTRAN 90 et interfacé via une surcouche python et via un langage UDF mots-clés/valeurs. Les deux principales filières pouvant être étudiées sont les REP et les RNR-Na. Le développement d'APOLLO3® compte plusieurs objectifs :

- intégrer et étendre les fonctionnalités des codes d'ancienne génération APOLLO2 [31], CRONOS2 [32] et ERANOS [33] pour la réalisation de calculs en réseau infini et de calculs de cœur ;
- proposer des méthodes de résolution numérique de l'équation du transport via différents solveurs (IDT [34], TDT [11], MINOS [12] ; MINARET [35], PASTIS [30]) ;

- proposer des méthodes numériques pour le traitement de l'autoprotection des noyaux résonnants (Livolant-Jeanpierre ou *fine structure*, ECCO) ;
- mettre en place un couplage avec le solveur d'évolution MENDEL [14] pour la résolution de l'équation de Bateman;
- bénéficier des performances de calculs massivement parallélisés via OpenMP et MPI

Ces travaux sont réalisés avec la version 2.0.1 révision 14481 datée du 26 mai 2020 et compilée pour un système d'exploitation debian 9.

#### IV.2.1 Présentation générale d'un schéma de calcul de conception en deux étapes

Cette section présente un schéma de calcul déterministe de conception en deux étapes réseau-cœur (cf. figure 14). Le détail associé à chaque étape est présenté dans les sections suivantes. À l'entrée du schéma figurent les bibliothèques de sections efficaces à 281 groupes d'énergie issues d'un prétraitement à partir des sections efficaces ponctuelles de la bibliothèque internationale JEFF 3.1.1 avec le code NJOY [36]. La première étape de ce schéma est le calcul d'un assemblage 2D en réseau infini, modélisé par des conditions de réflexion spéculaire aux bords du domaine de calcul. L'objectif est d'obtenir les bibliothèques multiparamétrées de sections efficaces macroscopiques à deux groupes d'énergie d'un assemblage irradié jusqu'à 70 GWj/t. Les sections efficaces sont tabulées en fonction des paramètres physiques principaux de l'assemblage : température combustible, densité modérateur et insertion de grappe. Le calcul réseau s'appuie sur la résolution numérique successive de plusieurs équations :

- l'équation du transport de neutrons en régime stationnaire, qui permet de calculer le flux et les sections efficaces dans chaque milieu et pour chaque groupe, à un burnup donné. La résolution de cette équation fait appel à deux méthodes numériques successives. La méthode des probabilités de première collision ( $P_{ij}$ ) mise en place sur un maillage simplifié (pas de discrétisation angulaire des milieux) permet d'autoprotéger les sections efficaces des isotopes résonnants. Ensuite, la méthode des caractéristiques (en anglais *Method of Characteristics*, MOC) est utilisée pour calculer le flux en transport dans chaque maille sur une géométrie raffinée.
- les équations de Bateman, décrivant les chaînes d'évolution de chaque isotope, permettent d'obtenir le bilan matière du combustible irradié à chaque pas de burnup. La résolution des équations de Bateman repose sur l'utilisation du flux neutronique calculé via la résolution de l'équation du transport neutronique. Le schéma numérique utilisé pour la résolution est de type Runge-Kutta d'ordre 4 [37].

Les sections efficaces obtenues dans la partie réseau sont ensuite condensées à deux groupes d'énergie et homogénéisées à l'échelle de l'assemblage ou de la cellule (crayon combustible et son environnement modérateur). Ces sections doivent être corrigées par un processus d'équivalence transport-diffusion pour prendre en compte l'erreur introduite par le changement d'opérateur, par l'homogénéisation spatiale et par la condensation [3]. Le processus d'équivalence est itératif et mène à l'égalité entre les taux de réactions en diffusion et en transport mais nécessite d'introduire une équation de normalisation pour obtenir une solution unique. Plusieurs techniques de normalisation existent pour effectuer la normalisation des coefficients d'équivalence (flux-volume, Selengut, conservation des courants partiels surfaciques [38]).

La seconde étape du schéma est le calcul du cœur complet en 3D à partir des sections efficaces calculées en réseau infini et corrigées par l'étape d'équivalence réseau-cœur. Les assemblages peuvent être discrétisés radialement avec quatre mailles ou plus finement avec une maille par cellule. Dans la partie active du cœur, les mailles axiales peuvent avoir une hauteur comprise entre quelques centimètres et plusieurs dizaines de centimètres. L'équation de la diffusion est résolue dans le solveur MINOS par la méthode des éléments finis, ce

qui permet d'obtenir le flux dans chaque maille [39]. Le calcul de cœur est contraint par la condition de criticité qui impose la réactivité nulle sur l'ensemble du cœur (au critère de convergence près). La configuration critique du cœur est obtenue en effectuant des itérations sur les cotes d'insertion des groupes de pilotage. Pour chaque configuration de grappes, on effectue des itérations entre le calcul de flux neutronique et le calcul de thermohydraulique-thermique jusqu'à convergence. En effet, les contre-réactions thermiques du modérateur et du combustible apportent de l'antiréactivité avec l'augmentation de la température. Une fois la criticité atteinte pour le premier pas de temps, on calcule le burnup suivant dans chaque maille à partir du pas de burnup fixé et de la puissance dans chaque maille de calcul. On interpole ensuite les sections efficaces selon les valeurs du burnup, de la température combustible et de la densité modérateur dans chaque maille. Ce processus est répété jusqu'à épuisement complet du cœur, c'est à dire lorsque la réactivité passe en dessous du critère de fin de vie (généralement quelques centaines de pcm).

#### **IV.2.1 1<sup>ère</sup> étape : calcul de transport 2D en réseau infini**

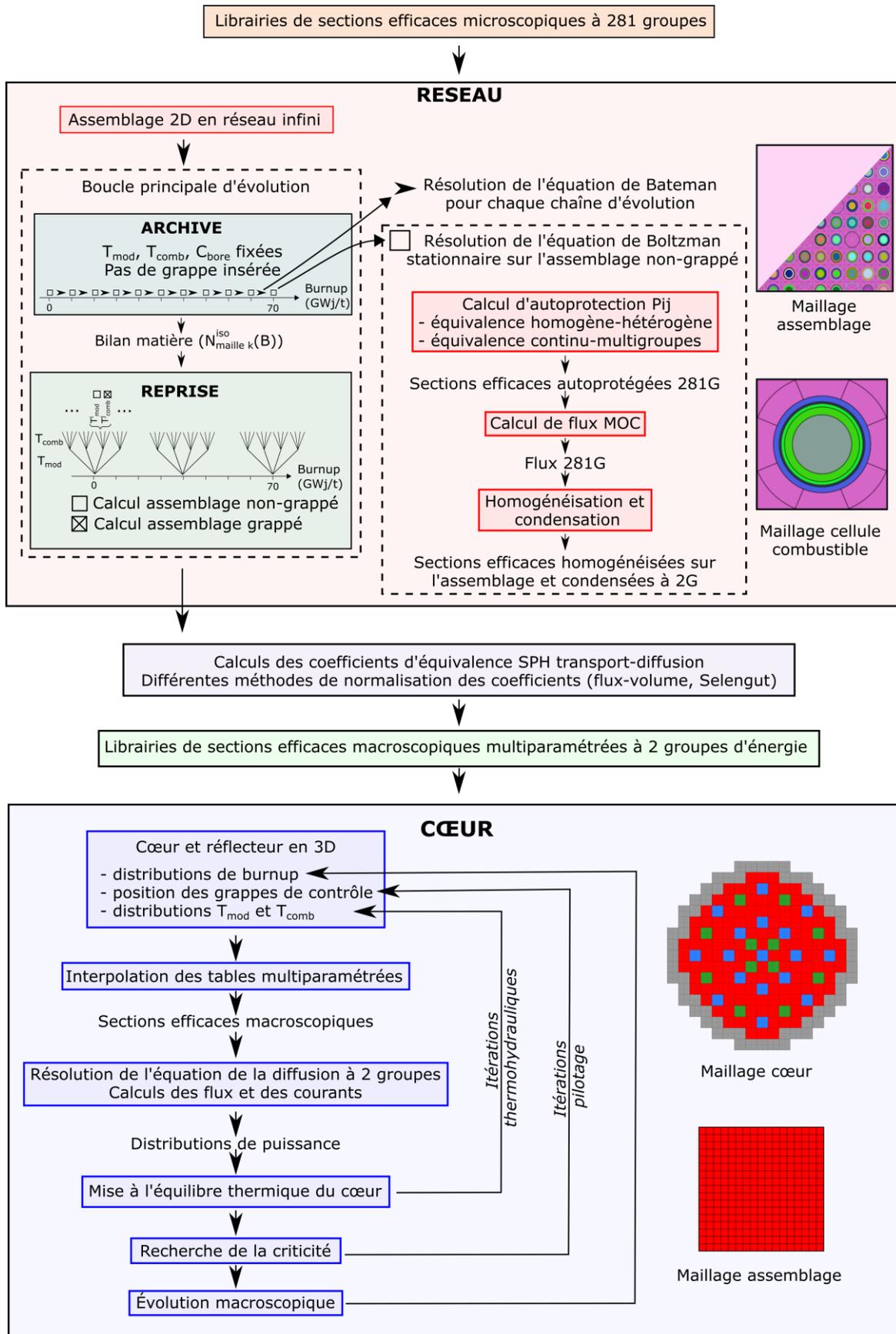
Cette section présente les différentes étapes d'un calcul réseau, en commençant par la description d'un calcul statique, puis en expliquant la méthode de création de bibliothèques de sections efficaces évoluées multiparamétrées.

Un calcul statique consiste en la résolution numérique de l'équation du transport, avec des hypothèses simplificatrices, sur un assemblage en réseau infini. Cette section présente l'étape nécessaire d'autoprotection des sections efficaces grâce à la méthode Livolant-Jeanpierre nécessitant le calcul de probabilités de première collision. Les sections efficaces obtenues dites « autoprotégées » sont utilisées pour calculer le flux sur l'ensemble du domaine avec la méthode MOC.

##### ***IV.2.1.1 Calcul d'autoprotection***

Cette section n'a pas vocation à être exhaustive sur les calculs d'autoprotection. Pour des explications plus détaillées se référer à [6] [40].

L'étude des sections efficaces microscopiques des noyaux lourds révèle la présence de résonances pour des énergies de neutron incident quantifiées. Il s'agit de courts intervalles en énergie sur lesquels la section microscopique de réaction varie de plusieurs ordres de grandeur (cf. figure 15). Sur cet intervalle, le flux neutronique est fortement déprécié, ce qui conduit à limiter l'augmentation du taux de réaction dans la résonance : il s'agit du phénomène d'autoprotection (cf. figure 16). L'autoprotection est intrinsèquement liée au ralentissement des neutrons et sa modélisation est indispensable pour un calcul correct des taux de réactions et des sections efficaces multigroupes. Une description fine des résonances de  $^{238}\text{U}$  nécessiterait l'utilisation d'environ 100 000 groupes d'énergie [41]. La conception d'un modèle d'autoprotection, basé sur l'utilisation d'hypothèses simplificatrices, permet d'obtenir des sections efficaces autoprotégées équivalentes sur des maillages énergétiques plus grossiers (281 groupes par exemple).



Cœur et réflecteur en 3D

- distributions de burnup
- position des grappes de contrôle
- distributions  $T_{mod}$  et  $T_{comb}$

Interpolation des tables multiparamétrées

Sections efficaces macroscopiques

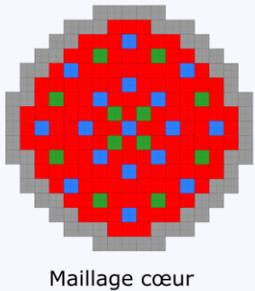
Résolution de l'équation de la diffusion à 2 groupes  
Calculs des flux et des courants

Distributions de puissance

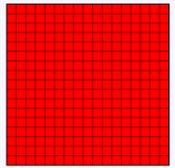
Mise à l'équilibre thermique du cœur

Recherche de la criticité

Évolution macroscopique



Maillage cœur



Maillage assemblage

Itérations thermohydrauliques

Itérations pilotage

Figure 14 – Schéma de calcul standard en deux étapes pour la modélisation d'un cœur.

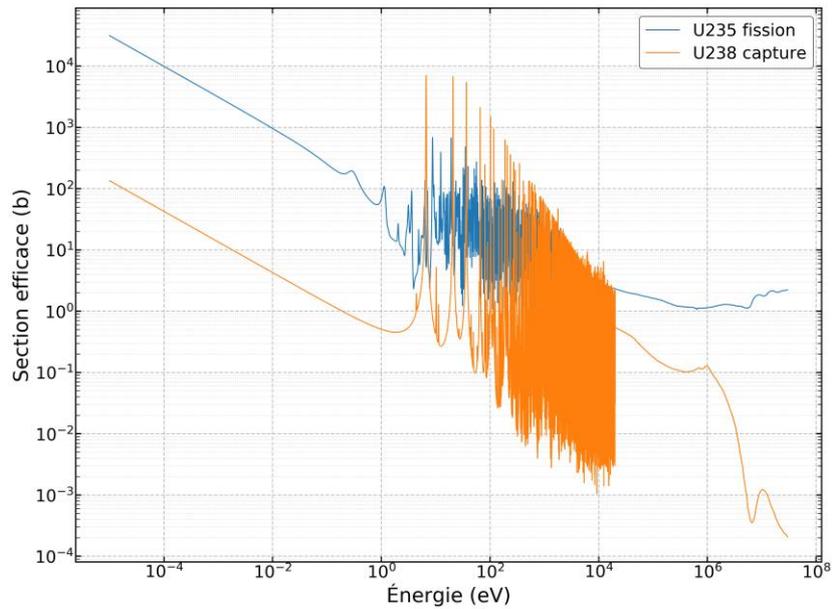


Figure 15 – Sections efficaces de fission de  $^{235}\text{U}$  et de capture de  $^{238}\text{U}$  (JEFF-3.1.1).

Dans cette section, le formalisme d'autoprotection de Livolant-Jeanpierre est présenté successivement en milieu homogène puis hétérogène. Ces explications permettent l'introduction du calcul complet des sections efficaces autoprotégées basé sur une double équivalence homogène / hétérogène puis multigroupes.

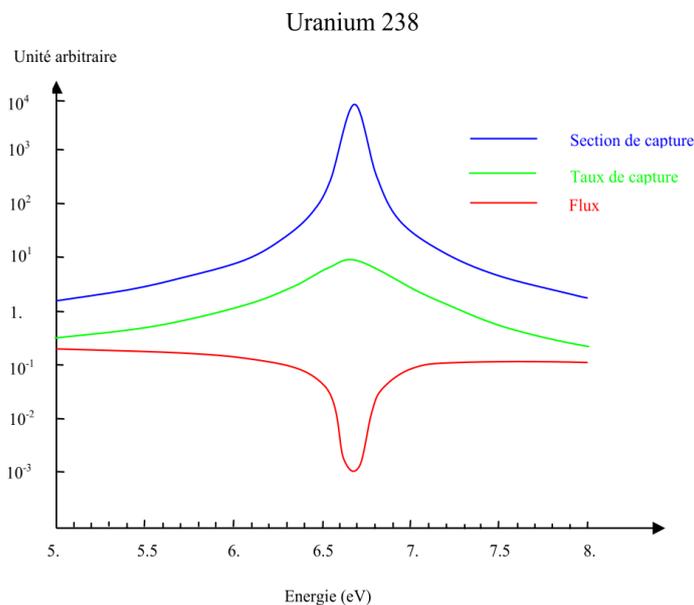


Figure 16 – Illustration du phénomène d'autoprotection sur une résonance de  $^{238}\text{U}$  [40].

### Milieu homogène

Dans un milieu homogène infini, l'équation du ralentissement élastique s'écrit en fonction de la léthargie  $u$ , comme un bilan entre les neutrons absorbés par les noyaux résonnants et modérateurs, et les neutrons provenant du ralentissement, par diffusion élastique sur ces mêmes noyaux (cf. équation (IV.1)). Dans le domaine du ralentissement, on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de source de neutrons provenant directement des fissions des noyaux lourds. Pour simplifier, considérons un seul isotope résonnant dilué dans le modérateur :

$$(\Sigma_0(u) + \Sigma_1(u))\Phi(u) = R_0\Phi(u) + R_1\Phi(u) \quad (IV.1)$$

avec :

- $\Sigma_0(u)$  la section efficace macroscopique totale du noyau résonnant;
- $\Sigma_1(u)$  la section efficace macroscopique totale du noyau modérateur;
- $R_0(u)$  l'opérateur de ralentissement élastique tel que  $R_0\Phi(u) = \int_{u-\epsilon_0}^u \Sigma_{s0}(u' \rightarrow u)\Phi(u')du'$  ;
- $R_1(u)$  l'opérateur de ralentissement élastique tel que  $R_1\Phi(u) = \int_{u-\epsilon_1}^u \Sigma_{s1}(u' \rightarrow u)\Phi(u')du'$  ;
- $\epsilon_0$  et  $\epsilon_1$ , respectivement les gains maximums de léthargie suite à une diffusion avec un noyau résonnant et un noyau modérateur.

À partir de l'équation (IV.1), il est possible d'introduire l'approximation de structure fine (cf. équation (IV.2)).  $\chi$  est le flux macroscopique défini par l'équation (IV.3). Il dépend uniquement du modérateur et traduit le rapport entre le taux de production par diffusion et la probabilité de disparition par diffusion. Dans le domaine du ralentissement, la section efficace de capture du modérateur est faible devant la section efficace de diffusion.

$$\Phi(u) = \phi(u) \cdot \chi(u) \quad (IV.2)$$

$$\chi(u) = \frac{R_1\Phi(u)}{\Sigma_{s1}(u)} \quad (IV.3)$$

On note  $\phi$  le facteur de structure fine adimensionnel, aussi appelé flux "microscopique", qui traduit les variations fines du flux en fonction de la léthargie, dues aux résonances. Sous ces approximations; l'équation (IV.1) peut être réécrite en effaçant la contribution du flux macroscopique liée au modérateur:

$$(\Sigma_0(u) + \Sigma_1(u))\phi(u) = R_0\phi(u) + \Sigma_{s1}(u) \quad (IV.4)$$

En divisant tous les termes de l'équation par  $N_0$ , on fait apparaître 4 grandeurs :

- la section efficace microscopique totale du noyau résonnant  $\sigma_0 = \frac{\Sigma_0(u)}{N_0}$  ;
- la section de dilution  $\sigma_b = \frac{\Sigma_1(u)}{N_0}$  ;
- l'opérateur de ralentissement  $r_0 = \frac{R_0(u)}{N_0}$  ;
- le pouvoir absorbant  $\gamma_b = \frac{\Sigma_{s1}}{\Sigma_1(u)} = \frac{\Sigma_{s1}}{\Sigma_{s1} + \Sigma_{a1}}$ . Il s'agit d'un facteur adimensionnel traduisant le nombre de diffusions par collision dans le modérateur. Un modérateur purement diffusant a un pouvoir absorbant de 1.

Ainsi, on obtient l'équation de structure fine :

$$(\sigma_0(u) + \sigma_b)\phi(u) = r_0\phi(u) + \gamma_b\sigma_b \quad (IV.5)$$

Pour un noyau résonnant donné, cette équation ne dépend que de la section de dilution. On résout cette équation de manière approchée en utilisant des modèles pour l'opérateur  $r_0$ . Quatre modèles existent selon le type de résonance à traiter:

- NR, "Narrow Resonance", pour une résonance étroite dans un groupe;
- ST, "STatistique", pour des résonances étroites statistiquement distribuées dans un groupe;

- WR, "Wide Resonance", pour une résonance large dans un groupe;
- TR, "Toute Résonance", pour une résonance de forme quelconque.

Ces modèles ont été développés dans APOLLO2 mais seuls les modèles ST et TR ont été conservés dans APOLLO3®.

### Milieu hétérogène

L'équation du ralentissement peut être écrite en version hétérogène (cf. équation (IV.6)) en utilisant le formalisme des probabilités de premières collisions dans le référentiel du laboratoire. Le choc élastique est traité de manière isotrope.

$$\Sigma(u)V\Phi(u) = P(u)V(R_0\Phi(u) + R_1\Phi(u)) \quad (IV.6)$$

En utilisant les hypothèses de structure fine et d'indépendance du flux macroscopique vis-à-vis de l'espace, il est possible d'écrire cette forme matricielle de l'équation du ralentissement [40].

$$\phi_0(u) = C(u)r_0\phi_0(u) + S(u) \quad (IV.7)$$

avec  $\phi_0$  le flux moyen de pondération. La matrice  $C_{\alpha,\beta}(u)$  et le vecteur  $S_\alpha(u)$  définis par :

$$C_{\alpha,\beta}(u) = \frac{\sum_{i \in \alpha} \sum_{j \in \beta} P_{ij}(u)V_j N_{0j}}{\sum_{i \in \alpha} \Sigma_i(u)V_i} \quad (IV.8)$$

$$S_\alpha(u) = \frac{\sum_{i \in \alpha} \sum_j P_{ij}(u)V_j \Sigma_{s1j}(u)}{\sum_{i \in \alpha} \Sigma_i(u)V_i} \quad (IV.9)$$

avec  $\alpha$  la région d'autoprotection pouvant correspondre à un milieu ou à un regroupement de milieux,  $i$  représentant chaque maille contenue dans cette région.

Comme en milieu homogène, il est nécessaire d'utiliser les mêmes modèles pour l'opérateur de ralentissement  $r_0$ . Le maillage de calcul hétérogène différencie chaque matériau et ajoute une discrétisation en couronnes dans les pastilles de combustible et dans les absorbants (cf. figure 18). Ce maillage permet d'obtenir des taux de réactions hétérogènes traduisant les effets d'autoprotection spatiale pour chaque région  $\alpha$ .

### Calcul des sections efficaces autoprotégées

Dans le cas du milieu infini homogène, les taux de réactions (absorption, diffusion, production) sont calculés en amont du code de transport par le code NJOY [36]. NJOY résout la forme exacte de l'équation de structure fine pour un seul isotope en milieu infini homogène sur un maillage multigroupes très fin, donc sans hypothèse sur l'opérateur de ralentissement. Les taux de réactions sont tabulés en fonction de la température et de la section

efficace de dilution  $\sigma_b$ . Les résultats sont stockés dans une bibliothèque qui est un élément d'entrée du code réseau.

Le calcul hétérogène des taux de réactions approximatés est effectué par un calcul  $P_{ij}$  en modélisant l'opérateur de ralentissement avec les modèles approchés (ST, TR). Les taux de réactions  $R_{a,\alpha}^{g,het}$  sont ainsi obtenus. Dans chaque région d'autoprotection  $\alpha$ , on effectue une recherche itérative de la section efficace de dilution  $\sigma_b^{eq}$ , telle que :  $R_a^{g,hom}(\sigma_b^{eq}) = R_{a,\alpha}^{g,het}$ , en utilisant en homogène le même modèle de ralentissement qu'en hétérogène. Cette étape d'équivalence homogène/hétérogène permet d'obtenir, par interpolation dans les tables pré-générées, les taux de réactions  $R_{a,\alpha}^g$  calculés avec le ralentissement exact. Ces taux sont utilisés ensuite dans l'étape d'équivalence multigroupes pour le calcul itératif des sections efficaces microscopiques autoprotégées (voir figure 17).

Dans le modèle présenté ici, chaque isotope est autoprotégé séparément, les autres noyaux étant considérés comme des isotopes modérateurs. Le traitement d'un mélange de noyaux lourds possédant des résonances dans le même groupe d'énergie limite la validité de ce modèle. Un calcul plus fin consiste à considérer le mélange résonnant comme une entité unique : il s'agit de l'autoprotection en mélange.

### Importance du traitement de l'autoprotection

Pour mieux appréhender l'importance de l'étape d'autoprotection pour le calcul des sections efficaces, voici un exemple sur un réseau infini de cellules  $UO_2$  enrichies à 4,5%. Un calcul stochastique effectué avec le code TRIPOLI4 permet d'estimer le coefficient de multiplication neutronique  $k_{inf} = 1,38980 \pm 6$  pcm. Cette valeur sert de référence aux calculs déterministes effectués ci-après.

Les calculs déterministes sont effectués avec APOLLO3®, à partir de sections efficaces à 281 groupes issues de la librairie CEAV512. Ce maillage dit "SHEM" est adapté au traitement de l'autoprotection des résonances de capture et de fission des noyaux lourds car il permet de réduire les erreurs dues à l'approximation multigroupes [42]. La description raffinée des résonances permet d'éviter les calculs d'autoprotection en dessous de 22,5 eV.

Un calcul déterministe complet est composé :

- d'un calcul d'autoprotection des sections efficaces avec le modèle Livolant-Jeanpierre à l'aide de la méthode des probabilités de premières collisions  $P_{ij}$ . Chaque isotope à autoprotéger est associé à un modèle de résonance sur un intervalle d'énergie. Une autoprotection en mélange peut être effectuée, notamment pour  $^{235}U$  et  $^{238}U$  ;
- d'un calcul de flux sur une géométrie raffinée avec le solveur TDT MOC.

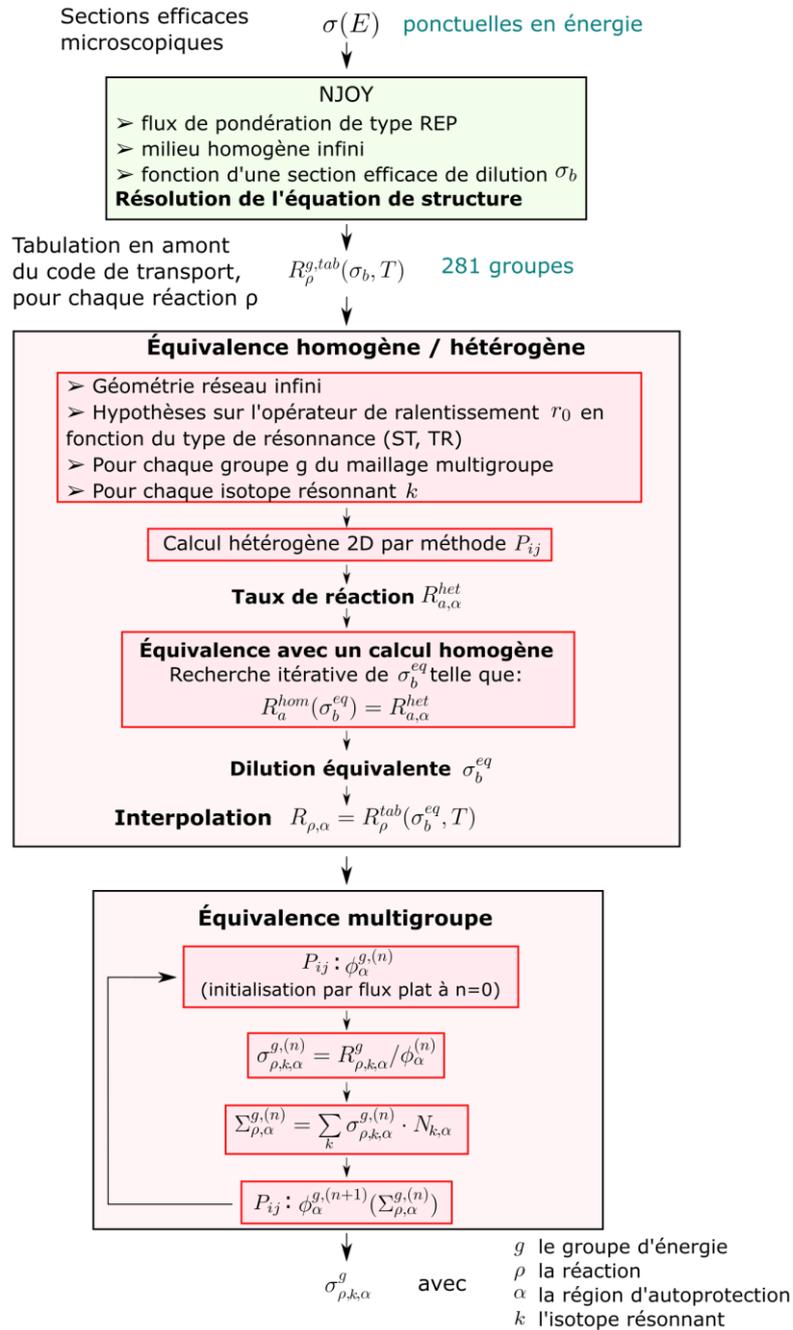


Figure 17 – Calculs des sections efficaces autoprotégées par double équivalence.

Le tableau 10 permet de présenter les résultats issus de différents calculs déterministes pour estimer l'ordre de grandeur des erreurs commises sur la réactivité en comparaison avec la référence Monte Carlo

Le calcul 2 permet de réaliser l'impact de l'absence de la prise en compte de l'autoprotection sur un calcul cellule en réseau infini. Cet écart d'environ 17300 pcm est à considérer avec le nombre de groupes relativement important utilisé ici [40].

Tableau 10 – Comparaison de calculs déterministes avec une référence stochastique pour une cellule UO<sub>2</sub>

#	Détails du calcul	k <sub>inf</sub>	Ecart à la référence stochastique (pcm)
1	Référence déterministe	1,38826	-80
2	Pas d'autoprotection	1,12005	-17329
3	Pas d'autoprotection en mélange	1,38743	-123
4	Autoprotection de <sup>235</sup> U et <sup>238</sup> U seulement	1,38649	-172
5	Modèle de fuite B1 homogène	1,37797	-618

Le calcul 3 est effectué sans considérer le modèle d'autoprotection en mélange pour les isotopes <sup>235</sup>U et <sup>238</sup>U. Généralement ces isotopes sont autoprotégés en mélange sur une plage allant du groupe 80 au groupe 90 (pour traiter les recouvrements des résonances de <sup>238</sup>U à 36,7 eV et 66,0 eV avec celles voisines des <sup>235</sup>U et surtout de <sup>239</sup>Pu et <sup>240</sup>Pu dans le cas des combustibles MOX). Cet intervalle est ajouté aux intervalles à traiter pour chacun des isotopes. Le résultat montre un écart de -123 pcm avec la référence.

Dans le calcul 4, seuls les isotopes <sup>235</sup>U et <sup>238</sup>U sont autoprotégés. Les isotopes contenus dans le matériau de gaine ne sont pas autoprotégés (isotopes du Zr, Fe et Cr). Cela entraîne un écart de -172 pcm sur k<sub>inf</sub>. Un modèle de fuite B<sub>1</sub> homogène est imposé dans le cas 5, la modification du spectre qui en résulte conduit à un écart de -618 pcm avec la référence.

#### IV.2.1.2 Calcul de flux

##### Maillage spatial et trajectoires du calcul MOC

Le maillage retenu pour les cellules combustibles (voir figure 18) discrétise en 4 couronnes les pastilles UO<sub>2</sub> (respectivement 50%, 30%, 15% et 5% du volume total de la pastille) et en 6 couronnes les pastilles d'UO<sub>2</sub>-Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (respectivement 20%, 20%, 20%, 20%, 15% et 5% du volume total de la pastille). Le modérateur est découpé en huit secteurs radiaux avec un raffinement radial caractéristique de la configuration dite du « moulin à vent ».

La figure 19 présente un maillage complet pour un assemblage 17x17 contenant des crayons gadoliniés et avec une grappe de contrôle insérée. On remarque l'utilisation avantageuse des axes de symétrie permettant de réduire le système à modéliser à 1/8<sup>ème</sup> du volume total. L'utilisation des symétries permet de significativement réduire les temps de calcul, comparativement à la simulation du motif complet. L'assemblage est entouré par une fine lame d'eau représentant l'espace inter-assemblages.

Le flux dans chaque maille est calculé par le solveur 2D TDT/MOC d'APOLLO3®, avec une représentation constante de la source dans la maille. Les paramètres suivants sont utilisés pour définir la densité des trajectoires caractéristiques :  $\Delta r = 0,04$  cm,  $N\Phi = 24$ ,  $N\Psi = 3$ . Le traitement de l'anisotropie du choc est effectué par un modèle isotrope avec correction de transport (P0c).

Le flux obtenu par le solveur MOC doit être normalisé par une condition sur la puissance pour être ensuite utilisé lors du calcul d'évolution. Cette normalisation est imposée par le code à travers la densité de puissance (par exemple 35 W/g). Le niveau de flux est ajusté en fonction des taux de réactions et des énergies émises par isotope et par réaction pour remplir cette condition de normalisation.

Les taux de réactions et les flux dans chaque maille sont ensuite homogénéisés à l'échelle de la cellule sur le domaine complet et condensés à deux groupes d'énergie. Les sections efficaces à deux groupes sont générées à partir des taux de réactions et des flux puis stockées dans les bibliothèques multiparamétrées (MPO).

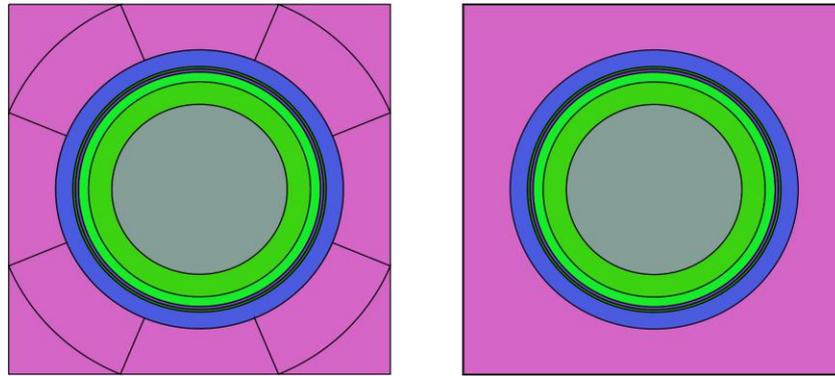


Figure 18 – Maillages de la cellule combustible pour le calcul de flux (gauche) et le calcul d'autoprotection (droite).

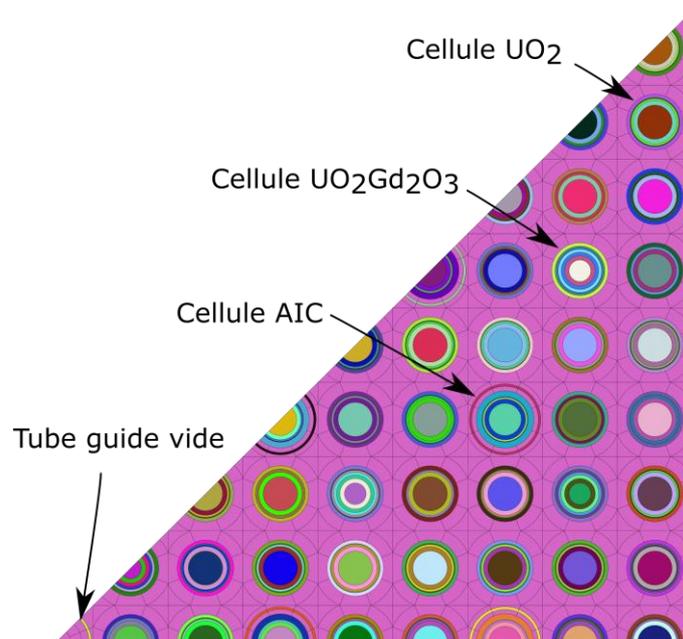


Figure 19 – Maillage spatial utilisé lors d'un calcul de flux avec le solveur TDT MOC pour un assemblage grappé contenant des poisons consommables dans certains crayons.

### Calcul en évolution

Le schéma d'évolution en réseau infini est basé sur une double-étape archive/reprise :

- création d'une archive de bilan matière évoluée en condition nominale;
- reprise du bilan matière à certains pas de burnup pour effectuer des calculs hors conditions nominales et production de différents points de paramètres pour les tables multiparamétrées.

### Production d'une archive de bilan matière

Pour mener à bien un calcul d'archive, il est nécessaire de définir une liste de pas de burnup. Ici la liste utilisée contient une centaine de points répartis non uniformément entre 0 et 70 GWj/t : les pas de burnup sont très rapprochés en début de vie pour traduire plus fidèlement l'apparition des produits de fission très absorbants comme le xénon 135. Les calculs statiques de résolution de l'équation du transport sont effectués en condition nominale et sont séparés par des calculs d'évolution entre chaque pas de burnup. Le burnup cible est obtenu en ajustant le temps d'évolution (en jours) en fonction de la densité de puissance définie comme condition de

normalisation dans le solveur de flux. Après chaque pas d'évolution, le bilan matière dans chaque maille est sauvegardé dans une archive destinée à être relue à l'étape de reprise.

### Calculs de reprise

Pour remplir les tables multiparamétrées destinées à être utilisées dans un calcul de cœur, il est nécessaire d'effectuer des calculs à différents points de paramétrage. Les paramètres usuels sont le burnup, la température combustible, la température du modérateur et le paramètre d'insertion de grappe. Les calculs de reprise peuvent éventuellement être effectués avec une liste réduite de pas de burnup afin de limiter l'espace mémoire occupé par les librairies multiparamétrées. À un pas de burnup donné, l'étape de reprise consiste à utiliser le bilan matière de l'archive, généré par l'évolution nominale, pour le calcul de configurations hors-nominales aux différents points de paramétrage (cf. figure 20). Concernant les grappes de contrôle, les calculs de reprise permettent donc de calculer les configurations toutes grappes extraites (TGE) et toutes grappes insérées (TGI) et de générer les sections efficaces associées.

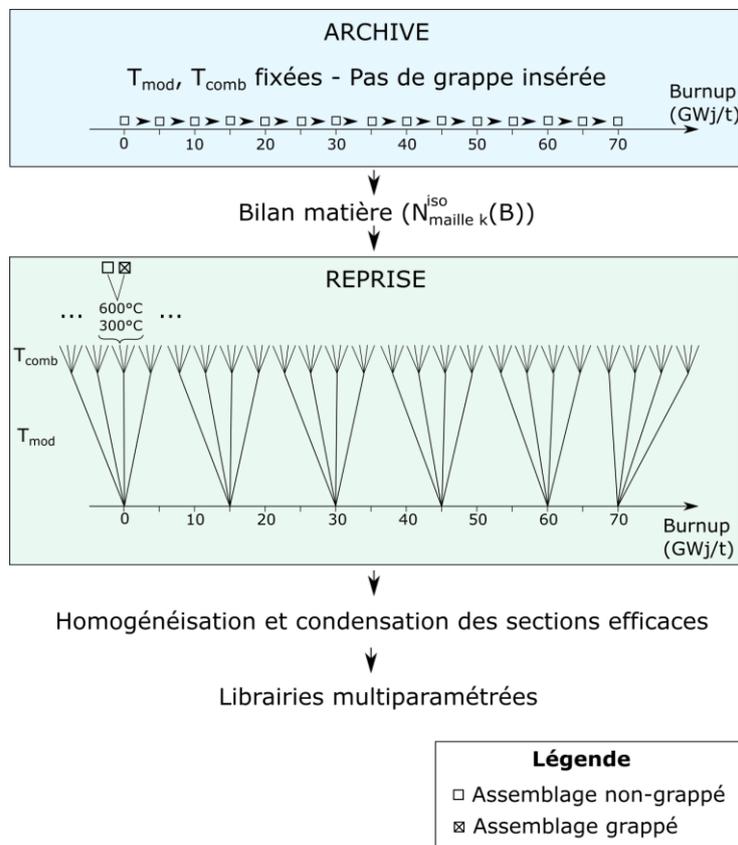


Figure 20 – Schéma de calcul d'évolution en réseau infini

### IV.2.2 Calcul d'équivalence réseau-cœur

Le calcul d'équivalence réseau-cœur a pour objectif, à travers la modification des sections efficaces générées à l'étape réseau, de corriger les biais introduits lors du passage de l'étape réseau à l'étape cœur : homogénéisation spatiale et condensation énergétique, changement d'opérateur. En pratique, il s'agit de conserver les taux de réactions entre l'étape réseau et l'étape cœur en utilisant un facteur de correction  $\lambda$  (appelé facteur SPH)

dépendant de la maille étudiée  $m$  et du groupe  $g$  (cf. équation (IV.10)). Dans ces travaux, le calcul de cœur est effectué par utilisation de l'opérateur de diffusion.

$$\Sigma_m^g V_m \phi_m^{g,trans} = \lambda_m^g \Sigma_m^g V_m \psi_m^{g,diff} (\lambda_m^g \Sigma_m^g) \quad (IV.10)$$

avec :

$\phi_m^{g,trans}$  le flux en transport calculé par le code réseau;

$\Sigma_{m,r}^g$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$ ;

$V_m$  le volume de la maille  $m$ ;

$\psi_m^{g,diff}$  le flux en diffusion, fonction des sections efficaces macroscopiques, calculé par le code cœur;

$\lambda_m^g$  le facteur d'équivalence.

Le flux de diffusion  $\psi_m^{g,diff} (\lambda_m^g \Sigma_m^g)$  dépend des sections efficaces corrigées par le facteur d'équivalence. Le calcul des coefficients d'équivalence est donc nécessairement un procédé itératif. Le calcul du coefficient d'équivalence à l'itération  $n$  est donné par l'équation (IV.11), comme le rapport entre le flux en transport et le flux en diffusion à l'itération  $n-1$ . Le coefficient  $\lambda_m^g$  est initialisé à 1.

$$\lambda_{m,n}^g = \frac{\phi_m^{g,trans}}{\psi_m^{g,diff} (\lambda_{m,n-1}^g \Sigma_{m,r}^g)} \quad (IV.11)$$

### Normalisation

Les coefficients d'équivalence sont définis à une constante multiplicative  $\alpha^g$  près et nécessitent donc d'être normalisés [38]. Il s'agit alors de remplacer  $\lambda_m^g$ , non normalisé, par  $\frac{\lambda_m^g}{\alpha^g}$ . Parmi les méthodes de normalisation existantes, les paragraphes suivants présentent les méthodes flux-volume et Selengut.

### Flux-volume

La méthode dite flux-volume vise la conservation du flux moyen par groupe sur tout le domaine entre l'étape réseau et l'étape cœur. Le coefficient de normalisation est calculé comme le rapport entre les flux de transport et de diffusion intégrés sur tout le volume (cf. équation (IV.12)).

$$\alpha_{FV}^g = \frac{\sum_m \phi_m^{g,trans} V_m}{\sum_m \psi_m^{g,diff} (\lambda_m^g \Sigma_m^g) V_m} \quad (IV.12)$$

### Selengut

Le modèle Selengut cherche plutôt à préserver les flux surfaciques aux bords du domaine (cf. équation (IV.13)). Ce modèle est privilégié pour le calcul d'assemblage grappé.

$$\alpha_S^g = \frac{\phi_b^g}{\psi_b^g (\lambda_m^g \Sigma_m^g)} \quad (IV.13)$$

Les coefficients d'équivalence normalisés sont ensuite ajoutés aux bibliothèques multiparamétrées (un par région et par groupe d'énergie). Ils permettent d'utiliser les sections efficaces générées par un solveur de transport à 281 groupes, dans un modèle de cœur utilisant un solveur de diffusion à quelques groupes d'énergie.

#### IV.2.3 2<sup>ème</sup> étape : calcul de cœur 3D

Cette étape permet de modéliser un cœur complet en 3D contenant plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines, d'assemblages combustibles. Le domaine est discrétisé en mailles correspondant à une subdivision radiale et axiale de l'assemblage. Dans chaque maille, les sections efficaces sont calculées par interpolation dans les tables multiparamétrées, générées par le calcul en réseau infini. Le calcul du flux et de la réactivité est effectué par résolution de l'équation de la diffusion à quelques groupes d'énergie. Le faible coût de calcul associé permet d'effectuer de nombreuses itérations à la fois sur les contre-réactions thermiques et sur les actions des dispositifs de pilotage nécessaires pour la recherche de criticité (groupe de grappes de commande). Ainsi, il est possible de faire évoluer un cœur critique sur un cycle entier, et même d'effectuer une recherche de cycle à l'équilibre du rechargement par itérations. Cette section détaille la mise en œuvre des calculs de cœur, en insistant sur les méthodes permettant de réaliser l'évolution isotopique du combustible.

##### Calcul statique

Le cœur en 3D, est un ensemble de mailles appartenant soit à des assemblages combustibles, soit à des réflecteurs axiaux ou radiaux. Il existe deux types de maillages généralement mis en œuvre pour l'assemblage (cf. figure 21):

- homogène, où l'assemblage est divisé en quatre régions égales. Les sections efficaces utilisées dans chaque région sont issues d'une homogénéisation sur l'assemblage complet après le calcul réseau. Les points de paramètres utilisés pour l'interpolation dans les tables sont différents dans chaque quart d'assemblage (burnup, températures combustible et modérateur). Il s'agit d'un maillage grossier qui conduit à un temps de calcul faible, très utile pour le calcul en évolution de gros cœurs ;
- hétérogène, chaque cellule (homogénéisation du crayon combustible, de la gaine et du modérateur environnant) est une région avec un bilan matière et des sections efficaces propres. Ce maillage plus raffiné est aussi plus coûteux à calculer.

Un cœur est généralement composé d'assemblages différents (enrichissement, poisons consommables, burnup de début de cycle), ce qui rend obligatoire la définition d'un plan de chargement. Ce plan permet de définir la composition initiale du cœur, mais aussi de décrire les mouvements d'assemblages lors du rechargement à la fin du cycle.

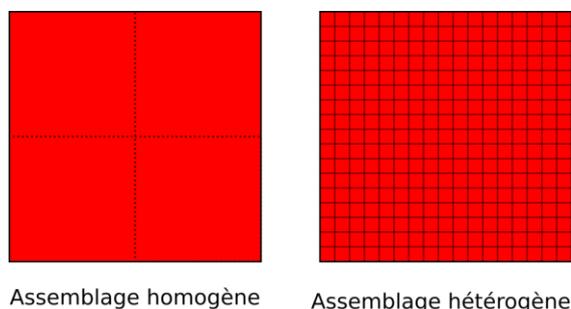


Figure 21 – Maillages homogène et hétérogène pour un assemblage 17x17 en cœur.

Les bibliothèques de sections efficaces calculées à l'étape réseau sont tabulées en fonction de quelques paramètres d'importance. Soit une maille  $m$  appartenant à l'assemblage  $A$  dans un cœur à l'instant  $t$ , les paramètres d'importance de cette maille sont les suivants :

- le burnup de la maille, noté  $B(t)$ . Les mailles ne contenant pas de combustible ne possèdent pas de tabulation en burnup. On utilise alors généralement la fluence pour tabuler les sections efficaces dans ces mailles.
- la température du combustible (si la maille en contient), notée  $T_{comb}$ ;
- la température du modérateur, notée  $T_{mod}$ ;
- la présence de la grappe d'absorbants dans l'assemblage A, notée G (G=0 sans grappe et G=1 avec grappe);

Ainsi, dans une configuration quelconque (nominale ou hors-nominale) et à tout instant t, on peut écrire P, les paramètres de la maille m :

$$P_m = P_m(B, \{T_{comb}, T_{mod}, G\}) = P_m(B, S) \quad (IV.14)$$

Dans le cas d'une étude isotherme l'équation (IV.14) devient:

$$P_m = P_m(B, G) \quad (IV.15)$$

Dans le cas général, l'interpolation dans les tables multiparamétrées est multilinéaire pour le burnup, les températures et les concentrations. Le paramètre de grappe est généralement considéré comme un booléen, mais il existe une méthode consistant à imposer une valeur intermédiaire dans la maille pour exprimer une dilution. Cette méthode permet notamment d'éviter l'ajout un plan axial pour raffiner la maille.

Lors d'un calcul de cœur de type suivi de cycle, l'obtention d'une première solution convergée pour un calcul statique d'un cœur doit être suivie d'une recherche itérative de criticité. Il faut alors prendre en compte deux phénomènes distincts qui agissent sur la réactivité :

- les contre-réactions induites par l'insertion et le retrait des groupes de pilotage (grappes de commande en AIC).
- les contre-réactions thermiques du modérateur et du combustible. Ces contre-réactions sont intimement liées à la thermique et à la thermohydraulique du réacteur ainsi qu'à son niveau de puissance. Pour calculer correctement ces contre-réactions thermiques en cœur, il est nécessaire de bien définir toutes les grandeurs associées (conductivité, capacité calorifique, etc.) et de disposer de modèles de résolution de l'équation de la chaleur et de thermohydraulique (type Navier-Stokes simplifiée).

L'enchaînement des calculs statiques permet de converger vers une solution critique ( $k_{eff}=1$ ), à un critère de convergence près (par exemple 30 pcm). Une fois cet état critique atteint, il est possible de faire évoluer le cœur pendant une durée suffisamment courte pour faire raisonnablement l'hypothèse que le flux change peu.

### **Évolutions macroscopique et microscopique**

Il existe deux modèles principaux pour calculer l'évolution du bilan matière lors d'un calcul de cœur : l'évolution macroscopique et l'évolution microscopique. Cette section donne une brève description de ces deux modèles, de leur utilisation dans un schéma de calcul et de leurs avantages et leurs inconvénients.

Lors d'un calcul de cœur, le modèle d'évolution macroscopique permet de calculer l'évolution du bilan matière entre deux pas de temps et en se basant uniquement sur le contenu de la librairie de sections efficaces multiparamétrées. La figure 22 présente les principales étapes du schéma de calcul. La lecture et l'interpolation des sections efficaces multiparamétrées en fonction du burnup local précèdent le calcul du flux sur le cœur. La normalisation de la puissance totale sur le domaine permet de calculer les distributions locales de puissance. Le calcul du burnup local est effectué en utilisant la puissance locale, le pas de temps  $\Delta t$  (en jours) et la masse de

combustible  $m_{comb}$  (cf. équation (IV.16)). L'actualisation du bilan matière dans la maille  $m$ , se fait par la lecture des concentrations dans les librairies au point  $B(t+\Delta t)$ . Cette méthode de calcul de l'évolution du bilan matière est très rapide mais s'appuie entièrement sur la résolution des équations de Bateman effectuée dans le calcul réseau. Le spectre utilisé reflète donc uniquement les conditions d'évolution nominales du calcul d'archive.

$$B_m(t + \Delta t) = B_m(t) + \frac{P_m \Delta t}{m_{comb}} \quad (IV.16)$$

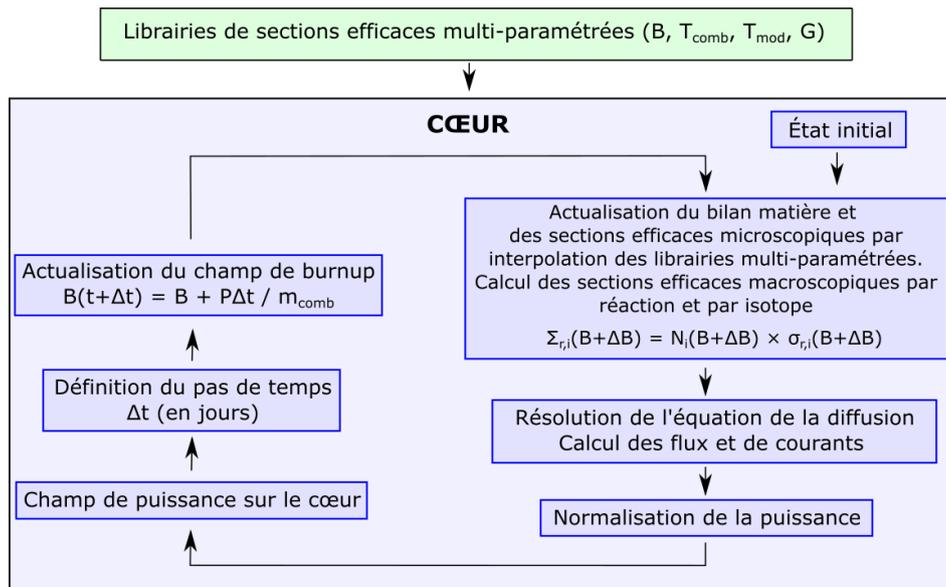


Figure 22 – Schéma de calcul d'évolution macroscopique au niveau cœur.

Le second modèle, dit d'évolution microscopique, s'appuie sur la résolution des équations de Bateman (cf. section II.2)[43] [44]) à l'étape cœur à partir du flux dans chaque maille et des taux de réactions condensés à un groupe d'énergie. Il est nécessaire de définir une chaîne d'évolution au niveau cœur afin d'explicitier les isotopes dont on souhaite calculer la concentration et les relations de décroissance entre père et fils. De plus, tous les isotopes appartenant à la chaîne d'évolution en cœur doivent être particularisés dans les tables multiparamétrées générées à l'étape réseau. Généralement, la chaîne d'évolution utilisée dans le calcul de cœur est une version simplifiée de la chaîne utilisée à l'étape réseau afin de limiter le temps de calcul de l'évolution microscopique. L'optimisation d'une chaîne raccourcie est basée sur un compromis entre la précision visée pour l'évolution microscopique du bilan matière en cœur et le coût supplémentaire de calcul.

Cette méthode permet de bénéficier des conditions de fonctionnement du cœur pour calculer l'évolution du bilan matière. Il s'agit donc d'une modélisation de l'épuisement du combustible plus fidèle que celle effectuée à l'étape réseau. En effet, le spectre neutronique utilisé pour le calcul de l'évolution des isotopes d'un assemblage est issu du calcul de cœur. Il y a donc une meilleure traduction des effets d'historique de changement de spectre dus à l'insertion des grappes ou à l'environnement proche.

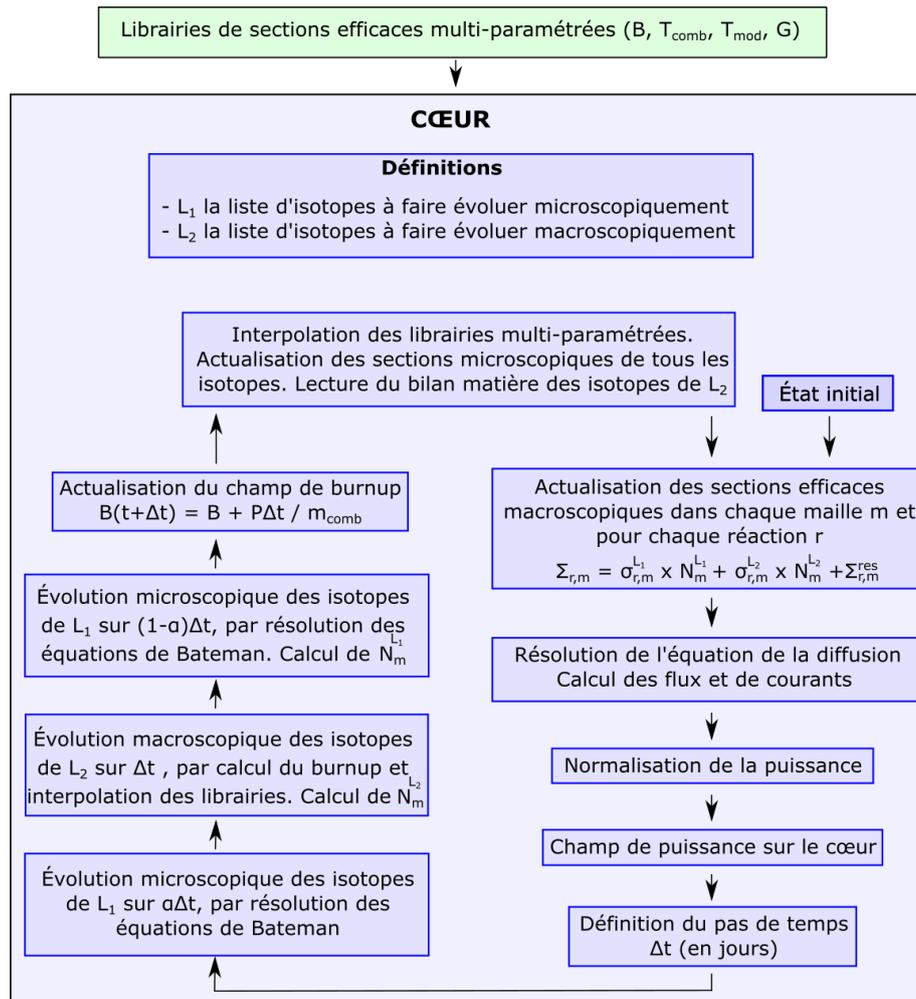


Figure 23 – Schéma de calcul d'évolution microscopique au niveau cœur.

L'utilisation d'un schéma d'évolution microscopique augmente le coût total du calcul de cycle. Sa mise en place peut être découragée par un déséquilibre trop important entre le coût du calcul de flux et le coût de calcul de l'évolution. Par exemple, l'impact relatif en coût de calcul de l'évolution microscopique est très différent selon que l'on effectue un calcul de cœur à l'aide d'un solveur de diffusion à 2 groupes d'énergie ou à l'aide d'un solveur de transport à 33 groupes. L'augmentation du coût de calcul s'explique par la nécessité de calculer les concentrations d'un grand nombre d'isotopes dans toutes les mailles de calcul et de résoudre les équations de Bateman pour tous les isotopes de la chaîne d'évolution. Ainsi, l'impact de l'évolution microscopique sur le temps de calcul est d'autant plus faible que le nombre de mailles du système étudié est petit. De plus, la longueur de la chaîne d'évolution est une variable d'ajustement à optimiser pour trouver un bon compromis entre coût de calcul et précision. Réduire la chaîne d'évolution à l'extrême, revient à se rapprocher de l'évolution macroscopique car tous les isotopes hors de la chaîne suivent une évolution macroscopique.

### IV.3 Phénoménologie des effets d'historique de spectre

Le schéma de calcul en deux étapes de production des bibliothèques de sections efficaces évoluées a été présenté dans la section IV.2. La première étape est un calcul d'évolution en condition nominale pour produire une archive de bilan matière tabulée en fonction du burnup. Cette étape présuppose que les conditions d'épuisement du combustible en cœur sont proches des conditions nominales utilisées lors des calculs de transport en réseau

infini. La seconde étape consiste à effectuer des calculs de reprise du bilan matière au cours de l'irradiation en faisant varier le jeu de paramètres principaux  $S$  (cf. équation (IV.14)). Ces calculs permettent de remplir l'espace des configurations accessibles en vue de l'interpolation des sections efficaces lors du calcul de cœur.

Lors d'un calcul de cœur complet en 3D avec évolution macroscopique, les sections efficaces dans chaque maille sont interpolées dans les tables multiparamétrées en fonction des paramètres locaux. Soit une maille  $m$  d'un cœur à l'instant  $t_1$ , l'historique du jeu de paramètres  $S$  n'est pas pris en compte dans le calcul des sections efficaces de la maille. Quelle que soit la valeur de  $S(t)$ , pour  $t < t_1$ , l'évolution est supposée se dérouler à valeur nominale  $S^N$ . La figure 24 permet de représenter cette hypothèse pour un paramètre continu quelconque  $X$  appartenant à  $S$ . L'absence de modélisation de l'historique de  $X$  revient à faire l'hypothèse que le système peut être modélisé fidèlement par une fonction d'état, de paramètre d'état  $S$ . C'est le cas lors de l'utilisation d'un modèle d'évolution macroscopique à l'échelle du cœur.

Cette hypothèse peut être considérée comme fautive lorsque le système est soumis à l'influence relative de la succession des états antérieurs de  $X$  : il s'agit d'un effet d'historique de  $X$ . L'historique du paramètre  $X$  influe sur l'état du système lorsque la valeur de  $X$  influe sur le spectre neutronique au sein de la maille. Ce changement de spectre s'exprime notamment à travers une perturbation du bilan matière en évolution. En effet, la répartition en énergie des neutrons détermine le type de réaction nucléaire se produisant dans le combustible et donc le bilan matière du combustible. Par exemple, un durcissement de spectre (décalage du spectre dans le domaine épithermique) conduit à une augmentation relative de la capture neutronique dans les résonances de  $^{238}\text{U}$  par rapport à la fission de  $^{235}\text{U}$ . Ainsi, la formation de  $^{239}\text{Pu}$  est accrue, alors que la disparition de  $^{235}\text{U}$  diminue.

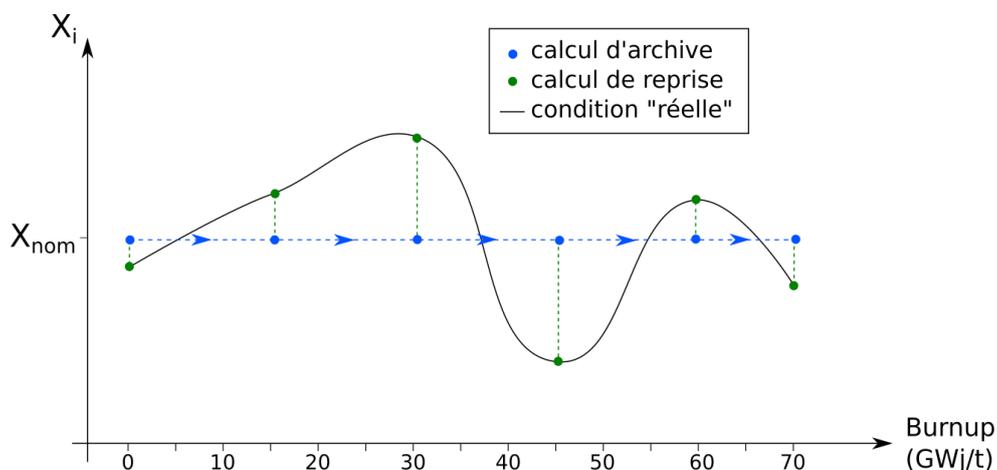


Figure 24 – Représentation du principe de calcul d'archive et de reprise pour modéliser l'évolution d'une variable physique en cœur.

La figure 25 permet de représenter l'évolution de l'insertion de la grappe notée  $G$ , dans une maille axiale d'un assemblage au cours d'un calcul en cœur. Dans un schéma de calcul standard en deux étapes, quel que soit l'historique d'insertion de la grappe dans la maille, le bilan matière à l'instant  $t$  a été généré à partir d'une évolution non grappée.

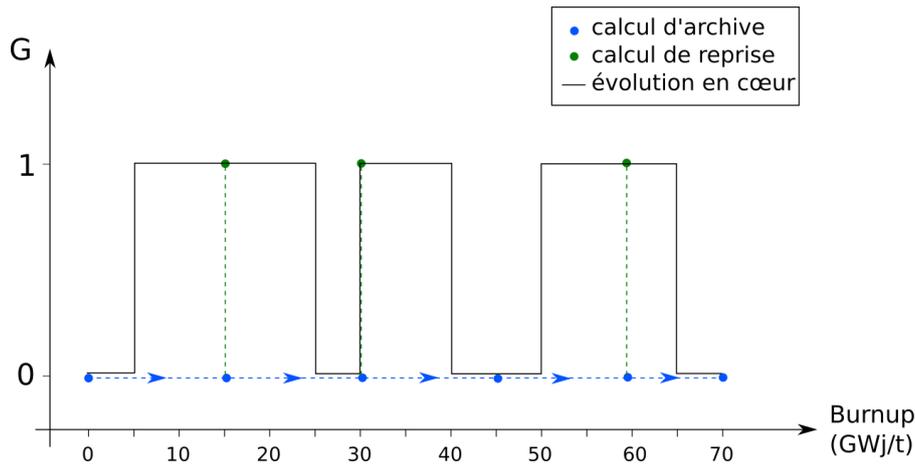


Figure 25 – Représentation du principe de calcul d'archive et de reprise pour modéliser l'évolution de l'insertion d'une grappe de contrôle dans un assemblage.

#### IV.4 Effets spectraux liés aux principaux paramètres de fonctionnement

Un changement de configuration impliquant la variation d'un paramètre principal de fonctionnement engendre généralement une modification locale ou globale du spectre. Cette section s'intéresse à la quantification de ces effets, d'abord avec des calculs statiques sur l'ensemble des paramètres, puis avec des calculs en évolution avec insertion prolongée de grappes de contrôle.

##### IV.4.1 Comparaison des effets spectraux introduits par un changement de paramètre

Cette section est consacrée à l'étude d'impact des principaux paramètres de fonctionnement sur le spectre. Le motif étudié est l'assemblage G0 tel que défini dans la section 0. Les calculs réalisés s'intéressent à des variations de température combustible, de température modérateur (à pression fixe), de concentration en bore et à une insertion de grappe de contrôle (noire ou grise). Le tableau 11 présente les différentes configurations étudiées et permet de comparer les résultats avec ceux de la configuration de référence à la première ligne. Pour quantifier les changements de spectre, deux indicateurs sont utilisés :

- l'indice de spectre (noté SI), défini comme le rapport entre le flux rapide et le flux thermique,  $SI = \frac{\Phi_1}{\Phi_2}$ ;
- le ratio entre les sections efficaces microscopiques homogénéisées sur l'assemblage et condensées à un groupe d'énergie pour la fission de  $^{235}\text{U}$  et la capture de  $^{238}\text{U}$  (noté FC) :  $FC = \frac{\sigma_f(^{235}\text{U})}{\sigma_c(^{238}\text{U})}$ .

Ces deux indicateurs donnent une évaluation du durcissement du spectre neutronique à travers les flux multigroupes et la condensation des sections efficaces à un groupe d'énergie. Toutes les données présentées ici sont moyennées sur tout l'assemblage. Les figure 26, figure 27 et figure 28 permettent d'avoir une représentation graphique des perturbations de spectre.

Le changement de température combustible a un effet très faible sur le spectre puisqu'il faut atteindre  $\pm 300$  K pour discerner une modification sur la partie thermique (cf. figure 26), comme le confirme l'écart absolu inférieur à 0,5% sur SI. Néanmoins, les différences sur FC sont plus importantes, de l'ordre de  $\pm 3$  %. Les variations de  $T_{\text{comb}}$  ont un impact sur l'effet Doppler agissant sur les résonances de capture de  $^{238}\text{U}$ . En effet, cette section efficace porte l'écart relatif le plus important (cf. tableau 11) en comparaison avec la fission de  $^{235}\text{U}$ .

Tableau 11 – Comparaison d'indicateurs de durcissement de spectre pour des variations de  $T_{mod}$ ,  $T_{comb}$ ,  $C_B$  et  $G$  par rapport à une configuration de référence (première ligne).

$T_{mod}$ (K)	$T_{comb}$ (K)	$C_b$ (ppm)	G	$\sigma_f(^{235}_{92}U)$ (barn)	$\sigma_c(^{238}_{92}U)$ (barn)	$\frac{\sigma_f(^{235}_{92}U)}{\sigma_c(^{238}_{92}U)}$	Ecart à la référence (%)	SI	Ecart SI (%)
<b>574</b>	<b>874</b>	<b>0</b>	<b>TGE</b>	<b>40,7</b>	<b>0,878</b>	<b>46,3</b>	<b>0,00</b>	<b>6,06</b>	<b>0,00</b>
574	574	0	TGE	40,9	0,855	47,9	3,33	6,03	-0,47
574	1174	0	TGE	40,5	0,898	45,0	-2,77	6,09	0,39
564	574	0	TGE	41,6	0,883	47,1	1,70	5,92	-2,33
584	574	0	TGE	39,7	0,872	45,4	-1,91	6,23	2,76
574	874	1300	TGE	36,9	0,869	42,4	-8,41	6,85	13,0
574	874	0	TGI-N	29,7	0,844	35,2	-24,1	9,67	59,5
574	874	0	TGI-G	33,2	0,859	38,6	-16,6	8,18	34,9

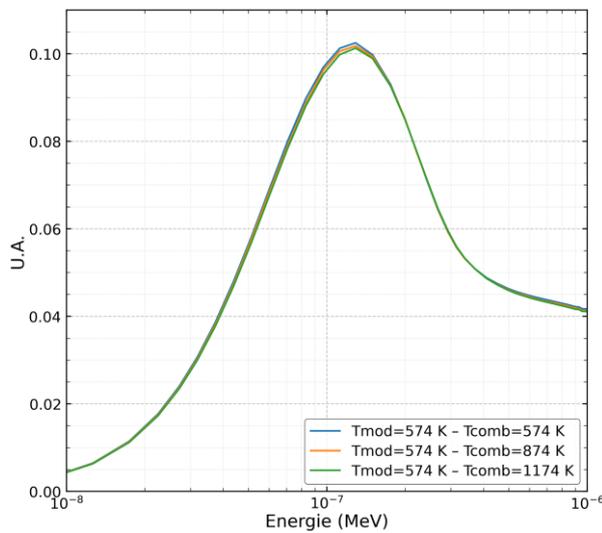


Figure 26 – Modification du spectre en fonction de la température du combustible.

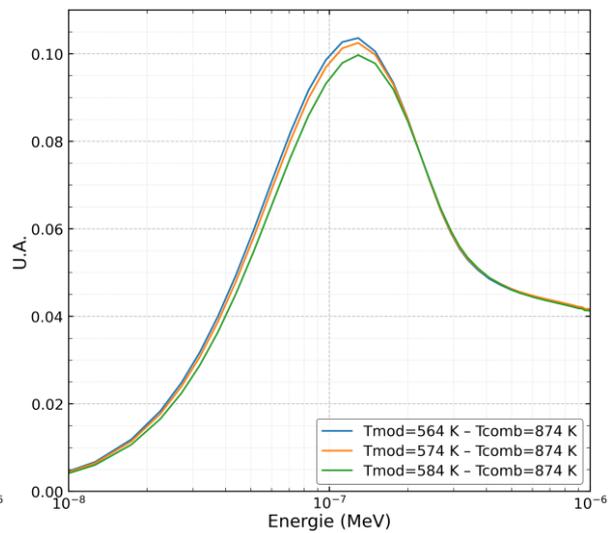


Figure 27 – Modification du spectre en fonction de la température du modérateur à pression fixe.

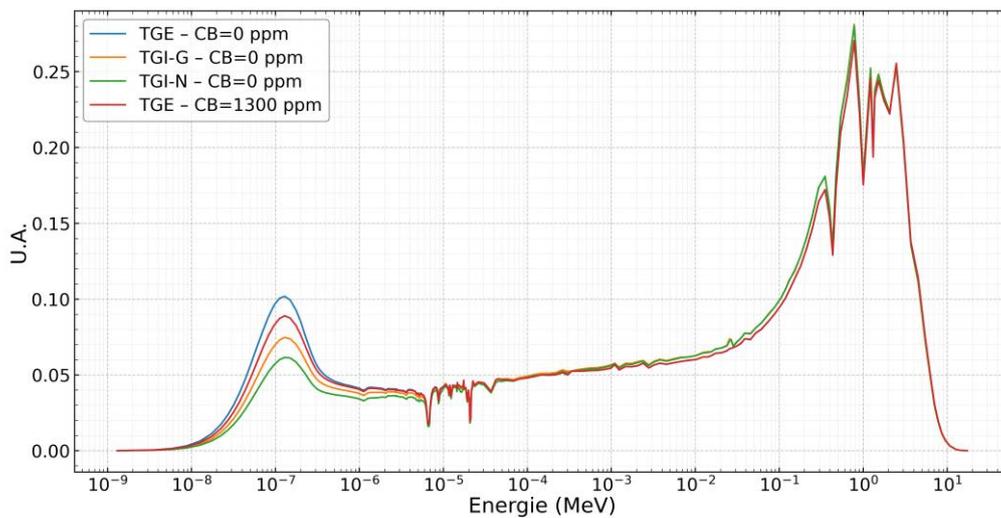


Figure 28 – Modification du spectre en fonction de la concentration en bore et de l'insertion d'une grappe.

Le spectre neutronique est davantage sensible aux variations de  $d_{\text{mod}}$  induites par  $\pm 10$  K sur  $T_{\text{mod}}$  (cf. figure 27). Cependant les différences sur FC sont moins importantes (+1,70 % et -1,91 %) que les écarts de SI (-2,33 % et +2,76 %). Les changements de  $d_{\text{mod}}$  provoquent une modification de la modération visible essentiellement sur le spectre thermique. Les perturbations sur les sections efficaces ont essentiellement lieu sur la couronne la plus externe de la pastille.

L'augmentation de la concentration en bore soluble jusqu'à 1300 ppm provoque une diminution de la partie thermique du spectre, sans modifier la partie rapide. Les écarts sur l'indice de spectre et sur les sections efficaces sont importants (respectivement  $\delta\text{SI} = 13,0$  % et  $\delta\text{FC} = 8,41$  %). Il est intéressant de noter que la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  porte la quasi-totalité de l'écart sur le ratio.

L'insertion d'une grappe de 24 crayons en AIC (noire) dans l'assemblage provoque le durcissement de spectre le plus important. La figure 28 montre que la partie thermique est fortement réduite et que des différences apparaissent dans la zone épithermique. L'écart de niveau pour la partie rapide s'explique par la normalisation du spectre. Le tableau 11 atteste des écarts importants avec le calcul de référence, avec  $\delta\text{FC} = -24,1$  % et  $\delta\text{SI} = 59,5$  % sur l'indice de spectre. Les effets de spectre induits par l'insertion de la grappe grise sont plus faibles que ceux induits par la grappe noire ( $\delta\text{FC} = -16,6$  % et  $34,9$  %) mais supérieurs à ceux induits par le bore soluble à 1300 ppm.

Cette analyse rapide des effets de durcissement induits par la modification des principaux paramètres de fonctionnement permet de justifier l'intérêt porté aux effets spectraux des grappes d'absorbants. En effet, l'insertion d'une grappe noire conduit à un effet spectral significativement plus élevé que les autres paramètres étudiés ( $T_{\text{mod}}$ ,  $T_{\text{comb}}$ ,  $C_b$ ). Ces effets spectraux sont la base du phénomène d'effet d'historique d'insertion de grappe.

#### IV.4.2 Analyse locale des effets spectraux suite à l'insertion d'une grappe

Après avoir étudié l'impact des paramètres de fonctionnement sur le spectre neutronique global, cette sous-section examine les effets locaux induits par l'insertion d'une grappe grise.

##### IV.4.2.1 Distributions d'indice de spectre

La figure 29 présente les distributions de SI pour l'assemblage G0 en configuration TGE (à gauche) et TGI-G (à droite). La valeur moyenne de SI en TGE est 6,05 contre 8,34 en TGI-G (+37,9 %). Les cellules combustibles avec une valeur élevée de SI, i.e. les cellules avec un spectre le plus durci, se situent à proximité des crayons absorbants en AIC. La différence d'indice de spectre entre les configurations TGE et TGI-G pour la cellule de coin (8,0) est faible (-9,1%) car c'est la cellule la plus éloignée des crayons absorbants. Bien que ces résultats ne soient pas surprenants, ils permettent de quantifier les effets spatiaux de durcissement de spectre en configuration TGI-G.

La figure 29 met en évidence le lien entre l'insertion de la grappe et le durcissement du spectre du flux localement dans l'assemblage. Ce flux est utilisé lors de la condensation des sections efficaces microscopiques à un groupe d'énergie, nécessaire pour la résolution de l'équation de Bateman. Les sections efficaces les plus intéressantes concernent la fission de  $^{235}\text{U}$  et la capture de  $^{238}\text{U}$ . En effet, il y a une compétition entre ces deux réactions d'un point de vue du bilan neutronique. On note que l'insertion de la grappe grise :

- fait chuter ces deux sections efficaces (cf. tableau 11) à cause de la diminution de la part de neutrons thermiques.
- engendre une diminution du rapport  $\frac{\sigma_f(^{235}\text{U})}{\sigma_c(^{238}\text{U})}$  qui peut, dès lors, être vu comme un indicateur de spectre.

La distribution spatiale de ce rapport (cf. figure 30) est très fortement corrélée à la distribution de SI,

les faibles valeurs étant indicatives de zones à spectre durci. La valeur moyenne en TGE est 46,35 contre 38,55 en TGI-G (-16,8 %).

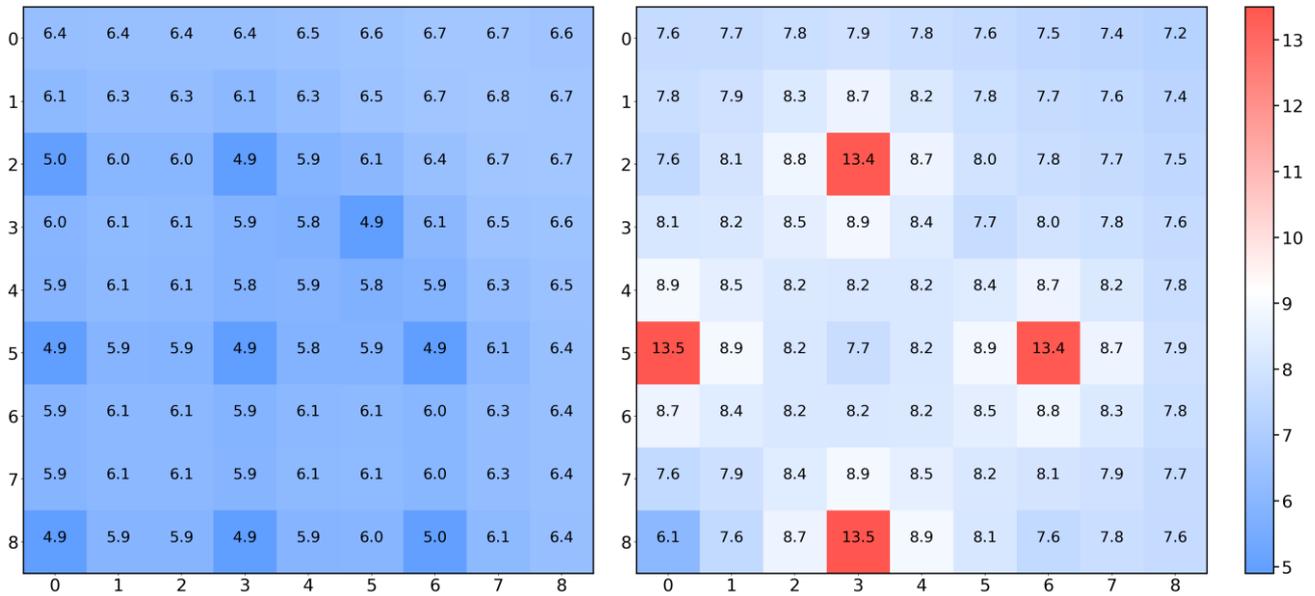


Figure 29 – Nappes d'indice de spectre pour l'assemblage G0 (quart d'assemblage) en configuration TGE (gauche) et TGI-G (droite).

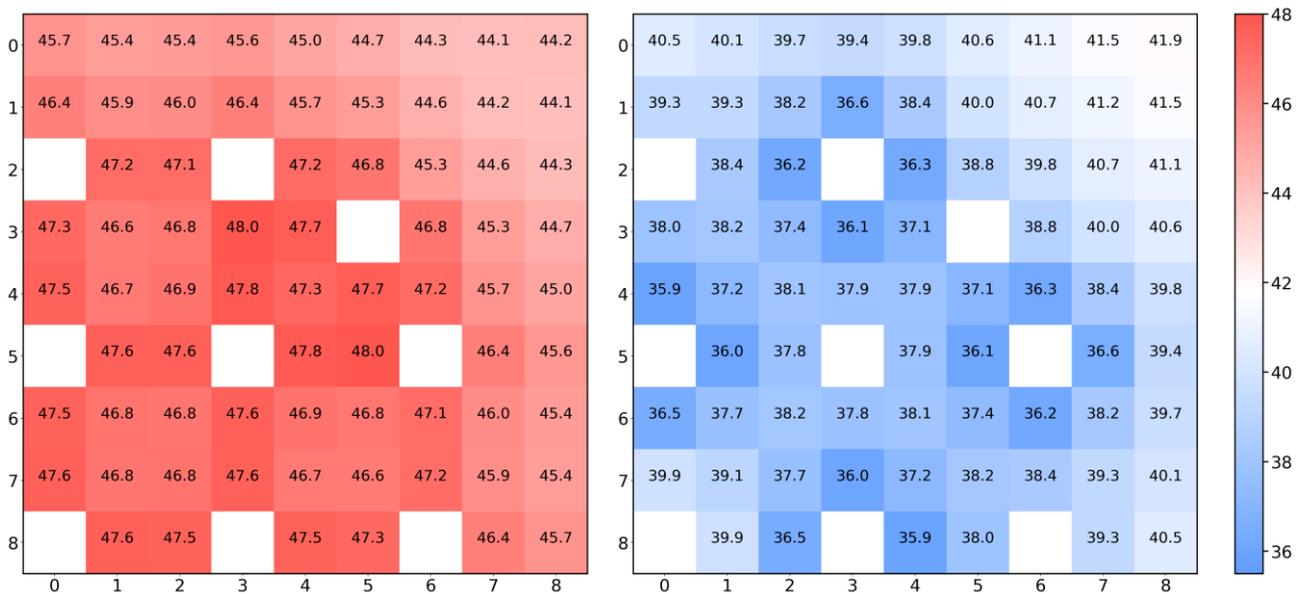


Figure 30 – Nappes de rapport  $\frac{\sigma_f(^{235}\text{U})}{\sigma_c(^{238}\text{U})}$  pour l'assemblage G0 (quart d'assemblage) en configuration TGE (gauche) et TGI-G (droite)

#### IV.4.2.2 Distributions de puissance

La figure 31 présente des nappes de puissances normalisées pour l'assemblage G0 en configuration TGE (à gauche) et TGI-G (à droite). Nous remarquons que ces distributions sont complètement différentes tant par la

position des crayons chauds que par la valeur des extremums (cf. tableau 12). Généralement, on s'intéresse au facteur de puissance  $F_{xy}$ , tel que défini par l'équation (IV.17).

$$\forall i \in C, F_{xy} = \max(P_i^*) = \max\left(\frac{P_i}{P_{moy}}\right) \quad (IV.17)$$

avec C l'ensemble des crayons combustibles et  $P_{moy}$  la puissance moyenne des crayons

Dans un calcul de cœur, la valeur de puissance dans une maille axiale d'un assemblage grappé a moins d'intérêt car la puissance totale développée est faible par rapport aux mailles non-grappées. Cependant, bien calculer la puissance dans les mailles peu puissantes présente un intérêt à cause des effets de bascule de puissance en cœur. Par exemple, surestimer la puissance d'un assemblage grappé peut engendrer une sous-estimation de la puissance dans l'assemblage chaud. La comparaison des calculs TGI-G et TGE permet de quantifier l'impact sur le facteur  $F_{xy}$  qui passe de 1,065 à 1,139 (+7,0%).

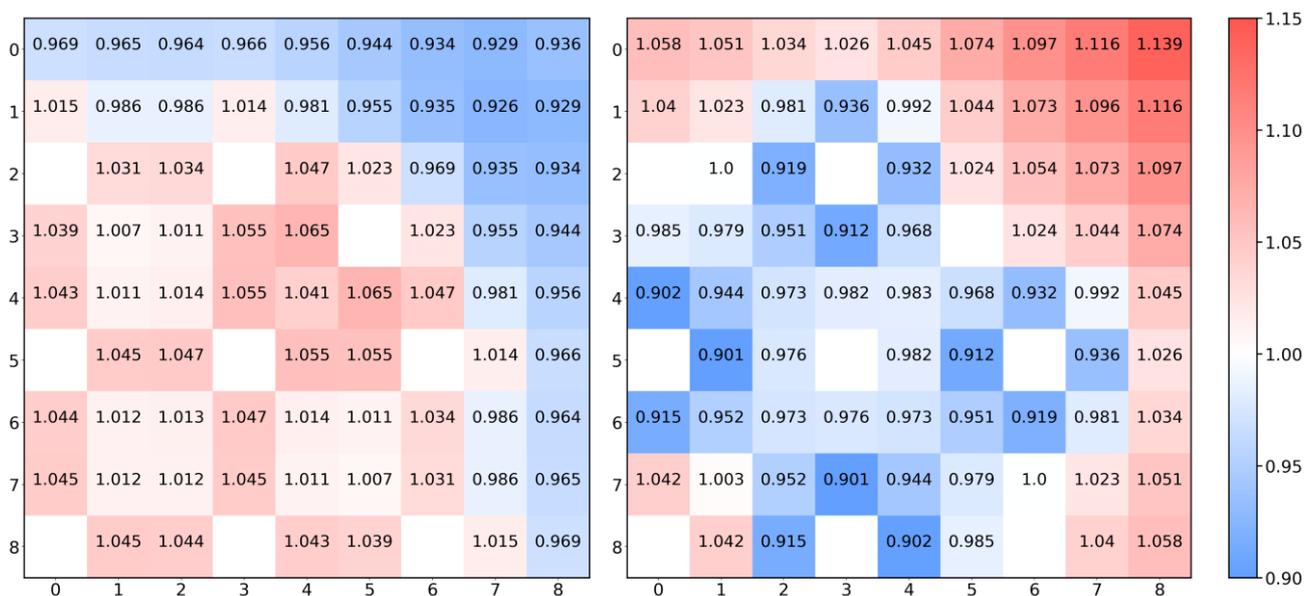


Figure 31 – Nappes de puissance normalisée pour l'assemblage G0 (quart d'assemblage) en configuration TGE (gauche) et TGI-G (droite) à burnup nul.

Tableau 12 – Comparaisons des extremums des distributions de puissance.

	TGE	TGI-G	Différence (TGI-TGE)/TGE
min	0,926	0,901	-2,7 %
max	1,065	1,139	+7,0 %

#### IV.4.2.3 Bilan

L'insertion d'une grappe grise dans un assemblage engendre un effet de durcissement de spectre moyen et perturbe la distribution spatiale de flux. Ce changement de spectre affecte directement les sections efficaces microscopiques à deux groupes de l'uranium. En conséquence la distribution de puissance normalisée subit une forte distorsion (+7,0 % sur le facteur  $F_{xy}$ ). L'effet spectral de l'insertion d'une grappe grise dans un assemblage est bien plus marqué que celui engendré par les autres paramètres de fonctionnement ( $T_{mod}$ ,  $T_{comb}$ ,  $C_b$ ), ce qui

justifie un traitement particulier de la prise en compte des historiques d'insertion de grappes dans un schéma de calcul d'un SMR sans bore soluble.

#### IV.4.3 Quantification et décomposition des biais induits par l'historique d'insertion

Cette étude est consacrée à la quantification des effets d'historique de spectre à travers la comparaison de calculs en réseau infini avec APOLLO3®. Nous étudions des évolutions avec des séquences d'insertions de grappes, que nous comparons à l'évolution de référence TGE. Différents paramètres sont étudiés pour évaluer ces effets d'historique : réactivité, bilan matière, distribution de puissance et de burnup. Cette étude a fait l'objet d'un article en conférence [45].

Nous souhaitons préciser ici que les calculs d'évolution TGE et TGI sont réalisés avec une normalisation du flux correspondant à la même densité de puissance (35 W/g). Dans un calcul de cœur, une maille grappée n'évolue pas en présence d'une densité de puissance si importante. Les résultats en évolution présentés par la suite sont indexés en fonction du taux de combustion (burnup), et non pas en fonction du temps, afin d'être indépendants de la densité de puissance imposée.

##### IV.4.3.1 Distributions de puissance

La figure 32 permet de visualiser l'évolution des écarts de  $F_{xy}$  en configuration TGE pour tous les assemblages et les types de grappes étudiés. On distingue deux faisceaux de courbes qui regroupent les évolutions à grappes grises (bas) et à grappes noires (haut). Dans chaque faisceau, chaque assemblage est distingué par le nombre de crayons Gd qu'il contient. La principale différence entre G28 et G32 se situe autour de 15 GWj/t. Pour chaque type de grappe, les courbes tendent à se rejoindre après 20 GWj/t du fait de la disparition importante du gadolinium.

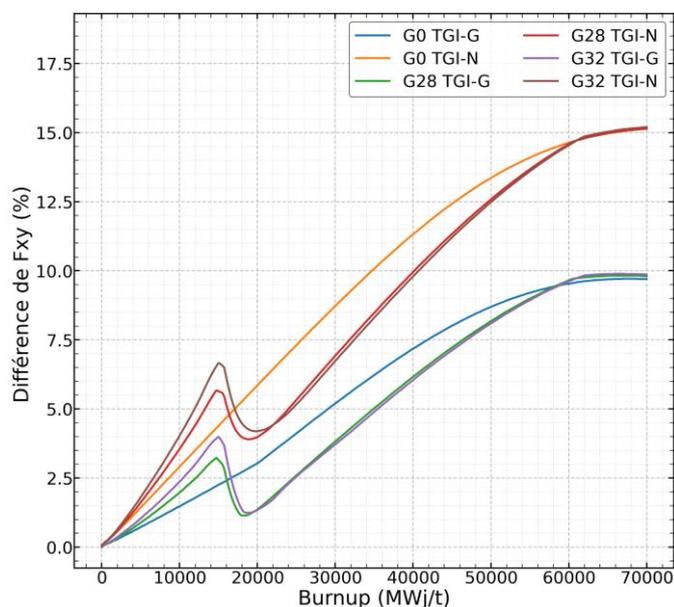


Figure 32 – Evolution des écarts de  $F_{xy}$  en configuration TGE entre une évolution TGI et TGE. Les résultats sont donnés en fonction du burnup et dépendent de l'assemblage et du type de grappe.

Les différences de distributions de puissances à burnup nul sur l'assemblage G0 (cf. figure 31) sont accentuées avec l'évolution, comme le montre la figure 33. A 20 GWj/t, les écarts de puissance peuvent aller jusqu'à 4,1 % et concernent notamment les crayons les plus chauds de l'assemblage. Le facteur  $F_{xy}$  TGE passe de 1,051 en évolution TGE à 1,082 en évolution TGI-G (+2,95 %).

La dépendance du facteur  $F_{xy}$  TGE à l'historique d'insertion d'une grappe grise est illustrée par la figure 34 (assemblage G0 à gauche et G28 à droite). Pour l'assemblage G0, lors des séquences M-EX-10 et C-IN-15-20, l'écart diminue très lentement après le retrait de la grappe et tend vers 0. Ces séquences simples d'insertion permettent de mettre en évidence que l'évolution TGI génère les écarts les plus importants. Pour G28, l'écart sur le facteur  $F_{xy}$  passe par un minimum local autour de 18 GWj/t. Ce comportement est imputable à la présence des poisons consommables et au changement de la distribution de puissance après l'épuisement du gadolinium.

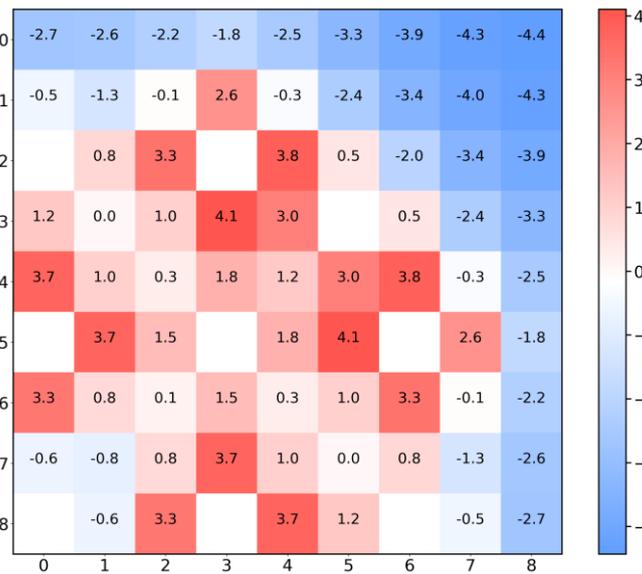


Figure 33 – Ecarts relatifs (en %) de puissance en configuration TGE à 20 GWj/t entre une évolution TGI et une évolution TGE de l'assemblage G0.

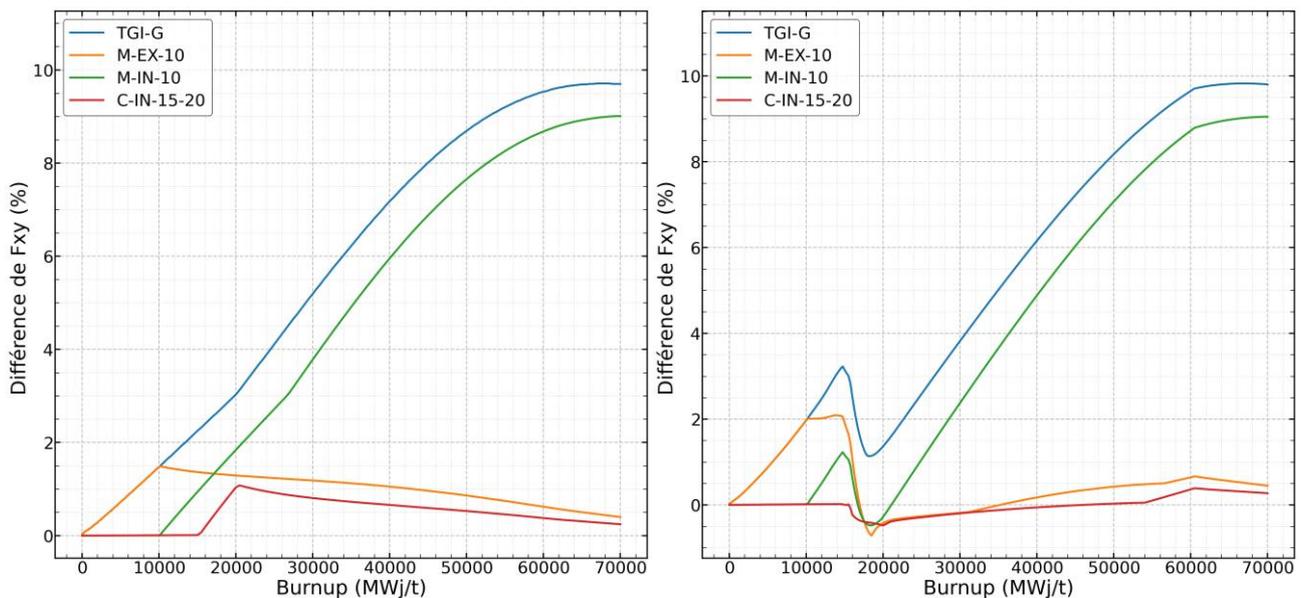


Figure 34 – Différence de  $F_{xy}$  en configuration TGE (en %) par rapport à une évolution TGE pour 4 séquences d'insertion de grappe grise. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

#### IV.4.3.2 Différence de burnup

Les différences de distributions de puissance entre un calcul TGE et TGI se traduisent par des différences de distributions de burnup en évolution. La figure 35 montre ces écarts pour une évolution TGI à grappes grise pour l'assemblage G0 pendant 20 GWj/t. On identifie deux zones différenciées par le signe des écarts de burnup. Les extremums sont du même ordre de grandeur en valeur absolue (min = -2642 MWj/t; max = 3085 MWj/t) et représentent environ 15% du burnup global.

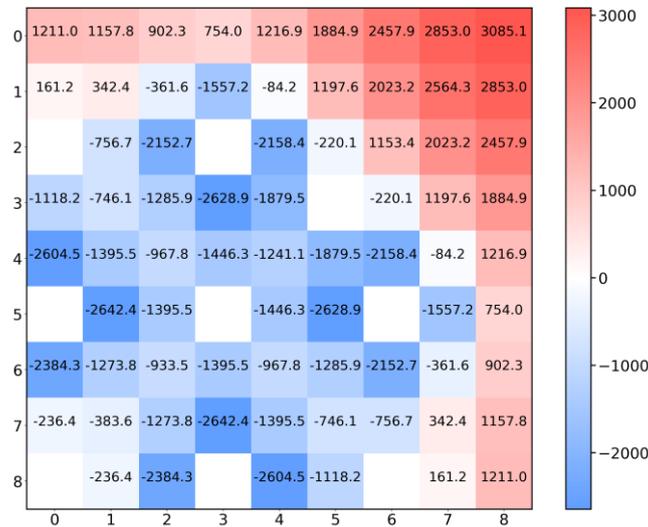


Figure 35 – Différence de burnup (en MWj/t) entre une évolution TGI-G et TGE pour l'assemblage G0 à un burnup global de 20 000 MWj/t.

#### IV.4.3.3 Bilan matière

La figure 36 présente la chaîne d'évolution de  $^{238}\text{U}$  sous flux neutronique. Le tableau 13 récapitule les demi-vies des isotopes présents dans cette chaîne. Ces données permettent de comprendre l'augmentation de concentration des isotopes du Pu suite à l'augmentation de la capture de  $^{238}\text{U}$ .

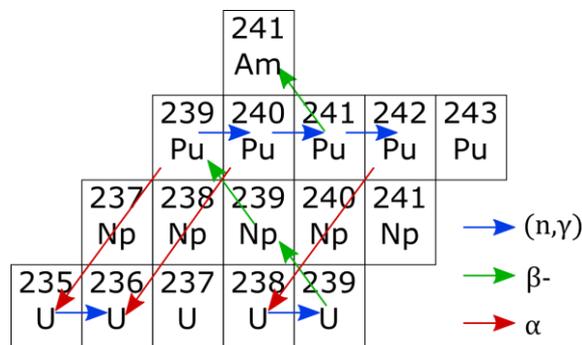


Figure 36 – Chaîne d'évolution issue de la capture neutronique de  $^{238}\text{U}$ .

Tableau 13 – Demi-vie des isotopes de la chaîne d'évolution issus de la capture de  $^{238}\text{U}$ . Données ENSDF [46].

Isotope	Demi-vie
$^{239}_{92}\text{U}$	23,46 min
$^{239}_{93}\text{Np}$	2,356 j
$^{239}_{94}\text{Pu}$	24100 ans
$^{240}_{94}\text{Pu}$	6561 ans
$^{241}_{94}\text{Pu}$	14,329 ans
$^{242}_{94}\text{Pu}$	$3,75 \cdot 10^5$ ans

Dans ce paragraphe, on présente tout d'abord une analyse des effets d'historique à l'échelle de l'assemblage (« homogène ») puis l'étude des effets locaux est réalisée dans un second temps.

### Assemblage homogène

Comme discuté à la sous-section IV.4.1, l'insertion de la grappe se traduit directement par un durcissement du spectre neutronique. La présence des résonances de capture de  $^{238}\text{U}$  dans le domaine épithermique perturbe le rapport entre la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  (cf. tableau 11). Ainsi, l'évolution du combustible avec un spectre durci perturbe le bilan matière des actinides de l'assemblage, notamment les isotopes de l'uranium et du plutonium. La figure 37 présente les écarts de bilan matière homogénéisé sur l'assemblage G0 entre une évolution TGE et TGI-G. Concernant les isotopes de l'uranium, l'écart relatif sur la concentration en  $^{238}\text{U}$  est négligeable, du fait de la présence en grande quantité de cet isotope, malgré une différence absolue croissante avec le burnup. Les écarts sur  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  sont positifs et augmentent avec le burnup et atteignent respectivement 3,4 % et 20,9 %. Les écarts relatifs sur  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  passent par un minimum par effet de normalisation provoqué par l'augmentation de leur concentration totale.

Tableau 14 – Vecteur isotopique du plutonium à 20GWj/t pour des évolutions TGE et TGI-G.

20GWjt	Evolution TGE		Evolution TGI		Différence	
	Concentration (at/(barn.cm))	Vecteur (%)	Concentration (at/(barn.cm))	Vecteur (%)	Différence de concentration (%)	Différence de vecteur (%)
<b>Pu238</b>	2,09E-07	0,466	2,57E-07	0,485	23	0,018
<b>Pu239</b>	3,27E-05	72,9	3,95E-05	74,6	21	1,7
<b>Pu240</b>	7,43E-06	16,6	7,95E-06	15,0	7,0	-1,6
<b>Pu241</b>	3,95E-06	8,81	4,64E-06	8,76	18	-0,05
<b>Pu242</b>	5,74E-07	1,28	6,05E-07	1,14	5,5	-0,14
<b>Total</b>	4,49E-05	100	5,30E-05	100	18,0	

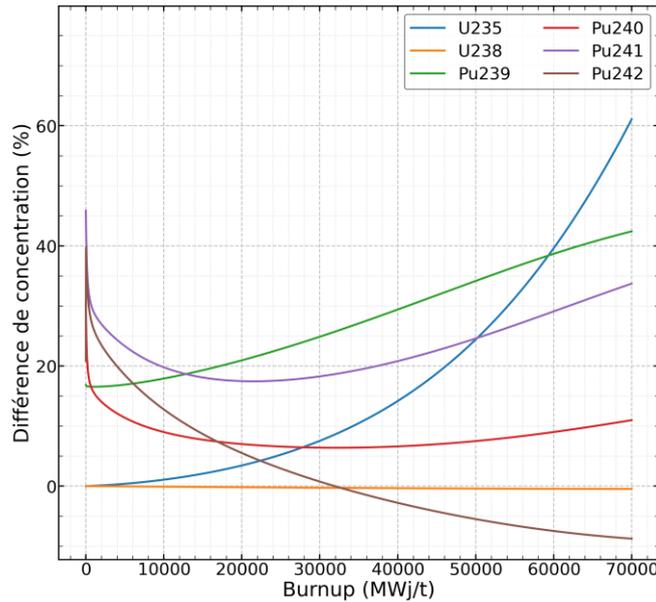


Figure 37 – Différence de concentration des isotopes de U et Pu entre une évolution TGI-G et TGE pour l'assemblage G0.

### Hétérogénéités spatiales

Les différences de distributions spatiales des isotopes du Pu entre une évolution TGI et TGE dépendent de l'isotope considéré et du spectre dans chaque cellule. La figure 38 permet d'observer l'accumulation du <sup>239</sup>Pu près des crayons AIC où le spectre est le plus durci (cf. figure 29) mais aussi sur les bords de l'assemblage. La figure 39 met en avant une accumulation plus importante de <sup>240</sup>Pu, formé par capture sur le <sup>239</sup>Pu, au centre et sur les bords de l'assemblage. Cette répartition peut s'expliquer par une conjonction de trois arguments :

- la section de capture du <sup>239</sup>Pu est beaucoup plus importante en spectre thermique (5,3 barn dans le groupe rapide contre 375,2 barn dans le groupe thermique) ;
- en évolution TGI-G il y a une quantité plus importante de <sup>239</sup>Pu sur les bords et au centre de l'assemblage qu'en évolution TGE ;
- Il s'agit des cellules les plus thermalisées lors d'un calcul TGI-G.

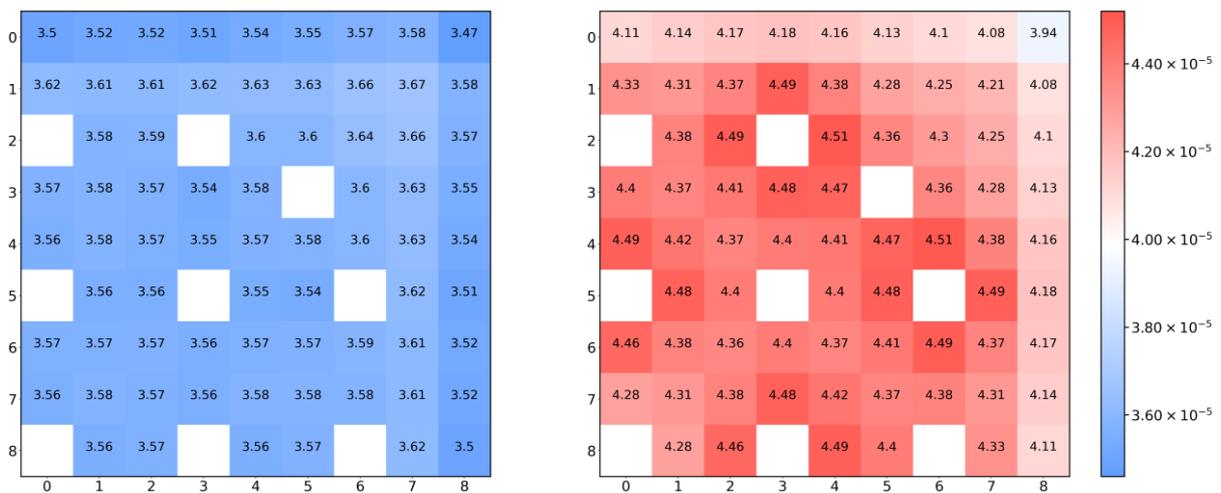


Figure 38 – Distribution spatiale de la concentration en <sup>239</sup>Pu (en barn<sup>-1</sup>.cm<sup>-1</sup>) à 20 GWj/t pour une évolution TGE (gauche) et TGI-G (droite)

De manière analogue, le  $^{241}\text{Pu}$  est formé par capture sur le  $^{240}\text{Pu}$ . En évolution TGI-G, la distribution spatiale des fortes concentrations de  $^{240}\text{Pu}$  (cf. figure 39) est similaire à celle du  $^{241}\text{Pu}$  (cf. figure 40).

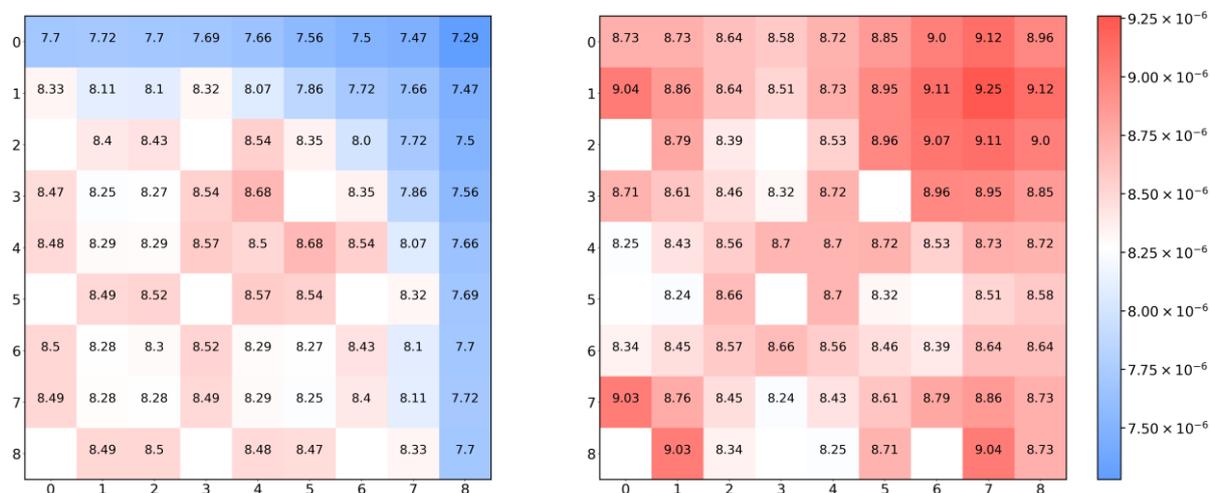


Figure 39 – Distribution spatiale du  $^{240}\text{Pu}$  (en  $\text{barn}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ ) à 20 GWj/t pour une évolution TGE (gauche) et TGI-G (droite)

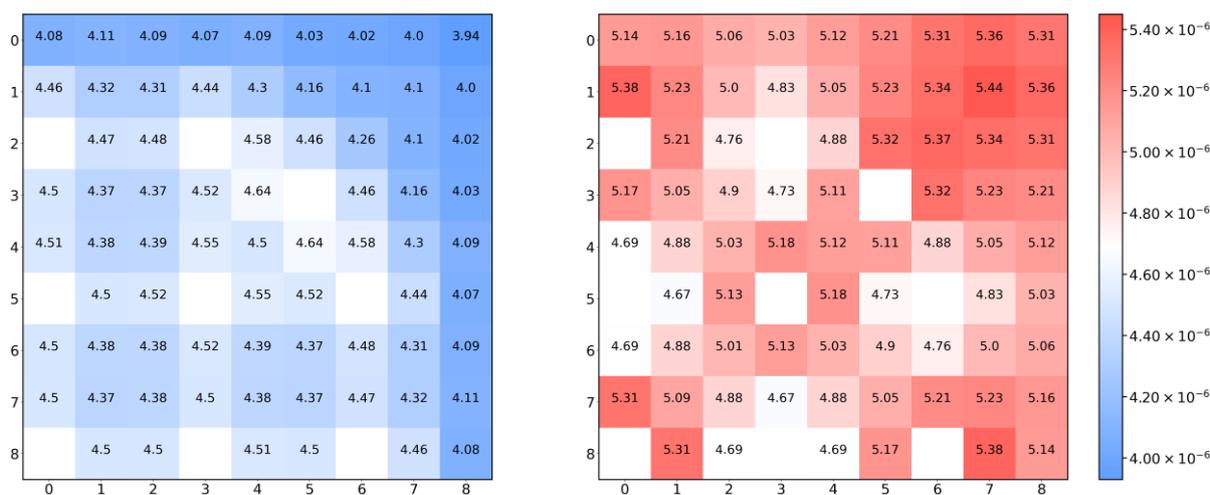


Figure 40 – Distribution spatiale du  $^{241}\text{Pu}$  (en  $\text{barn}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ ) à 20 GWj/t pour une évolution TGE (gauche) et TGI-G (droite)

### Séquences d'insertion

La figure 41 compare l'évolution de la concentration moyenne en  $^{239}\text{Pu}$  sur l'assemblage selon 5 séquences d'insertion différentes. Les évolutions TGE et TGI-G définissent deux comportements caractéristiques vers lesquels les autres séquences tendent après le dernier mouvement de grappes. Les valeurs obtenues en évolutions TGE et TGI semblent donc constituer des bornes minimales et maximales pour les autres séquences d'insertion. Le changement de régime à 10 GWj/t est visible pour les séquences M-IN-10 et M-EX-10.

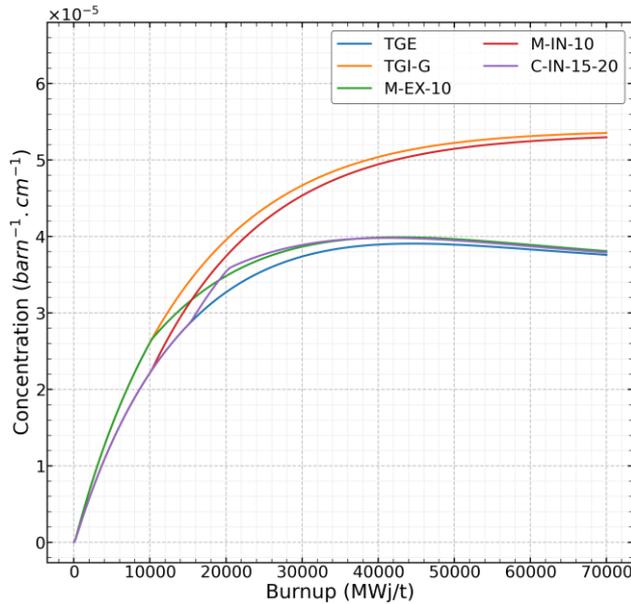


Figure 41 – Evolution de la quantité moyenne de  $^{239}\text{Pu}$  pour l'assemblage G0. Séquences d'insertion d'une grappe grise.

### Disparition du gadolinium

La figure 42 représente l'évolution de la concentration moyenne de  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$  dans l'assemblage G28 en fonction de l'historique d'insertion et de la grappe utilisée. On observe un décalage des courbes vers la droite, ce qui traduit un retard de l'épuisement du Gd lors de l'évolution TGI-G. Ce phénomène est davantage prononcé lors d'une évolution TGI-N. L'usure du Gd au sein d'un crayon n'est pas homogène. La figure 43 montre l'évolution des concentrations dans chaque couronne et permet de mettre en évidence un effet d'autoprotection spatiale. En effet, la concentration chute d'abord en périphérie du crayon tout en maintenant une concentration relativement élevée au centre. Les valeurs des sections efficaces de capture des isotopes  $^{155}\text{Gd}$ -et  $^{157}\text{Gd}$  étant très élevées, une faible variation de la concentration peut avoir un impact important sur la réactivité notamment lorsque le gadolinium est présent en très faible concentration. L'impact des effets d'historique d'insertion de grappes sur la réactivité est présenté en IV.4.3.5.

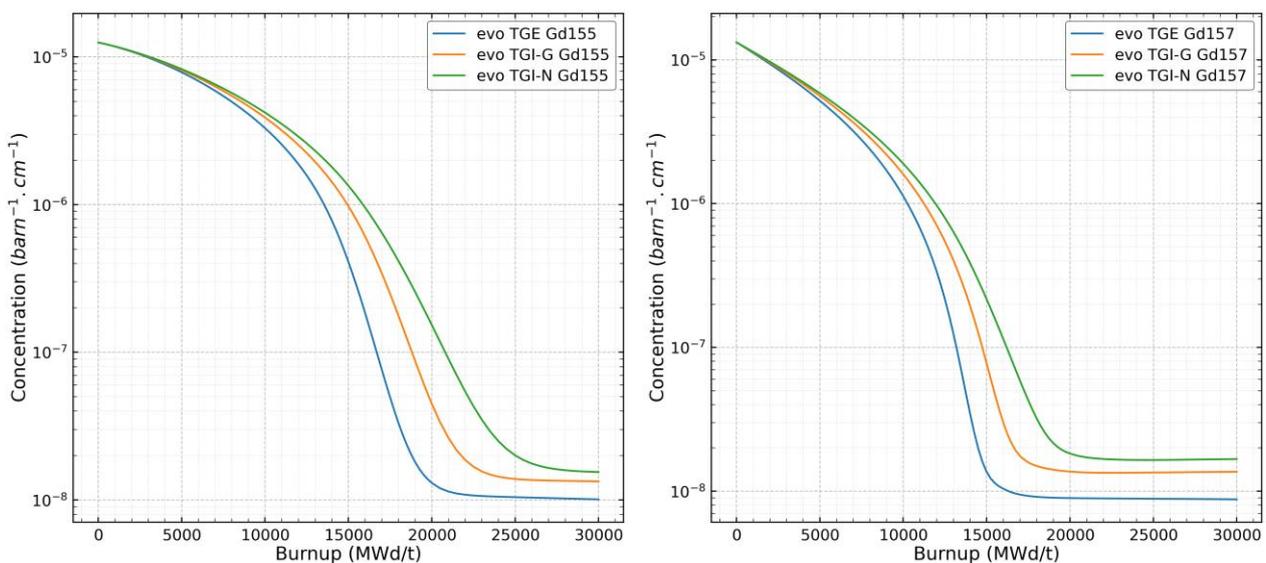


Figure 42 – Evolution de la concentration moyenne de Gd pour l'assemblage G28 en fonction de la position et du type de grappes en évolution. A gauche  $^{155}\text{Gd}$ , à droite  $^{157}\text{Gd}$ .

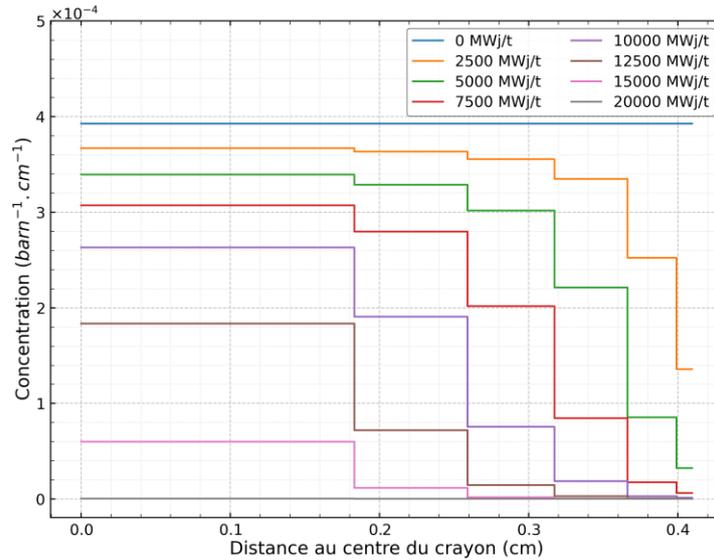


Figure 43 – Concentration de  $^{155}\text{Gd}$  dans le crayon  $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$  n°10. La légende donne le burnup global de l'assemblage au point de calcul.

#### IV.4.3.4 Sections efficaces

La figure 44 présente une comparaison entre les sections macroscopiques thermiques de fission et de capture homogénéisées et condensées pour les assemblages G0 (gauche) et G28 (droite) en configuration TGE pour deux historiques d'évolution (TGE et TGI-G). On observe, pour les deux assemblages, une tendance à l'augmentation des sections efficaces en évolution TGI-G. Par exemple pour l'assemblage G0 à 20 GWj/t, on note un écart de 8,5 % sur  $\Sigma_c^{th}$  et 8,0 % sur  $\Sigma_f^{th}$ . L'étude du ratio  $\Sigma_f^{th} / \Sigma_c^{th}$  montre qu'en début d'irradiation ce ratio est plus faible en évolution TGI-G. Cela suggère un effet qui tend à favoriser la capture au détriment de la fission à cause de l'évolution TGI-G. Néanmoins, les tendances s'inversent autour de 25 GWj/t et c'est le ratio en évolution TGI-G qui devient bien supérieur. Cette dynamique de seconde moitié d'irradiation peut

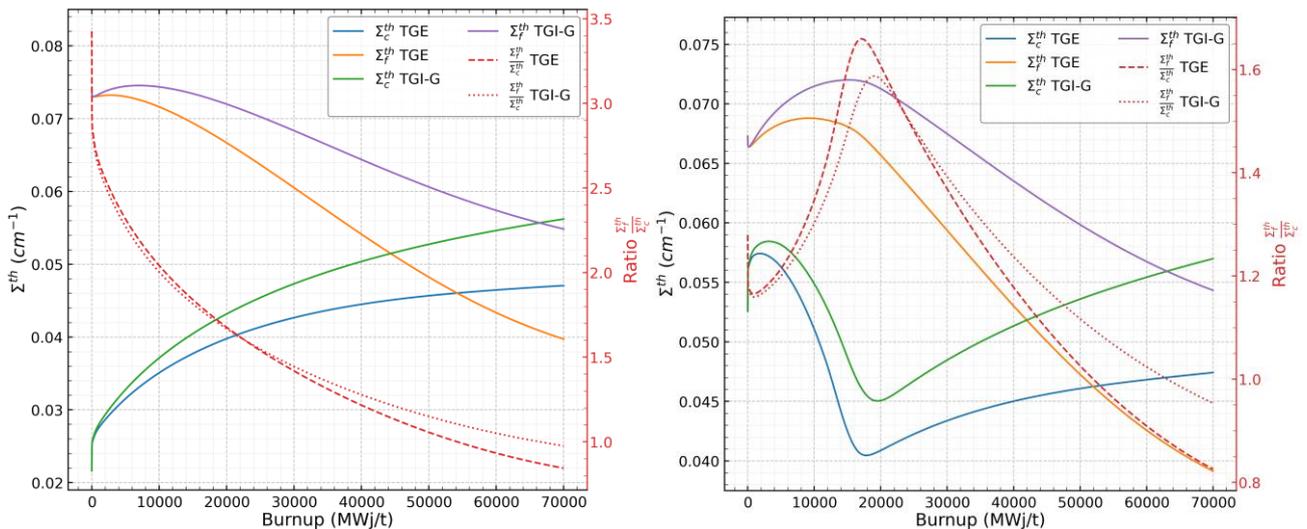


Figure 44 – Sections efficaces macroscopiques de capture et de fission homogénéisées sur l'assemblage et condensées à un groupe en configuration TGE pour des évolutions TGE et TGI-G. Ratios  $\frac{\Sigma_f^{th}}{\Sigma_c^{th}}$  sur l'axe secondaire. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

s'expliquer par la préservation de  $^{235}\text{U}$  qui contribue au premier ordre à la section efficace de fission. L'évolution du ratio  $\Sigma_f^{\text{th}} / \Sigma_c^{\text{th}}$  pour l'assemblage G28 passe par un maximum, ce qui est symptomatique de la présence des poisons consommables. Les écarts entre l'évolution TGE et TGI-G semblent d'autant plus marqués.

Pour étudier plus finement la capture du gadolinium, on se propose d'étudier, en configuration TGE, le taux de capture thermique du  $^{155}\text{Gd}$  dans le crayon  $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$  le plus proche du centre de l'assemblage G28 (cf. figure 45). Le taux de capture du  $^{155}\text{Gd}$  passe par un maximum autour de 6 GWj/t avant de décroître jusqu'à environ 20 GWj/t. La présence de grappes grises ou noires en évolution a un impact très similaire et permet d'élargir la courbe, c'est-à-dire de préserver des poisons consommables jusqu'à des taux d'irradiation plus élevés (environ +2GWj/t). Cette forme « en cloche » commune aux trois courbes prête à interrogation et il semble nécessaire de clarifier le calcul des sections efficaces homogénéisées et condensées.

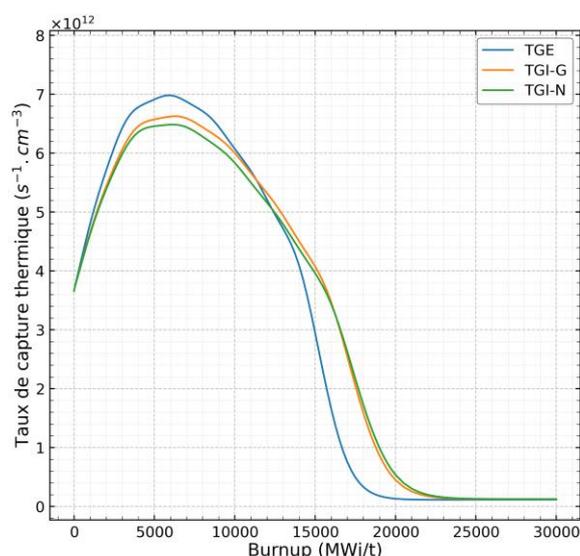


Figure 45 – Taux volumique de capture thermique dans le crayon  $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$  n°10 dans l'assemblage G28 en configuration TGE. Trois évolutions sont étudiées : TGE, TGI-G et TGI-N

On trouvera en Annexe A, une démonstration permettant de mettre en évidence les dépendances de  $R_{M,G}^{i,r}$ . Seuls les volumes  $V_Z$  sont invariants dans le temps. La variation de  $R_{10,2}^{155\text{Gd},c}$  avec le burnup est le résultat de plusieurs phénomènes :

- la diminution de  $^{155}\text{Gd}$  par capture, différente dans chaque couronne (cf. figure 43) ;
- l'augmentation du niveau de flux thermique dans le crayon ;
- l'autoprotection des sections microscopiques dans chaque microgroupe g ;
- la thermalisation du spectre.

Néanmoins, la section efficace de capture thermique du  $^{155}\text{Gd}$  augmente très fortement lorsque la concentration de l'isotope devient faible (cf. figure 46). Il s'agit de la traduction d'un effet d'autoprotection du flux thermique dans les zones contenant de fortes concentrations d'absorbants thermiques.

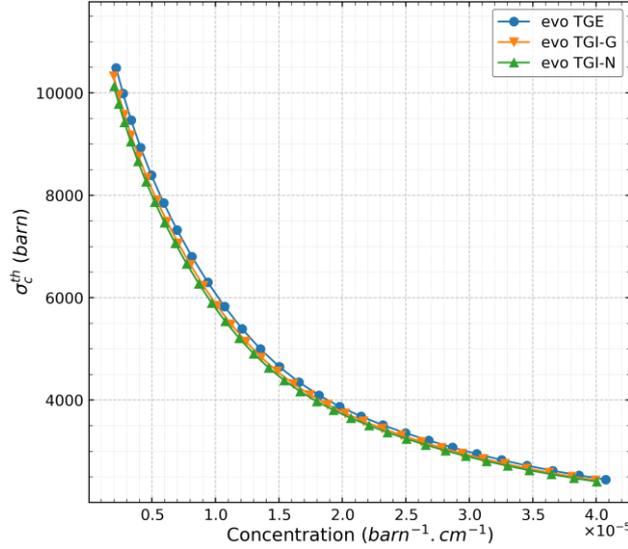


Figure 46 – Section efficace thermique de capture du  $^{155}\text{Gd}$  en fonction de sa concentration pour le crayon n°10 de l'assemblage G28 (cf. Figure 10).

### Décomposition des biais

Une section efficace macroscopique étant définie comme le produit d'une section efficace microscopique et d'une concentration, il est possible de décomposer un écart de section macroscopique comme une somme de trois contributions (cf. équation (IV.18)). Cette écriture permet aussi d'identifier les isotopes qui contribuent le plus à la différence totale.

$$\begin{aligned}
 \delta\Sigma_r &= \frac{\Delta\Sigma_r}{\Sigma_{\text{ref},r}} = \frac{1}{\Sigma_{\text{ref},r}} \cdot \sum_{\text{iso}} \Delta\Sigma_r^{\text{iso}} = \frac{1}{\Sigma_{\text{ref},r}} \cdot \sum_{\text{iso}} [N_{\text{ref}}^{\text{iso}} \Delta\sigma_r^{\text{iso}} + \sigma_{\text{ref},r}^{\text{iso}} \Delta N^{\text{iso}} + \Delta\sigma_r^{\text{iso}} \cdot \Delta N^{\text{iso}}] \\
 &= \frac{1}{\Sigma_{\text{ref},r}} \cdot \left( \sum_{\text{iso}} N_{\text{ref}}^{\text{iso}} \Delta\sigma_r^{\text{iso}} + \sum_{\text{iso}} \sigma_{\text{ref},r}^{\text{iso}} \Delta N^{\text{iso}} + \sum_{\text{iso}} \Delta\sigma_r^{\text{iso}} \cdot \Delta N^{\text{iso}} \right) \quad (\text{IV.18}) \\
 &= \delta\sigma_r + \delta N_r + \delta Res_r
 \end{aligned}$$

La figure 47 présente les résultats de la décomposition des biais sur la section efficace macroscopique condensée à un groupe et homogénéisée sur les assemblages G0 et G28. Les contributions  $\delta\sigma$  et  $\delta N$  sont systématiquement de signe opposé et donc se compensent partiellement. L'effet des poisons à poste fixe est visible pour l'assemblage G28 où l'on peut identifier un extremum autour de 14 GWj/t. Le terme croisé  $\delta Res$  est faible à bas burnup mais son poids devient non négligeable à partir de 30 GWj/t. Malgré les différences existant entre les deux assemblages G0 et G28, l'évolution de  $\delta\Sigma_a$  est très semblable.

La méthode de décomposition des biais synthétisée par l'équation (IV.18) permet de hiérarchiser les isotopes en fonction de leur contribution à l'écart total. Ainsi, il est possible d'identifier des compensations de biais inter-isotopes lors du calcul du biais porté par la section efficace macroscopique d'absorption homogénéisée sur l'assemblage G28 et condensée à un groupe (cf. figure 48). Les isotopes  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  portent respectivement des biais de -1,8 % et de 1,7%. Les isotopes contribuant à la majorité des biais restants sont  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$ . Il est intéressant de noter que les isotopes qui portent les biais les plus importants sont relativement peu nombreux.

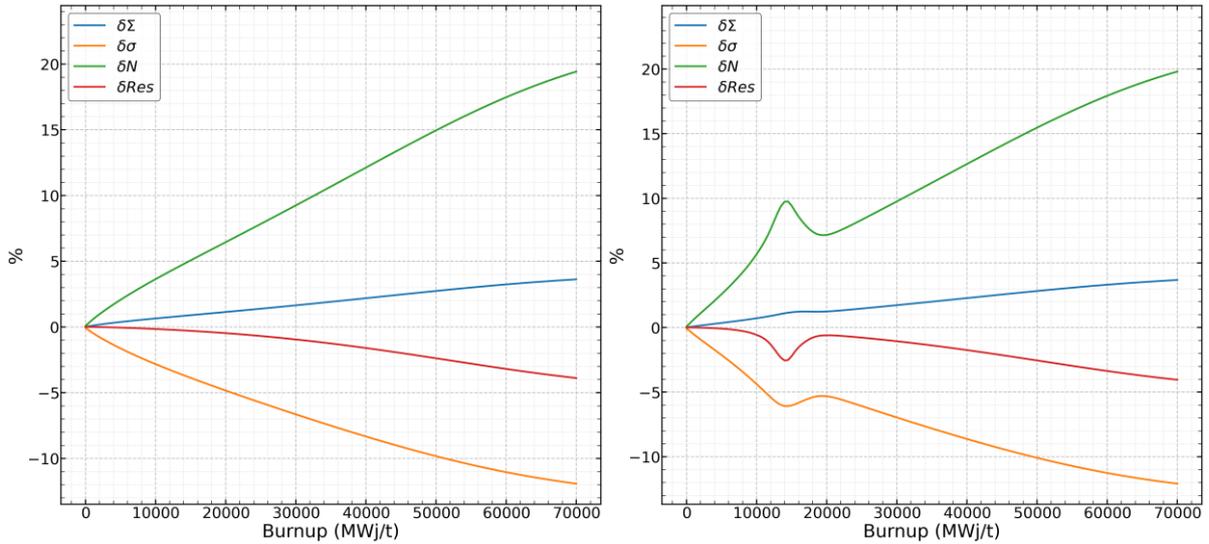


Figure 47 – Décomposition des biais de la section efficace macroscopique d'absorption condensée à un groupe et homogénéisée. Différence entre une évolution TGI-G et TGE. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

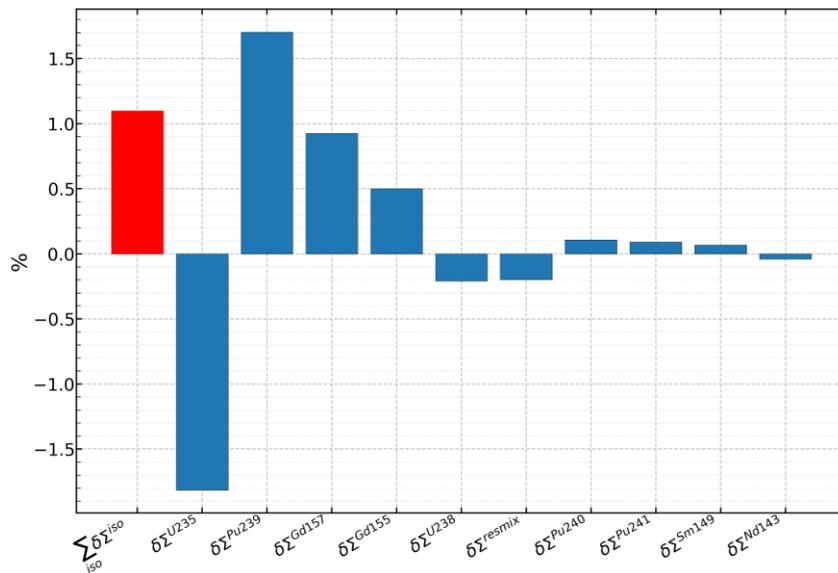


Figure 48 – Décomposition isotopique des biais affectant la section efficace macroscopique d'absorption homogénéisée sur l'assemblage G28 et condensée à un groupe. Cette décomposition est effectuée à 14 GWj/t afin d'analyser l'impact des isotopes du Gd lors de l'occurrence des extremum locaux.

#### IV.4.3.5 Réactivité et poids des grappes

Le poids d'une grappe, ou efficacité de la grappe, est défini par l'équation (IV.19) avec respectivement  $\rho_{TGE}$  et  $\rho_{TGI}$  les réactivités en configuration TGE et TGI:

$$\Delta\rho = \rho_{TGE} - \rho_{TGI} \quad (IV.19)$$

En conséquence des différences de bilan matière, de sections efficaces et de burnup existant entre les différentes évolutions, il existe des différences de réactivité entre deux points de reprise identiques sur deux évolutions

différentes. Les écarts sont particulièrement marqués pour l'assemblage G28, comme le montre la figure 49 avec un décalage du pic de réactivité de 16,5 GWj/t en évolution TGE à respectivement 18,3 et 19,0 GWj/t en évolution TGI-G et TGI-N. Ce décalage va de pair avec un abaissement du maximum de réactivité d'environ 670 pcm entre les évolutions TGI-G et TGE. Ces écarts de réactivité induisent également des biais sur le poids des grappes comme mis en évidence par la figure 50. En effet, l'efficacité de la grappe est plus faible lors d'une évolution TGI-G ; à 20 GWj/t l'écart est de -933 pcm (-5,21 %) et -2465 pcm (-11,3 %) à 40 GWj/t. Il est important de rappeler ici que les grappes sont considérées non-évoluantes dans ces calculs en réseau infini.

La figure 51 compare les évolution TGE et TGI-G avec des séquences d'insertions simples créneau et marche. On constate que les comportements en évolution TGE et TGI-G encadrent les autres séquences d'évolution (similairement à la figure 41). Ici, la représentation est tronquée à 30 GWj/t pour mettre en évidence les effets des insertions de grappes entre 10 et 20 GWj/t. Néanmoins, des écarts existent toujours entre M-IN-10 et TGI-G à haut burnup. Ils sont caractéristiques de la différence historique d'insertion de grappe.

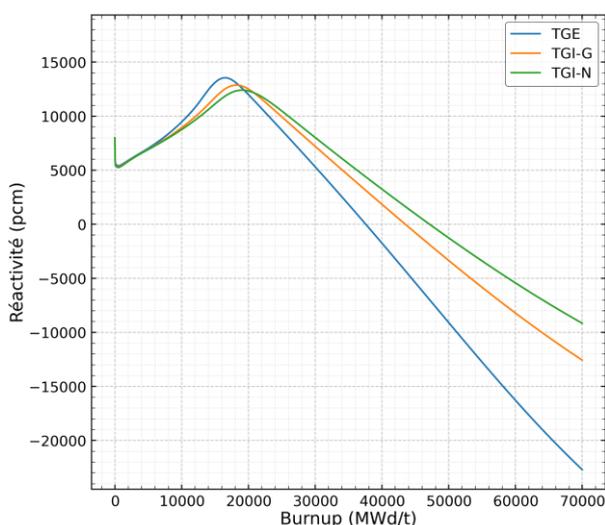


Figure 49 – Evolution de la réactivité TGE pour trois historiques d'évolution différents de l'assemblage G28.

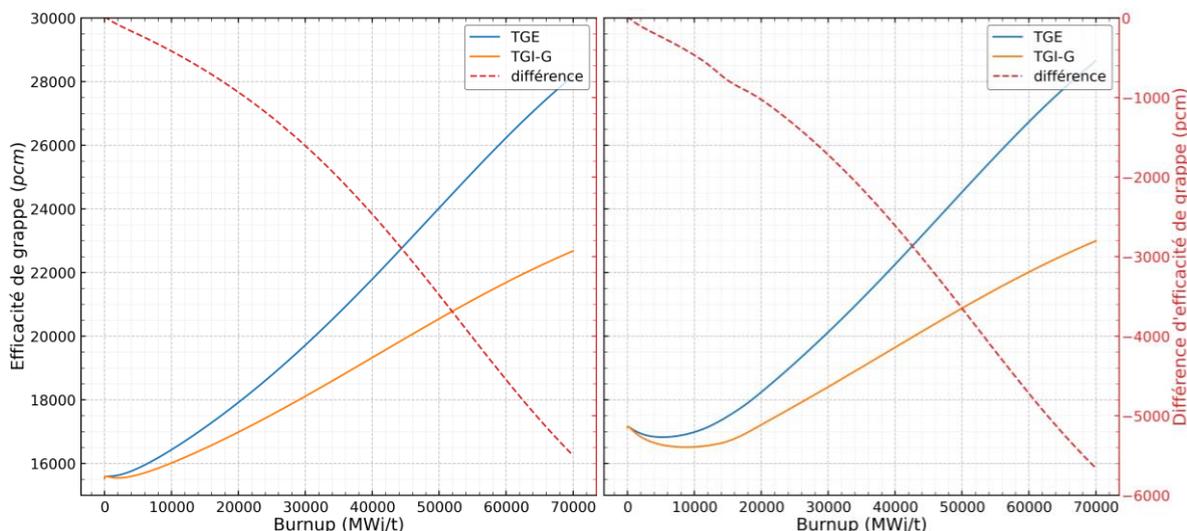


Figure 50 – Comparaison des efficacités de grappes en évolution TGE et TGI-G. Mise en évidence du biais absolu en pcm sur l'axe vertical secondaire. Assemblage G0 à gauche et G28 à droite. Axes verticaux mutualisés.

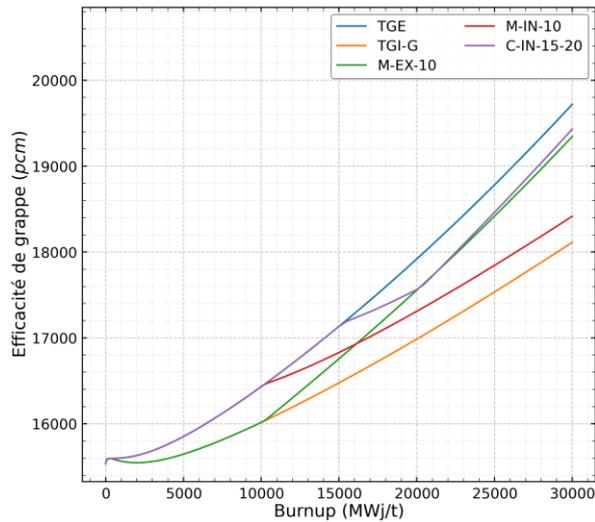


Figure 51 – Comparaison de l'efficacité de la grappe grise sur l'assemblage G0 selon la séquence d'insertion.

#### IV.4.3.6 Analyse du spectre en évolution

Les effets de spectre induits par l'insertion d'une grappe conduisent à des effets de perturbation du bilan matière en évolution. Néanmoins, comme détaillé précédemment, le spectre porte lui-même les conséquences de ces effets d'historique. Il y a une propagation du durcissement de spectre en évolution. La figure 52 représente l'évolution de l'indice de spectre de l'assemblage G0 selon trois historiques de grappe. En évolution TGE, la valeur de SI passe par un maximum autour de 20 GWj/t puis décroît de façon monotone. Les évolutions TGI-G et TGI-N sont différentes : pour la première SI tend asymptotiquement vers 8 et pour la seconde SI croît quasiment linéairement à partir de 40 GWj/t.

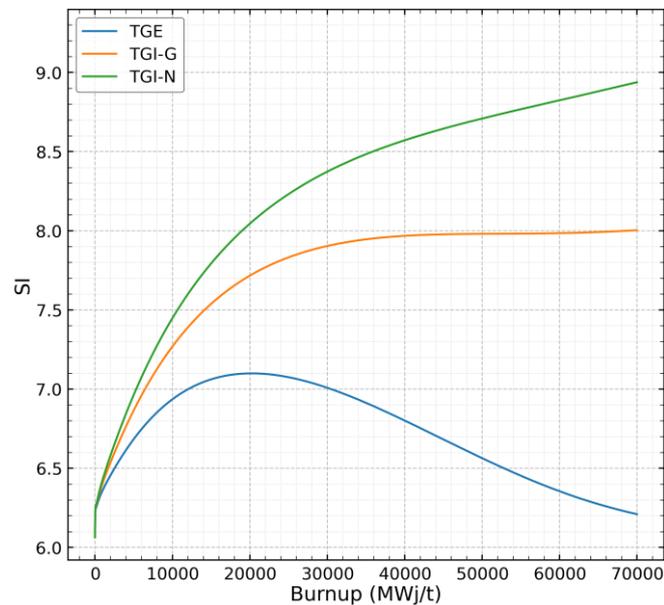


Figure 52 – Evolution de l'indice de spectre en configuration TGE pour des évolutions TGE, TGI-G et TGI-N de l'assemblage G0.

#### IV.4.4 Bilan de l'étude

Cette étude permet de quantifier et d'analyser les effets d'historique d'insertion de grappes à l'aide de calculs déterministes avec le code APOLLO3®. Les assemblages G0, G28 et G32 sont étudiés en comparant diverses séquences d'insertion de grappes grise et noire à une évolution de référence TGE. Les résultats les plus pertinents concernent la grappe grise mais la comparaison des évolutions TGI-G et TGI-N permet de mettre en évidence les sensibilités au durcissement du spectre. Une méthode de décomposition des biais est proposée au paragraphe IV.4.3.4 pour analyser les contributions des sections efficaces microscopiques et du bilan matière. Cette étude révèle la perturbation importante, locale et globale, du bilan matière fissile ainsi que des différences sur le vecteur isotopique du plutonium. Les excès de concentrations des isotopes du Pu lors d'une évolution grappée sont concomitants avec une réduction de l'épuisement de  $^{235}\text{U}$ , ce qui augmente la réactivité totale. La décomposition des biais met en évidence une forte compensation entre l'augmentation de l'inventaire fissile et la diminution des sections efficaces microscopiques. Ces effets de compensation apparaissent aussi entre les différents isotopes des principaux actinides. Les écarts de sections efficaces thermiques macroscopiques sont supérieurs à 8 % après 20 GWj/t d'évolution TGI-G. Les perturbations d'historique engendrent localement des différences de puissance allant jusqu'à +3 % sur le facteur  $F_{xy}$  à 20 GWj/t pour l'assemblage G0 et +2,5 % pour G28. L'efficacité de la grappe est diminuée de près d'environ 5 % à 20GW/t. La présence du gadolinium dans les assemblages G28 et G32 est prolongée par l'introduction de la grappe, ce qui contribue à générer des biais importants sur la réactivité, les distributions de puissance et les sections efficaces.

L'étude des séquences d'insertion simples semble montrer que les écarts les plus importants sont générés par l'évolution TGI. Les mouvements intermédiaires de grappes au cours de l'évolution ne semblent pas créer de scénarios plus pénalisants que l'évolution TGI sur les grandeurs d'intérêts observées dans cette étude. L'analyse des effets d'historique d'insertion de grappe sur un assemblage nécessite de séparer les causes (durcissement du spectre après insertion) des conséquences (perturbation du bilan matière en évolution) et d'identifier les rétroactions (persistance de perturbation du spectre une fois la grappe retirée).

#### IV.5 Conclusion partielle

La simulation déterministe du cycle d'un réacteur REP passe généralement par l'utilisation d'un schéma de calcul en deux étapes réseau-cœur. La première étape de production de bibliothèques de sections efficaces multiparamétrées d'un assemblage en 2D repose sur l'hypothèse d'évolution du bilan matière en configuration TGE. Lors de la seconde étape à l'échelle du cœur en 3D, le bilan matière de chaque cellule est issu soit d'une interpolation en fonction du taux de combustion (évolution macroscopique), soit d'une résolution locale de l'équation de Bateman (évolution microscopique).

L'étude des effets d'historique de spectre présentée dans cette section nous amène à questionner cette hypothèse d'évolution nominale dans une situation où l'évolution réelle en cœur peut être différente du calcul en réseau infini. Dans ce chapitre, nous avons quantifié les principales différences à l'aide d'une étude d'assemblages en réseau infini. Les écarts sont significatifs sur les principaux paramètres de conception (distributions de puissance, poids des grappes, réactivité) et la présence de poisons consommables joue un rôle prédominant, notamment dans des effets de compensation de biais.

Par l'utilisation de séquences simples d'insertion, aucune situation d'évolution fortement non-linéaire n'a pu être mise en évidence. A l'inverse, les évolutions TGE et TGI semblent constituer des évolutions caractéristiques minorant et majorant les comportements des principales grandeurs étudiées. Ces résultats peuvent servir de point de départ au développement d'un schéma de calcul modélisant les effets d'historique d'insertion des grappes de contrôle à l'échelle du cœur.

## Chapitre V

# Développement d'une méthode de modélisation des effets d'historique d'insertion de grappes

---

*Dans le chapitre précédent, nous avons présenté en détail le fonctionnement d'un schéma de calcul déterministe en deux étapes. Cela nous a permis de mettre en avant la problématique de la modélisation des effets d'historique d'insertion de grappes et de quantifier les écarts existant entre deux modélisations réseau infini évoluant avec et sans grappe.*

*Ce chapitre permet de s'intéresser aux méthodes de modélisation et de correction des effets d'historique de spectre disponibles dans la littérature scientifique. Quatre famille de méthodes sont identifiées : le paramétrage des sections efficaces par un historique de spectre, l'utilisation d'un modèle d'évolution microscopique en cœur, l'utilisation simultanée d'une évolution microscopique et d'un indicateur de spectre, le calcul en une étape par homogénéisation dynamique. A la suite de cette revue bibliographique, nous présentons la méthode hybride COHLISEE mise en en place au cours de la thèse.*

---

## V.1 Etude bibliographique des modélisations des effets d'historique de spectre

Cette partie est consacrée à la revue des travaux existants dans la littérature scientifique concernant les effets d'historique de spectre en réacteur. Les effets d'historique de grappe de contrôle, et leur modélisation, ne constituent qu'une partie réduite des travaux menés sur le sujet. Il est important de s'intéresser aux stratégies de modélisation des effets d'historique de spectre dans la globalité afin de bénéficier de l'ensemble des études menées, les résultats obtenus pour d'autres paramètres (par exemple la température du modérateur) pouvant être transposables à l'étude spécifique des effets d'historique concernant les grappes de contrôle. L'étude bibliographique a permis de dégager plusieurs stratégies de modélisation des effets d'historique de spectre :

- l'utilisation d'indicateurs d'historique permettant de corriger les sections efficaces microscopiques (cf. sous-section 76V.1.1);
- l'évolution microscopique des isotopes à l'étape cœur (cf. sous-section V.1.2) ;
- la combinaison d'une évolution microscopique et d'un indicateur d'historique (cf. sous-section V.1.3);
- le recours à une homogénéisation dynamique couplant les deux étapes réseau et cœur (cf. sous-section V.1.4).

### V.1.1 Indicateurs d'historique de spectre

#### V.1.1.1 Présentation des indicateurs

Un indicateur d'historique de changement de spectre est une grandeur physique qui doit permettre de traduire les conditions spectrales d'évolution d'un milieu. Il doit être calculable dans les conditions de simulation d'un cœur complet. L'objectif est de trouver un indicateur robuste, adapté à la situation à étudier, et qui permette de corriger simplement les sections efficaces lors d'un calcul de cœur. Les corrections s'appuient généralement sur une modification des bibliothèques de sections efficaces multiparamétrées, calculées à l'étape réseau.

Voici une présentation des principaux indicateurs recensés dans la littérature scientifique :

- l'historique de densité modérateur MH (*Moderator History*) [47] [48] est défini comme la valeur moyenne de la densité du modérateur au cours de l'irradiation. Précisons que cet indicateur est adapté pour capturer les effets résultant de la variation de densité modérateur dans le cœur. Ces effets sont très marqués dans un REB, et aussi présents, bien que plus faiblement, dans un REP. Concernant l'étude des effets d'historique de grappes, des indicateurs équivalents peuvent être mis en place [49] [50].

$$MH = \frac{1}{Bu} \int_0^{Bu} d_{mod} dBu' \quad (V.1)$$

$$CRH = \frac{1}{Bu} \int_0^{Bu} G dG' \quad (V.2)$$

- l'indice de spectre SI (*Spectrum Index*) [48] [50] [51] est défini à deux groupes d'énergie comme le rapport entre le flux rapide et le flux thermique. Cet indicateur permet de décrire un effet de durcissement de spectre en conséquence directe d'un changement de configuration (densité modérateur, insertion de grappes). Il permet aussi de traduire un changement de spectre résultant de perturbations sur le bilan matière suite à un effet d'historique de changement de spectre.

$$SI = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} \quad (V.3)$$

- L'historique de spectre moyen ASH (*Average Spectrum History*) [52] donne une mesure de l'indice de spectre moyen sur une irradiation. Il est aussi défini comme le rapport entre le burnup issu du flux rapide  $B_1$  et le burnup total.

$$ASH = \frac{1}{Bu} \int_0^{Bu} \frac{\Phi_1}{\Phi_2} dBu' = \frac{Bu_1}{Bu} \quad (V.4)$$

- l'historique de spectre SH (*Spectral History*) [48] [53] est défini comme la valeur moyenne au cours de l'irradiation du rapport entre l'indice de spectre effectif et l'indice de spectre nominal.

$$SH = 1/Bu \int_0^{Bu} \frac{SI(Bu')}{SI_N(Bu')} dBu' \quad (V.5)$$

- la concentration de  $^{239}\text{Pu}$  à la puissance 1/2, notée P [48] [54] [55].

$$P = \sqrt{^{239}\text{Pu}} \quad (V.6)$$

- la concentration en isotopes fissiles  $N_{fissile}$  [56] [57].
- le rapport PU [58] [48] est défini comme le rapport entre la concentration en Pu (tous isotopes) et la concentration en  $^{238}\text{U}$ . Cet indicateur, comme le précédent, s'intéresse aux conséquences d'un changement de spectre sur le bilan matière de Pu.

$$PU = \frac{\sum_{i=239}^{242} {}^i\text{Pu}}{^{238}\text{U}} \quad (V.7)$$

- la probabilité d'absorption résonnante multipliée par le rapport entre les absorptions rapides et les fissions totales [59].

$$SH^* = \frac{\Sigma_{a,1}}{\Sigma_{a,1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}} \cdot \frac{\Sigma_{a,1} \Phi_1}{\Sigma_{f,1} \Phi_1 + \Sigma_{f,2} \Phi_2} \quad (V.8)$$

- la fluence rapide [51].

$$F_1 = \int_0^t \Phi_1 \quad (V.9)$$

Il existe une variété d'indicateurs couramment utilisés dans les études d'effets d'historique de REP et REB. Parmi ces indicateurs, il est possible d'identifier trois grandes familles (cf. tableau 15) :

- les indicateurs basés sur l'évolution des paramètres d'état influant le spectre ;
- les indicateurs basés directement sur le spectre (à travers les flux multigroupes) ;
- les indicateurs basés sur le bilan matière.

Tableau 15 – Indicateurs d'historique de spectre

Variation d'un paramètre	Variation du spectre lors du calcul	Variation du bilan matière
MH, CRH	SI, SH, ASH, $F_1$ , $SH^*$	P, PU, $N_{fissile}$ , $SH^*$

### V.1.1.2 Présentation de l'étude comparative.

Au cours de ses travaux de thèse [48] [60], Szames recense les principaux indicateurs cités dans la littérature et mène une étude comparative pour quantifier leur précision. L'étude porte sur l'ensemble des effets d'historique de spectre mais nous nous limiterons à l'analyse des résultats concernant l'insertion d'une grappe de contrôle.

Les sections efficaces exprimées dans toute la suite sont moyennées sur le quart d'assemblage. La variation d'une section efficace microscopique avec un indicateur  $\theta$  est formalisée à travers un développement de Taylor à l'ordre 1 (correction linéaire). L'équation (V.10) permet d'exprimer, pour la réaction  $r$  dans le groupe  $g$ , la correction de la section efficace hors-nominale  $\tilde{\sigma}_{r,g}^{HN}$  en fonction de l'indicateur  $\theta$  et de la section en condition nominale. En comparant la section efficace  $\tilde{\sigma}_{r,g}^{HN}$  avec la section efficace  $\sigma_{r,g}^{HN}$  calculée directement en évolution hors-nominale, il est possible de juger la qualité de la correction. L'équation (V.12) permet de formaliser le calcul de  $\epsilon(\theta)_{r,g}$ , l'erreur relative sur le calcul de la section efficace  $\tilde{\sigma}_{r,g}^{HN}$  du fait de la modification de l'indicateur  $\theta$ . Pour simplifier l'écriture, ces équations sont exprimées à un point de burnup fixé.

$$\tilde{\sigma}_{r,g}^{HN} = \sigma_{r,g}^N \left[ 1 + \frac{\theta^N}{\sigma_{r,g}^N} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta^N} \left( \frac{\theta^{HN}}{\theta^N} - 1 \right) \right] = \sigma_{r,g}^N \left[ 1 + S \left( \frac{\theta^{HN}}{\theta^N} - 1 \right) \right] \quad (V.10)$$

$$S = \frac{\theta^N}{\sigma_{r,g}^N} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta^N} \quad (V.11)$$

$$\epsilon(\theta)_{r,g} = \frac{\tilde{\sigma}_{r,g}^{HN} - \sigma_{r,g}^{HN}}{\sigma_{r,g}^{HN}} \quad (V.12)$$

La figure 53 présente les corrections de sections efficaces effectuées pour plusieurs indicateurs avec le code réseau APOLLO2 pour un assemblage UO<sub>2</sub> enrichi à 4%. Deux séquences d'insertion de grappe sont étudiées : insérée de 0 à 15 GWj/t puis extraite de 15 à 30 GWj/t (séquence 1, figure de gauche) et extraite de 0 à 15 GWj/t puis insérée de 15 à 30 GWj/t (séquence 2, figure de droite) et sont à comparer avec l'évolution nominale non grappée. La température combustible est fixée à 600°C et la densité modérateur vaut 0.72 g/cm<sup>3</sup>. Il est important de noter que les coefficients S de l'équation (V.10) sont générés à partir d'évolution en conditions hors nominales différentes.

- la courbe "Ref." désigne la section efficace calculée dans la condition hors-nominale avec le code réseau : il s'agit de la valeur de référence vers laquelle les sections corrigées doivent tendre;
- P1, P2, P3, P4 sont des méthodes utilisant l'indicateur P avec des variations de densité modérateur pour le calcul des coefficients S (cf. équation (V.11)). Tous les calculs d'évolution et de reprise sont effectués avec  $T_{comb} = 600^\circ\text{C}$  :
  - P1 : évolution et reprise avec  $d_{mod} = 0,75 \text{ g/cm}^3$  ;
  - P2 : évolution avec  $d_{mod} = 0,75 \text{ g/cm}^3$  et reprise avec  $d_{mod} = 0,72 \text{ g/cm}^3$  ;
  - P3 : évolution et reprise avec  $d_{mod} = 0,66 \text{ g/cm}^3$  ;
  - P4 : évolution avec  $d_{mod} = 0,66 \text{ g/cm}^3$  et reprise avec  $d_{mod} = 0,72 \text{ g/cm}^3$ .
- les coefficients S des autres indicateurs (SI, SH, PU) ont été générés à partir de calculs sous-modérés avec  $d_{mod} = 0.66 \text{ g/cm}^3$ ;
- la courbe N, représente l'évolution de la section en condition nominale ( $T_{comb} = 600^\circ\text{C}$ ,  $d_{mod} = 0,72 \text{ g/cm}^3$ , TGI), c'est à dire sans effet d'historique de grappe.

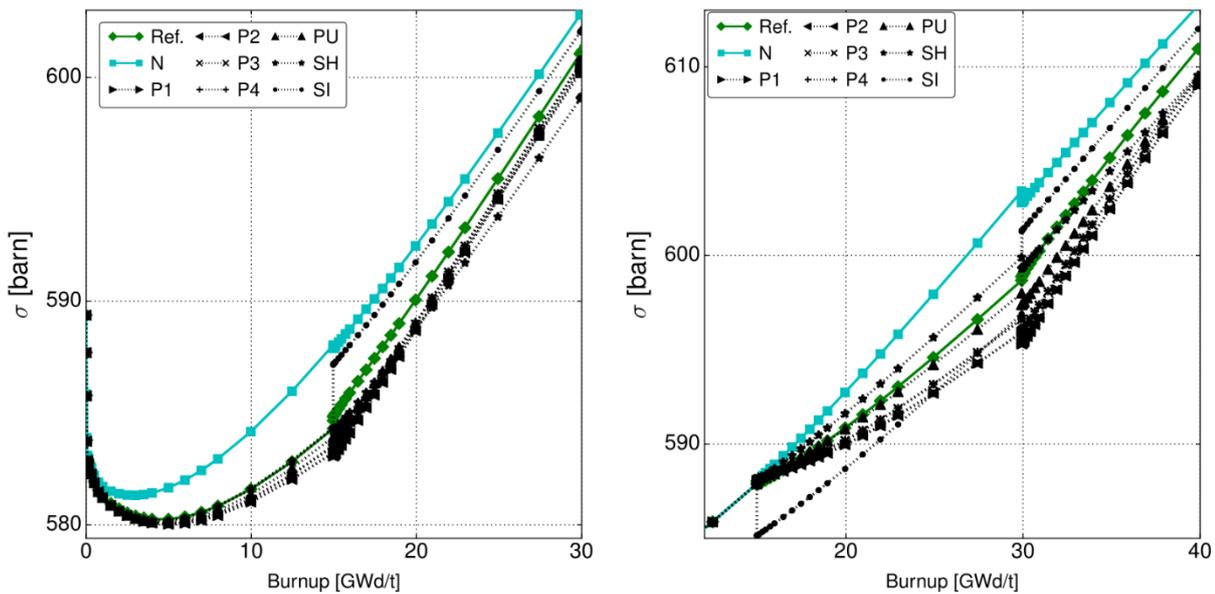


Figure 53 – Comparaisons de corrections de la section efficace  $\nu\sigma_{f,2}$  de  $^{235}\text{U}$  selon l'indicateur utilisé pour deux séquences d'insertions de grappes. Les périodes d'insertion de grappes sont respectivement 0-15 GWj/t (gauche) et 15-30 GWj/t (droite).

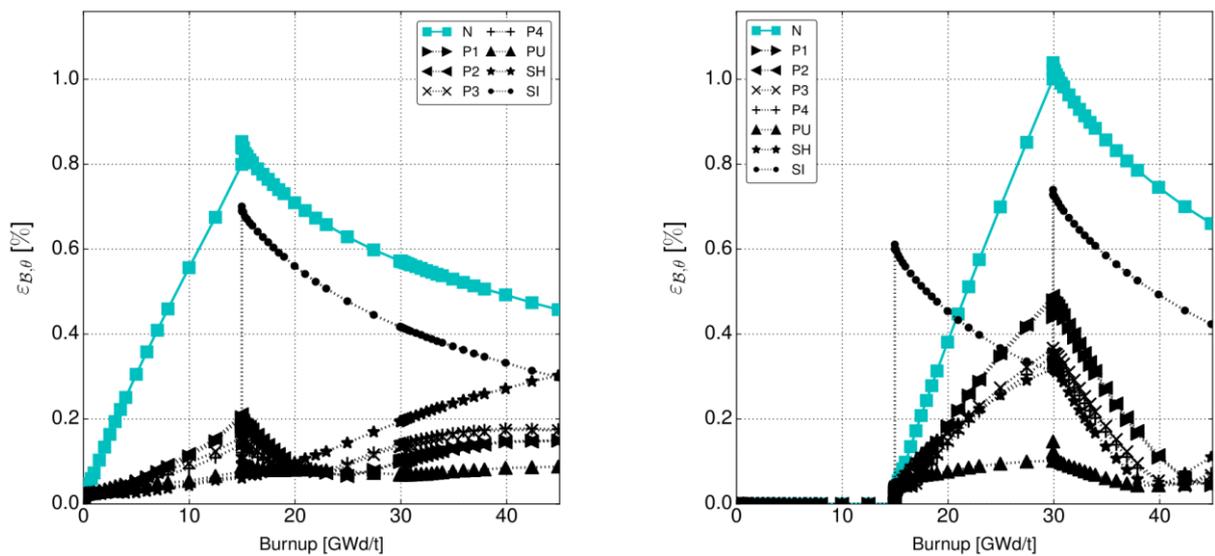


Figure 54 – Moyenne des erreurs commises sur les sections microscopiques selon l'indicateur utilisé. Les sections utilisées sont les suivantes :  $\nu\sigma_{f,1}$ ,  $\nu\sigma_{f,2}$ ,  $\sigma_{a,1}$ ,  $\sigma_{a,2}$ ,  $\sigma_{s,1\rightarrow 2}$ ,  $\sigma_{s,2\rightarrow 1}$ .

Les résultats de la séquence 1 montrent une erreur absolue de 3,3 barns, soit 0,56 %, entre l'évolution nominale et l'évolution hors-nominale de référence au retrait de la grappe à 15 GWj/t. Dans tous les cas, les corrections apportées par les indicateurs permettent de réduire l'écart absolu avec la référence. Après le retrait de la grappe, l'indicateur SI présente encore une surestimation importante de la section de référence. L'historique de spectre SH sous-estime particulièrement la section de référence après 22 GWj/t, ce qui est symptomatique de son caractère intégral. Les indicateurs faisant intervenir la concentration de Pu semblent présenter les meilleurs résultats. Sur la figure de droite, on peut noter que l'indicateur SI présente un comportement aberrant à 15 GWj/t en corrigeant excessivement la section efficace alors qu'aucun effet d'historique n'entre en jeu.

La figure 54 présente les erreurs relatives sur les sections microscopiques moyennées par isotope, par réaction et par groupe (cf. équation (V.13), M est le nombre total de termes dans la somme). Les erreurs maximales sont

atteintes à la fin de la période d'insertion et peuvent aller jusqu'à 1 %. L'indicateur PU obtient les meilleurs résultats puisqu'il permet de réduire l'erreur relative sur la section efficace à moins de 0,1 %. Les auteurs s'intéressent aussi aux écarts de sections moyennés sur la période d'insertion de la grappe. Lors de la séquence 2, les corrections apportées par les indicateurs sur certaines sections dégradent les biais, en comparaison à un calcul non-corrigé. Ce comportement concerne essentiellement les moyennes des erreurs sur les sections rapides d'absorption et de production. Une analyse approfondie permet de mettre en évidence les écarts importants de section efficace microscopique d'absorption dans le groupe rapide pour les isotopes  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ , et  $^{151}\text{Sm}$ . La contribution à la section efficace macroscopique est majoritairement due à  $^{240}\text{Pu}$ . En complément de cette analyse, il aurait pu être intéressant de quantifier l'impact de ces biais sur les taux de capture à 1 et 2 groupes. Cela aurait permis de mettre en perspective l'importance de ces erreurs commises sur les sections efficaces microscopiques isotopiques.

$$\epsilon(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^I \sum_r \sum_g |\epsilon_{\sigma,i,r,g}|}{M} \quad (V.13)$$

En conclusion, les travaux de Szames ont permis de reprendre les différents indicateurs d'historique mentionnés dans la littérature et d'évaluer leur performance notamment dans des situations d'évolution partiellement grappée. Malgré des faiblesses relevées pour certaines configurations, l'indicateur PU semble le plus à même de traduire les effets d'historique de grappe sur les sections efficaces microscopiques.

Dans cette étude, l'évaluation des indicateurs est réalisée en comparant des évolutions effectuées avec des densités de modérateur différentes. D'autres méthodes de génération d'effets d'historique de spectre existent et peuvent être plus pertinentes pour décrire l'effet des absorbants. Ces travaux mettent en évidence des variations de sections efficaces homogénéisées sur l'assemblage et ne traitent pas les effets spatiaux intra-assemblage.

### V.1.1.3 Méthodologie P3C

Dans sa thèse menée à Westinghouse [51] [61], Zhang présente une méthodologie de prise en compte des effets d'historique de grappes conjointement à une reconstruction de puissance crayon par crayon. Il utilise la plateforme NEXUS/ANC développée par Westinghouse intégrant le code réseau PARAGON et le code cœur ANC. Il est important de préciser que le code PARAGON produit des corrélations de sections efficaces dépendantes de  $T_{mod}$ ,  $T_{comb}$  et  $SI$  destinées à être utilisées par ANC.

La méthode développée P3C (*Pseudo Pin-by-Pin Calculation*) vise à préserver le coût de calcul supplémentaire lié à l'intégration des effets d'historique. Ainsi, l'utilisation d'un modèle d'évolution isotopique en cœur est écartée. Le bilan matière est indexé sur le burnup B et sur la fluence rapide  $F_1$  (évolution macroscopique). Ainsi la réalisation de différents calculs réseaux, permet de générer des coefficients d'historique  $H_{x,g}^k(B^k)$  (cf. équation (V.15)) Ces coefficients sont calculés comme un rapport entre la variation relative de sections efficaces et la variation relative de l'indicateur d'historique (la fluence rapide  $F_1$ ). Ils permettent de corriger les sections efficaces macroscopiques crayon par crayon lors du calcul de cœur avec ANC.

$$\Sigma_{x,g}^k = \Sigma_{x,g}^{refh}(B^k, \{p\}, F_1^{k,ref}) \cdot (1 + H_{x,g}^k(B^k) \cdot \Delta F_1^k) \quad (V.14)$$

avec  $N_i^k$  le bilan matière de l'isotope i dans le crayon k et :

$$H_{x,g}^k(B^k) = \frac{1}{\Delta F_1^k} \cdot \frac{\sum_i (N_i^k(B^k, F_1^k) - N_i^k(B^k, F_1^{k,ref})) \sigma_{x,g}^{k,i}}{\Sigma_{x,g}^{refh}(B^k, \{p\}, F_1^{k,ref})} \quad (V.15)$$

et

$$\Delta F_1^k = \frac{F_1^k - F_1^{k,ref}}{F_1^{k,ref}} \quad (V.16)$$

avec :

- $\Sigma_{x,g}^k$  la section efficace macroscopique pour la réaction  $x$  dans le groupe  $g$  et pour le crayon  $k$  ;
- $\{p\} = \{T_m, T_f, SI\}$  les conditions locales telles que la température du modérateur, la température du combustible et l'indice de spectre ( $\Phi_1^k/\Phi_2^k$ ).

Afin d'éviter un calcul de diffusion ou de transport crayon par crayon à l'échelle du cœur, la plateforme NEXUS/ANC utilise une méthodologie de reconstruction fine du flux  $\Phi_g^{k,het}$  à partir du flux moyen dans l'assemblage  $\phi_g^{hom}$ . Les facteurs de forme thermiques crayon par crayon  $f_2^k$  sont soumis à l'influence des effets d'historique de spectre alors que les facteurs de forme rapides  $f_1^k$  sont supposés non perturbés. L'auteur introduit  $\Sigma_x^k$  une section efficace représentative dans le crayon  $k$ , qui est directement corrélée au terme de fuite  $L^k(\Sigma_x^k)$ . L'équation (V.18) donne la relation entre  $SI^k$  et le terme de fuite  $L^k(\Sigma_x^k)$ . Ainsi, en connaissant la correction d'historique sur  $\Sigma_x^k$ , l'auteur montre qu'il peut calculer  $F(\Sigma_x^{k,ref}, \Sigma_x^k)$  qui est directement relié à  $f_g^k$  par l'équation (V.20).

$$\Phi_g^{k,het} = \Phi_g^{hom} \cdot f_g^k \quad (V.17)$$

$$SI^k = \frac{L^k(\Sigma_x^k) + \Sigma_{a,2}^k}{\Sigma_{1 \rightarrow 2}^k} \quad (V.18)$$

$$F(\Sigma_x^{k,ref}, \Sigma_x^k) = \frac{SI^{k,ref}}{SI^k} \quad (V.19)$$

$$f_g^k = f_g^{k,ref} \cdot F(\Sigma_x^{k,ref}, \Sigma_x^k) \quad (V.20)$$

La figure 55 présente une vue d'ensemble des grandes étapes du schéma "pseudo pin-by-pin" mis au point dans ANC. La correction des effets d'historique intervient exclusivement sur le calcul de la puissance de chaque crayon. Les corrections de sections efficaces servant uniquement à corriger les biais sur les facteurs de forme.

Pour valider la méthodologie mise en place, une comparaison est effectuée entre ANC (code cœur) et PARAGON (code réseau) en utilisant les mêmes séquences d'insertion de grappes dans chaque code. La comparaison de la puissance du crayon de coin entre la méthodologie classique et avec P3C révèle des écarts très satisfaisants. Les études menées avec d'autres séquences ou sur un cluster d'assemblages 3x3, montrent des écarts très similaires.

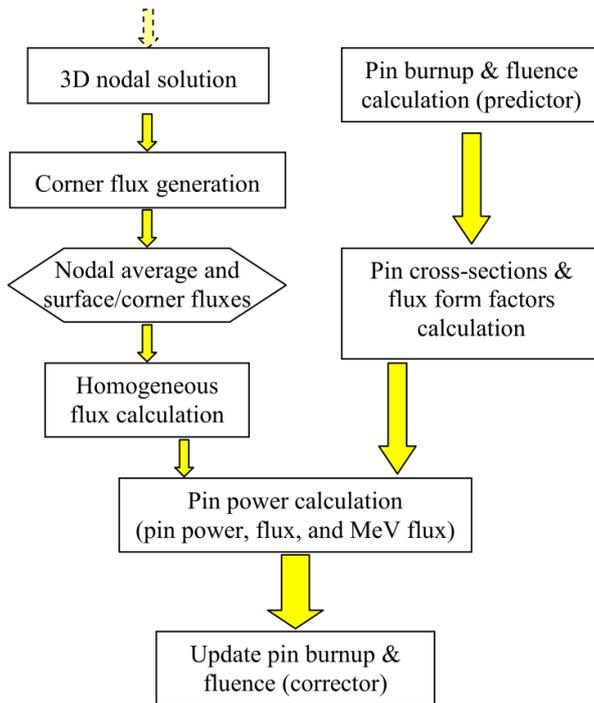


Figure 55 – Schéma de calcul des puissances hétérogènes dans le code cœur ANC [51].

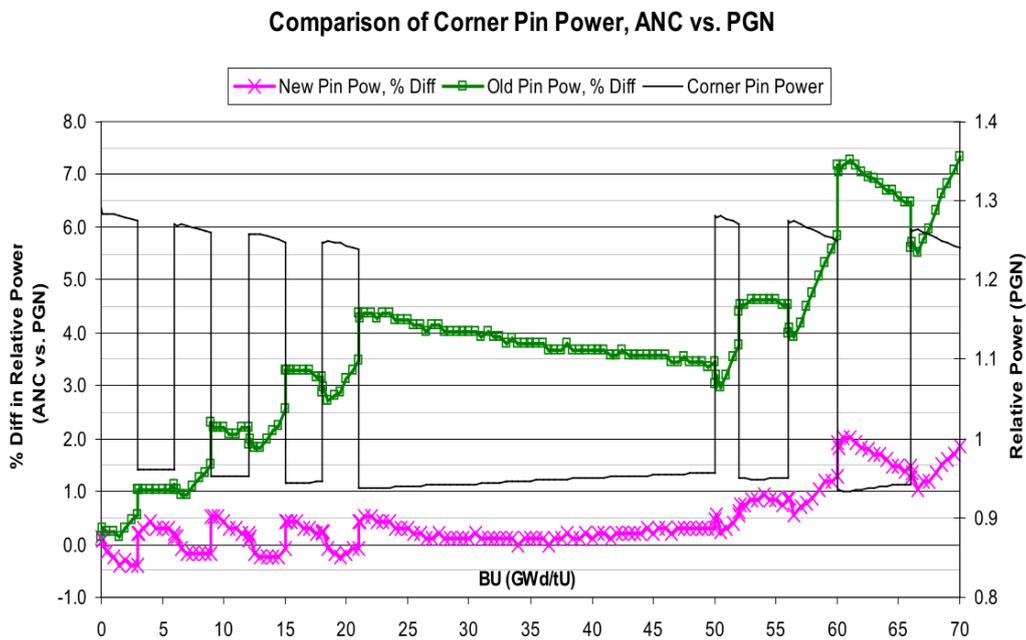


Figure 56 – Comparaison de la puissance dans le crayon de coin pour un assemblage UOX enrichi à 4.95 % avec une séquence d'insertion de grappe [51].

Dans la thèse, peu de détails sont fournis sur la manière de calculer les coefficients d'historiques et sur les calculs utilisés pour générer les corrélations. Ce manque de transparence rend difficile la transposition et la réutilisation de ces travaux. Néanmoins le modèle développé semble corriger efficacement les erreurs sur les distributions de puissance crayon par crayon. Cependant, l'apport du modèle sur le calcul de la réactivité est absent du mémoire. L'impact de la mise en place de P3C sur le coût de calcul n'est cependant pas mentionné dans les travaux.

#### V.1.1.4 Approche des effets d'historique des grappes par des calculs réseaux

Il existe des travaux mettant en avant une méthodologie quantifiant les sensibilités des sections efficaces aux configurations instantanées et historiques [49]. Ces travaux s'appuient sur des grandeurs d'état caractéristiques de la configuration d'évolution (densité du modérateur, température combustible, concentration en bore soluble, grappe de contrôle) moyennées sur le burnup. Les résultats montrent l'impact important des effets d'historique de spectre sur les sections efficaces de fission. Les effets d'historique de température combustible semblent avoir le moins d'effet parmi les grandeurs étudiées. Aucun poison neutronique à poste fixe n'a été utilisé pour ces études. D'après les auteurs, l'introduction de poisons consommables devrait changer significativement les sensibilités mises en exergue par ces travaux.

L'impact des effets d'historique d'insertion de grappes sur SH et SI est quantifié lors de séquences d'évolution de type marche ou créneau [62]. SI est un indicateur ponctuel qui présente des discontinuités lors des mouvements de grappes (cf. figure 57) et traduit principalement des effets instantanés. L'indicateur SH est continu et donne une mesure intégrale de la perturbation de SI par rapport à une évolution de référence. Après un historique de 15 GWj/t d'évolution grappée, l'écart de réactivité entre deux configurations TGI est d'environ 2000 pcm.  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  sont les deux actinides mineurs qui contribuent le plus fortement aux écarts de réactivité juste après le retrait de la grappe. Par ailleurs, le bilan matière de ces isotopes est favorisé par les effets d'évolution à spectre durci. Les écarts minimum et maximum sur les facteurs de forme de puissance du groupe thermique sont respectivement de -7.7% et +4.1% en configuration TGE et 15 GWj/t après le retrait de la grappe.

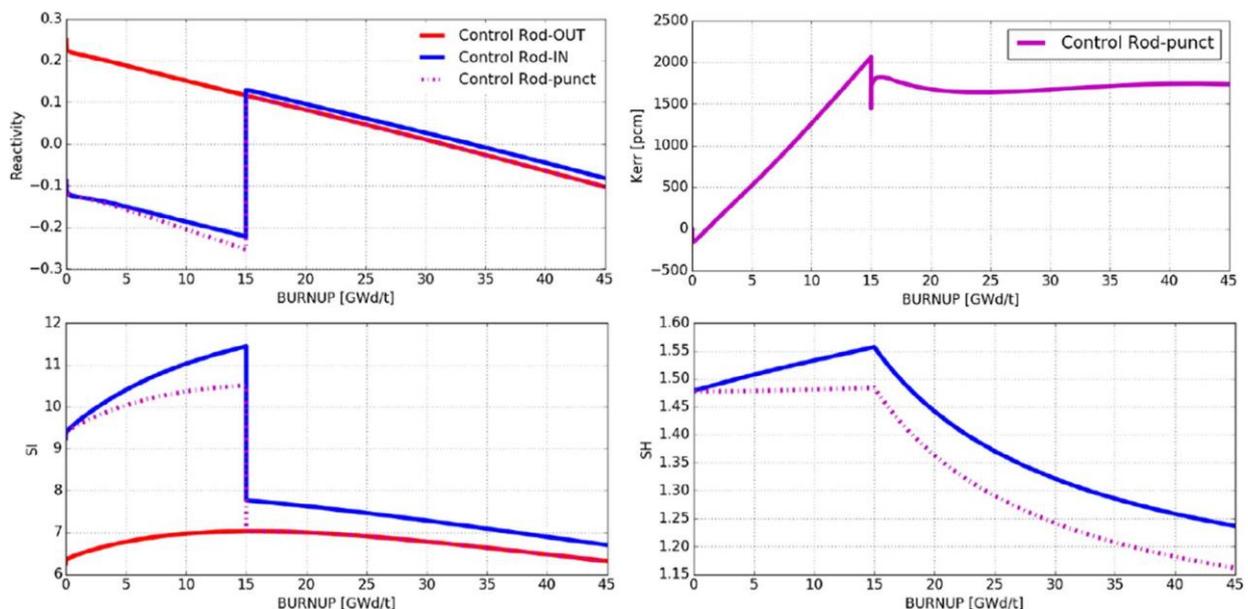


Figure 57 – Différences de réactivité, de SI et de SH entre une évolution M-EX-15 et TGE [62].

La prise en compte de l'évolution des grappes de contrôle en AIC lors de l'étude des effets d'historique de grappes est un sujet important [62]. Lors d'une évolution TGI, il est possible d'appliquer trois modèles :

1. évolution TGE et calcul ponctuel TGI (CR-punctual) ;
2. évolution TGI sans évolution des absorbants (CR-IN) ;
3. évolution TGI avec évolution des absorbants (CR-depleting).

On observe que les écarts de réactivité entre les modèles 3 et 1 sont plus importants que les écarts entre les modèles 2 et 1. Autrement dit, ne pas prendre en compte l'évolution des absorbants de grappes lors de l'étude des effets d'historique de spectre revient à sous-estimer la réactivité TGI. L'usure des absorbants thermiques les plus importants tels que  $^{113}\text{Cd}$  s'effectue d'abord dans les régions les plus externes du crayon. Cet épuisement annulaire nécessite une discrétisation radiale fine et un traitement approprié de l'autoprotection de ces isotopes.

Le sujet de l'usure des absorbants lors des configurations d'évolution grappées est connexe aux effets d'historique d'insertion de grappes et a été étudié à travers le stage de Mathis Vermaut [63]. Les résultats de ce stage ne seront pas présentés ici.

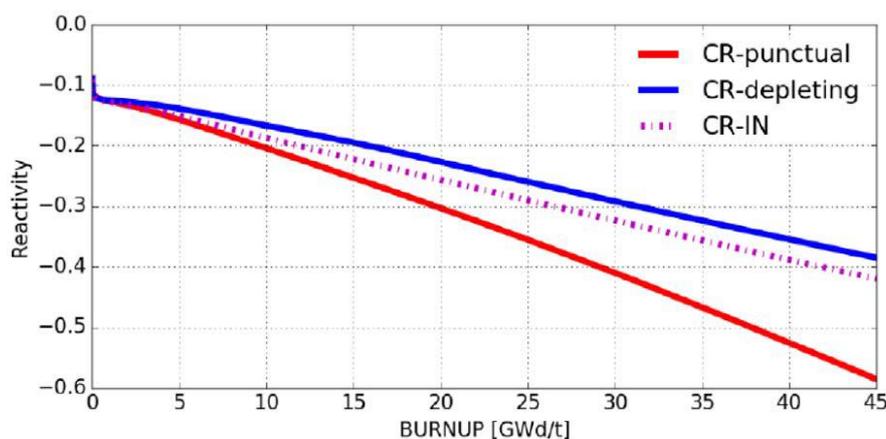


Figure 58 – Prise en compte de l'évolution des absorbants lors d'une évolution TGI [62].

### V.1.1.5 Conclusion partielle

Il existe une variété d'indicateurs utilisés pour décrire et modéliser des effets d'historiques de spectre en REP et REB. Ces effets naissent de la variation d'un paramètre d'état du système qui influe directement le spectre calculé sur tout ou partie du motif. Le spectre perturbé est utilisé pour la condensation des sections efficaces à un groupe nécessaire à la résolution de l'équation de Bateman. Ainsi, le bilan matière du motif est affecté par l'historique du spectre et peut être utilisé comme un indicateur du changement de la configuration d'évolution.

## V.1.2 Évolution microscopique

La description du principe de l'évolution microscopique ayant été effectuée dans la section IV.2.3, cette section revêt un aspect plus applicatif. Dans cette sous-section, nous abordons successivement :

- l'utilisation de l'évolution microscopique pour modéliser des effets d'historique de spectre;
- la présentation de la sensibilité à la chaîne d'évolution utilisée.

L'implémentation d'une évolution microscopique dans un code de cœur présente plusieurs difficultés qui sont abordées en Annexe B.

### V.1.2.1 Modélisation des effets d'historique avec une méthode d'évolution microscopique

Le modèle d'évolution microscopique permet de prendre en compte le spectre local de chaque maille du cœur pour faire évoluer le bilan matière selon une chaîne d'évolution particulière. L'évolution microscopique peut

être utilisée pour la modélisation de certains effets d'historique de changement spectre. Par exemple, une étude portant sur un réacteur REB s'intéresse à la modélisation des effets d'historique de grappe sur un assemblage en réseau infini [64]. La validation de l'évolution microscopique du code cœur SIMULATE-4 est effectuée par comparaison avec le code réseau CASMO-4 (référence). Les auteurs modélisent une évolution partiellement grappée (C-IN-10-20) d'un assemblage de REB enrichi à 2.8 % et contenant 8 crayons avec une teneur massique en Gd de 4 %. Deux modèles d'évolution (macroscopique et microscopique) sont comparés dans SIMULATE-4 en fonction des écarts au calcul de référence. Les résultats présentés à la figure 59 montrent deux régimes pour les écarts de réactivité SIMULATE-CASMO en évolution macroscopique (courbe noire). En effet, à 20 GWj/t, soit pour 10 GWj/t d'évolution grappée, l'écart sur le  $k_{\text{inf}}$  est contenu autour d'environ -30 pcm. Après un pic autour de 180 pcm au retrait de la grappe, l'écart croît progressivement jusqu'à environ 760 pcm à 30 GWj/t. Entre 10 et 20 GWj/t, les écarts entre l'évolution microscopique et la référence (CASMO-4) sont contenus entre -100 et -200 pcm, soit un écart absolu plus élevé qu'avec un modèle d'évolution macroscopique. Après le retrait de la grappe, le biais de l'évolution se résorbe pour atteindre environ 50 pcm à 30 GWj/t.

Les bonnes performances de l'évolution macroscopique entre 10 et 20 GWj/t sont assez surprenantes. D'autant plus que le modèle d'évolution microscopique semble dégrader l'accord avec la référence en transport déterministe dans l'intervalle 10-20 GWj/t. Ces résultats semblent présenter des compensations d'erreur importantes qu'il serait intéressant de quantifier.

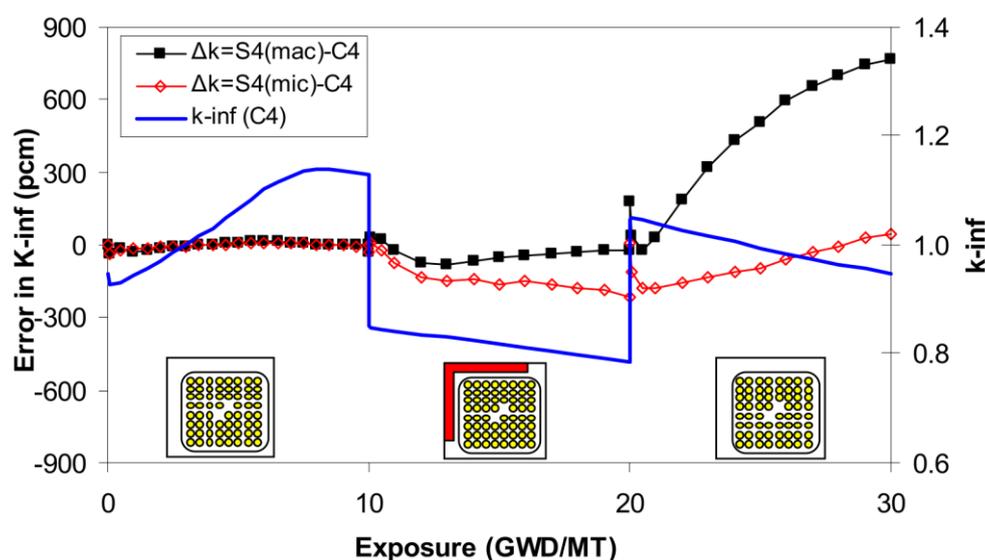


Figure 59 – Différence de réactivité entre CASMO-4 et SIMULATE-4 selon le modèle d'évolution utilisé (macroscopique ou microscopique) pour un assemblage de REB [64].

La figure 60 présente les écarts de bilan matière homogénéisés sur l'assemblage pour les deux modèles d'évolution à 25 GWj/t. Les biais observés avec le modèle macroscopique pour  $^{235}\text{U}$  et les isotopes du plutonium sont réduits à moins de 1 % avec le modèle microscopique. Les différences absolues observées sur les isotopes de Am et Cm, moins importants pour le calcul de la réactivité, sont plus faibles avec le modèle microscopique. Ces résultats montrent une nette amélioration de la prédiction du bilan matière dans le cas d'un calcul d'évolution avec un profil d'insertion de grappe. Cependant le point étudié se situe à un burnup où l'accord en réactivité du modèle microscopique est très bon (voir Figure 59). Il serait intéressant de voir l'évolution des biais en bilan matière avec le burnup.

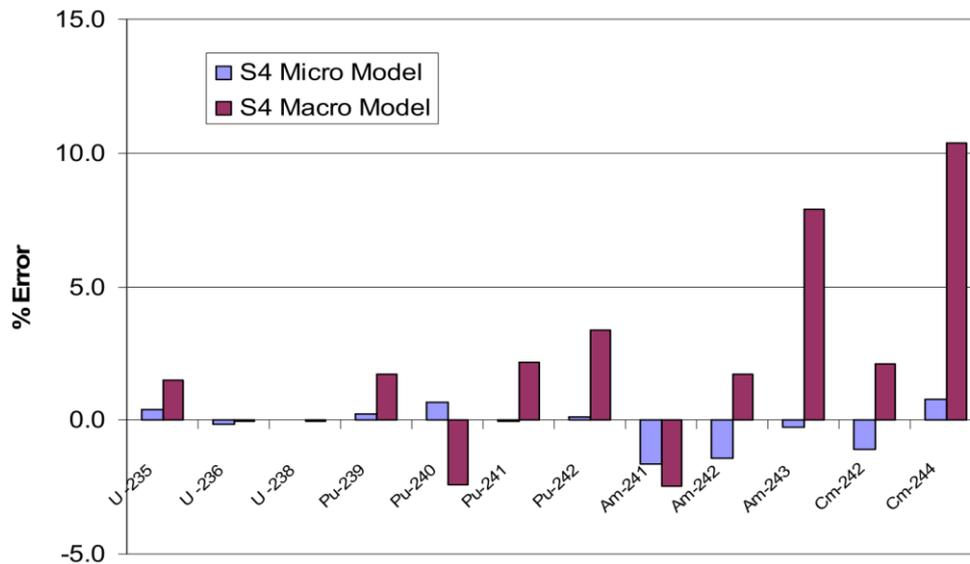


Figure 60 – Biais sur le bilan matière des actinides entre CASMO-4 et SIMULATE-4 selon le modèle d'évolution utilisé (macroscopique ou microscopique) pour un assemblage de REB à 25 GWj/t [64].

#### V.1.2.2 Sensibilité à la chaîne d'évolution utilisée

Dans la sous-section IV.2.3, nous avons expliqué le fonctionnement du modèle d'évolution microscopique lors d'un calcul de cœur. Les isotopes faisant partie de la chaîne d'évolution doivent être particularisés dans les bibliothèques de sections efficaces. L'isotope résiduel ainsi que d'éventuels isotopes ne faisant pas partie de la chaîne d'évolution évoluent avec un modèle macroscopique. La définition d'une chaîne d'évolution microscopique optimisée ne fait pas partie des ambitions des travaux de cette thèse. Néanmoins, cette section s'intéresse à quelques exemples d'évolution microscopique disponibles dans la littérature, et utilisant des chaînes d'évolution différentes. Ainsi, plusieurs exemples peuvent être trouvés :

- avec le code SIMULATE-4 [64], 50 isotopes sont utilisés (17 actinides, 30 produits de fission et les absorbants thermiques comme le gadolinium ou le bore).
- avec le code COCAGNE [43], la chaîne contient 20 noyaux lourds, 13 produits de fission, les isotopes du bore;
- avec le solveur VENTINA [65], plus de 300 isotopes sont explicitement suivis;
- avec le code ANC [66], la chaîne pour l'évolution microscopique contient 34 isotopes (12 actinides et 22 produits de fission)
- avec le code DYN3D [56], environ 1100 isotopes sont suivis dont près de 300 ayant une interaction neutronique lors de l'étude d'une cellule de combustible UO<sub>2</sub> enrichie à 3 %. Dans ce travail, une étude de sensibilité a été effectuée pour déterminer le nombre optimal d'isotopes à utiliser pour corriger les sections macroscopiques. Les résultats montrent qu'une troncature à 80 isotopes ne génère pas de biais notables et qu'une troncature à 50 isotopes permet de contenir l'erreur sur le facteur de multiplication à 50 pcm. La figure 61 présente les écarts entre une évolution macroscopique de référence et une évolution microscopique effectuée avec le code cœur DYN3D, selon la longueur de la chaîne utilisée.

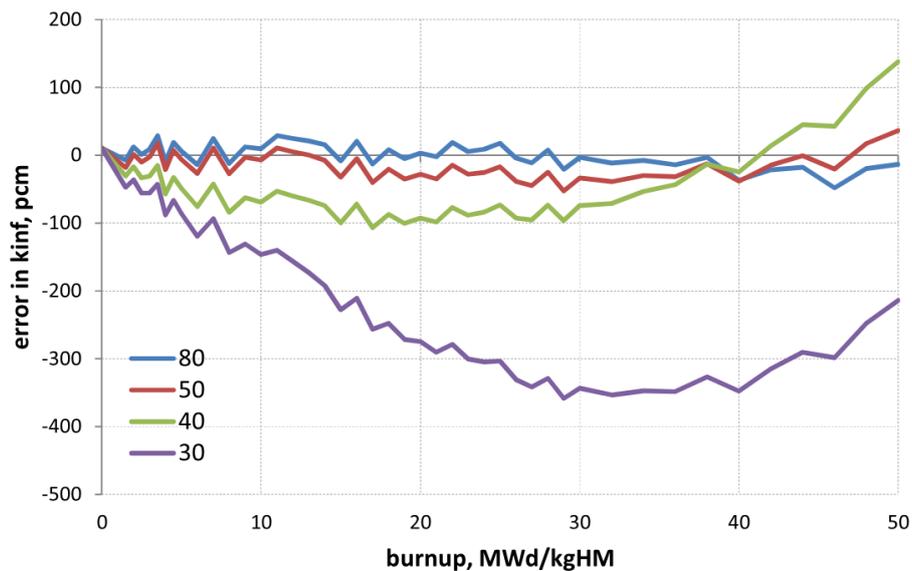


Figure 61 – Sensibilité de la précision du calcul d'évolution microscopique avec DYN3D selon la longueur de la chaîne utilisée [56].

### V.1.2.3 Conclusion partielle

L'utilisation d'un modèle d'évolution microscopique au niveau cœur est basée sur la résolution des équations de Bateman avec des conditions d'irradiation plus fidèles que l'utilisation d'un modèle macroscopique. Il s'agit d'un modèle privilégié pour l'étude de cœurs ayant des configurations d'irradiation difficilement prédictibles a priori. L'étude des effets d'historique de grappes dans un REP sans bore soluble et fortement empoisonné semble correspondre aux cas pertinents pour l'utilisation d'un modèle microscopique. Les travaux précédents sur ce sujet montrent une réduction significative des biais sur le bilan matière de  $^{235}\text{U}$  et des isotopes du Pu qui sont les plus impactés par les changements de spectre en évolution.

Le frein principal au déploiement d'une évolution microscopique pour un cœur est le coût de calcul, en particulier dans le cadre de schémas industriels. Il dépend directement de la longueur de la chaîne d'évolution, c'est-à-dire du nombre d'isotopes suivis, et du nombre de mailles du domaine de calcul. L'impact quantifié de la dégradation des temps de calcul n'a pas pu être précisément établi dans cette étude bibliographique. Il faut toutefois préciser que le coût du calcul d'évolution microscopique est à comparer avec le coût du calcul de flux. Dans le cas d'un calcul peu coûteux de diffusion à deux groupes d'énergie, le coût relatif de l'évolution microscopique est important. Ce coût relatif de l'évolution microscopique est bien plus faible pour un calcul de transport à plusieurs dizaines de groupes d'énergie.

La précision des résultats d'une évolution microscopique dépend des sections efficaces microscopiques utilisées pour résoudre les équations de Bateman. Il est important de noter que plus le nombre de groupes est élevé, plus les effets spectraux seront fidèlement retranscrits par l'évolution microscopique en cœur. De plus, le traitement des poisons consommables semble constituer un enjeu important dans les modèles de sections efficaces. Des développements particuliers sont mis en place pour traiter les poisons usuels, tels que le gadolinium [64] mais nous ne disposons pas de suffisamment d'études décrivant les difficultés liées à la modélisation des poisons consommables en évolution microscopique.

L'évolution microscopique est utile pour corriger une partie des biais sur le bilan matière générés par les effets d'historique de grappes. Néanmoins, les sections efficaces microscopiques comportent elles aussi des biais importants liés à l'historique de spectre. Il est possible de coupler un indicateur d'historique avec une évolution

microscopique dans une méthode dite "hybride" pour corriger les sections microscopiques et le bilan matière. C'est l'objet de la section suivante.

### V.1.3 Méthodes hybrides

#### V.1.3.1 Présentation de la double correction

À l'étape cœur, la modélisation des effets d'historique de grappes se traduit par une modification des sections efficaces macroscopiques. Cette modification comporte une contribution issue du bilan matière et une contribution issue des sections efficaces microscopiques. L'équation (V.21) permet d'expliquer les corrections à calculer pour la réaction  $r$  et le groupe  $g$  :

$$\Sigma_{r,g}^{cor} = \Sigma_{r,g}^{ref} + \sum_i (\sigma_{r,g,i}^{cor} N_i^{cor} - \sigma_{r,g,i}^{ref} N_i^{ref}) \quad (V.21)$$

avec :

- $\Sigma_{r,g}^{cor}$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  corrigée des effets d'historique;
- $\sigma_{r,g,i}^{cor}$  la section efficace microscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  corrigée des effets d'historique;
- $N_i^{cor}$  le bilan matière de l'isotope  $i$  corrigé des effets d'historique;

- $\Sigma_{r,g}^{ref}$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  sans correction;
- $\sigma_{r,g,i}^{ref}$  la section efficace microscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  sans correction;
- $N_i^{ref}$  le bilan matière de l'isotope  $i$  sans correction.

La mise en place d'une évolution microscopique "simple" à l'étape cœur permet de corriger le bilan matière mais sans prendre en compte les différences de sections microscopiques dues à la modification de spectre lors de l'évolution. Cependant, les différences sur les sections microscopiques jouent également un rôle dans le calcul du bilan matière puisque la solution des équations de Bateman repose sur l'utilisation de ces sections. Nous avons vu au paragraphe IV.4.3.4, qu'à cause de l'autoprotection du Gd la section efficace de capture thermique est très sensible à la concentration. Ainsi, les sections macroscopiques utilisées pour mener le calcul du flux sont affectées à travers le bilan matière et les sections microscopiques par les effets d'historique de changement de spectre.

Cette section est consacrée à la présentation de trois études qui traitent des implémentations de modèles hybrides pour la modélisation d'effets d'historique de spectre :

- avec l'indicateur d'historique SI et une évolution microscopique à 34 isotopes avec la plateforme PHOENIX-P/ANC (cf. paragraphe V.1.3.2) ;
- avec l'indicateur  $\sqrt{Pu}$  et une évolution microscopique à 50 isotopes avec la plateforme HELIOS/DYN3D (cf. paragraphe V.1.3.3) ;
- avec l'indicateur  $N_{fissile}$  et une évolution microscopique à 300 isotopes avec les codes SERPENT et DYN3D (cf. paragraphe V.1.3.4).

#### V.1.3.2 Indicateur SI

Les travaux de Ida et Tahara [66] s'intéressent à la mise en place d'une méthode hybride d'évolution microscopique et d'une correction spectrale basée sur l'indice de spectre. Ils s'intéressent à la validation d'un schéma de calcul modélisant les effets d'historique de puissance, de densité modérateur et de concentration en

bore dans un assemblage de REP 17x17 avec du combustible UO<sub>2</sub> enrichi à 4,8 %. Les sections efficaces sont générées avec le code réseau PHOENIX-P en condition d'évolution nominale, puis sont utilisées par le code cœur ANC. L'évolution microscopique est mise en place dans le code ANC pour des évolutions hors-nominales et les résultats sont comparés à des calculs de référence équivalents effectués avec PHOENIX-P. La configuration d'évolution nominale est un assemblage à puissance nominale, avec une température du modérateur de 572°F (300°C) et une concentration de 500 ppm de bore soluble. Les auteurs s'intéressent à des évolutions en conditions hors-nominales avec des changements de concentration en bore soluble et des variations de puissance.

Les auteurs proposent une correction des sections efficaces microscopiques basée sur une corrélation entre le rapport des sections microscopiques homogénéisées sur l'assemblage (SGR cf. équation (V.22)) et le rapport des indices de spectre (SIR cf. équation (V.23)). La détermination de la corrélation passe par des calculs réseaux d'assemblages avec le code PHOENIX-P, pour différentes conditions d'évolution. Il s'agit alors de comparer les calculs en conditions non nominales avec le calcul de référence en conditions nominales. Ici les auteurs s'intéressent à des fonctionnements hors des régimes nominaux pour la puissance, la concentration en bore et la température modérateur. Le tableau 16 présente les cas d'études utilisés pour la détermination de la corrélation entre SGR et SIR. Le cas de référence est le cas 0 avec une évolution à puissance nominale, 500 ppm de bore et une température modérateur de 572°F (300°C).

$$SGR_{i,r,g} = \frac{\sigma_{i,r,g}^{actual}}{\sigma_{i,r,g}^{ref}} \quad (V.22)$$

$$SIR = \frac{SI_{actual}}{SI_{ref}} \quad (V.23)$$

Tableau 16 – Cas d'études utilisés pour la détermination de la corrélation entre SGR et SI [66].

Fuel <sup>a</sup>	Case	Condition			Calculation <sup>b</sup>	Remarks
		Relative Power	Boron (ppm)	Moderator Temp. (F)		
UO <sub>2</sub> (2.0wt%U <sup>235</sup> ) (4.1wt%U <sup>235</sup> ) (5.0wt%U <sup>235</sup> )	0	1.0	500	572	Deplete	Base Case
	1	1.5	500	572	Deplete	
	2	0.5	500	572	Deplete	
	3	1.0	500	536	Deplete	
GAD (6wt%Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	4	1.0	500	604	Deplete	
	5	1.0	0	572	Deplete	
MOX (6.1wt%Pu <sup>iss</sup> )	6	1.0	1000	572	Deplete	
	7	1.0	2000	572	Deplete	
BPA (24 PyrexBP)	8	1.0	0	572	Branch	
	9	1.0	1000	572	Branch	
	10	1.0	2000	572	Branch	

<sup>a</sup>Westinghouse Type Standard 17x17 Fuel Assembly for all case. U<sup>235</sup> enrichment of 4.1wt% is for GAD and BPA.

<sup>b</sup>Deplete: Depletion Calculation from 0GWd/t to 60GWd/t  
Branch: Branch Calculation at Every 10GWd/t on Base Case

La figure 62 montre les corrélations obtenues respectivement pour l'absorption thermique de <sup>235</sup>U et pour la fission thermique de <sup>239</sup>Pu. Ainsi, chaque point correspond à un couple (SIR, SGR) et la courbe en trait plein montre la corrélation déduite par la méthode des moindres carrés. Même si la corrélation reproduit la tendance générale de la répartition des points, il n'y a pas de coefficient de corrélation pour venir quantifier cet accord.

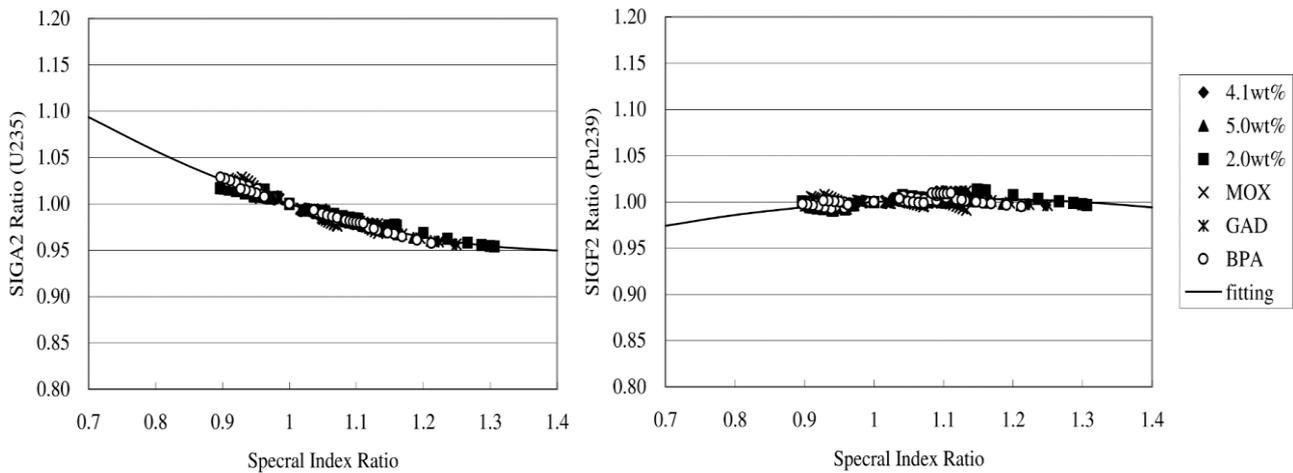


Figure 62 – Corrélations entre les sections efficaces microscopiques et l'indice de spectre. A gauche, absorption thermique de  $^{235}\text{U}$  et à droite la fission thermique de  $^{239}\text{Pu}$  [66].

De plus, les auteurs déclarent que les sections rapides sont affectées par le changement de spectre. Néanmoins leur étude ne permet pas de dégager de corrélation évidente entre  $SGR_{i,r,1}$  et  $SI$ . Ainsi, sous la considération que les biais sur les sections thermiques sont plus importants que sur les sections rapides, les auteurs font l'hypothèse que les sections rapides ne sont pas affectées par le changement de spectre. Conscients de la faiblesse de cette hypothèse, ils reconnaissent qu'une étude plus poussée sur l'impact du changement de spectre sur les sections efficaces rapides est nécessaire, en incluant les effets de changements de température combustible. La validation du modèle développé porte sur des cas d'études différents de ceux utilisés pour établir la corrélation. Le tableau 17 regroupe les cas utilisés pour la validation.

Tableau 17 – Cas d'études utilisés pour la validation de la corrélation entre  $SGR$  et  $SI$  [66].

Case	Fuel <sup>a</sup>	Condition			Calculation <sup>b</sup>
		Relative Power	Boron (ppm)	Moderator Temp. (F)	
A0	UO <sub>2</sub> (4.8wt%U <sup>235</sup> )	1.0	500	572	Deplete
A1	UO <sub>2</sub> (4.8wt%U <sup>235</sup> )	1.0	1000	572	Deplete
A2	UO <sub>2</sub> (4.8wt%U <sup>235</sup> )	0.5	500	572	Deplete
B1	GAD(6wt%Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	1.0	0	572	Deplete
C1	MOX(6.1wt% Pu <sup>mix</sup> )	1.0	1000	572	Deplete

<sup>a</sup>Westinghouse Type Standard 17x17 Fuel Assembly for all case. U<sup>235</sup> enrichment of 4.8wt% is for GAD.

<sup>b</sup>Deplete: Depletion Calculation from 0GWd/t to 60GWd/t

L'étude d'une évolution hors-nominale avec 1000 ppm de bore est présentée à la figure 63. Les résultats de l'évolution macroscopique (i.e. sans évolution microscopique des concentrations isotopiques) montrent une tendance à sous-estimer la production des isotopes 239, 240 et 241 du plutonium avec des biais allant jusqu'à 3,5 %. L'erreur générée sur les isotopes de l'uranium reste contenue à moins de 0,5 % en valeur absolue. L'utilisation de l'évolution microscopique permet de réduire significativement les biais pour les isotopes du plutonium, notamment pour le  $^{240}\text{Pu}$ . L'ajout du modèle de correction spectrale ne semble pas réduire les écarts de manière systématique. Dans le cas de  $^{240}\text{Pu}$  et de  $^{241}\text{Pu}$ , l'erreur augmente respectivement d'environ 0,6-0,7 %.

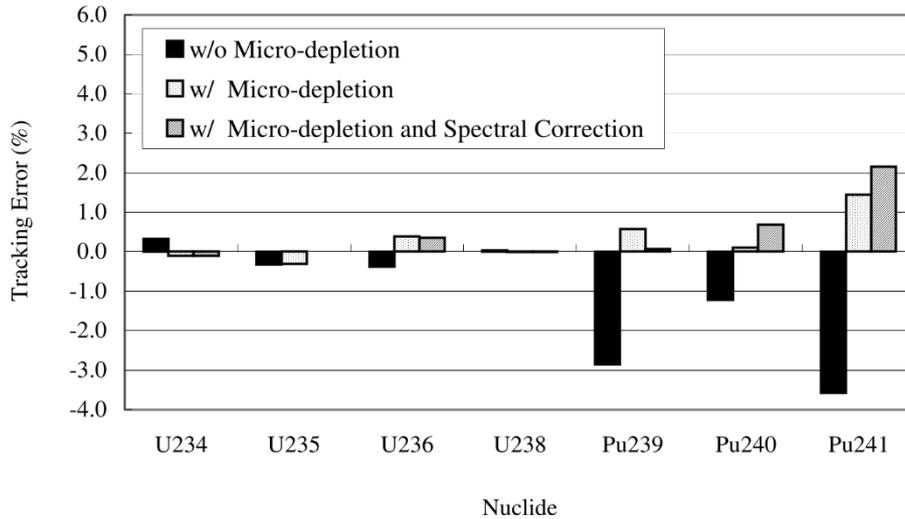


Figure 63 – Comparaison à 20 GWj/t des biais sur le bilan matière pour le cas A1 ( $C_b=1000$  ppm) selon trois méthodes d'évolution [66].

La méthodologie d'évolution microscopique permet de réduire significativement les écarts pour la majorité des isotopes, néanmoins l'amélioration par l'utilisation de la correction spectrale n'est pas systématique. La figure 64 permet d'évaluer l'erreur commise sur le calcul de la réactivité en fonction de la méthodologie utilisée pour le cas A2. L'axe des abscisses représente l'écart de réactivité en  $\frac{\% \Delta k}{kk}$ , cela équivaut à  $\Delta \rho$  (en %). Les résultats montrent l'apport de la correction spectrale des sections qui permet de mieux évaluer la correction de réactivité, surestimée par l'évolution microscopique seule.

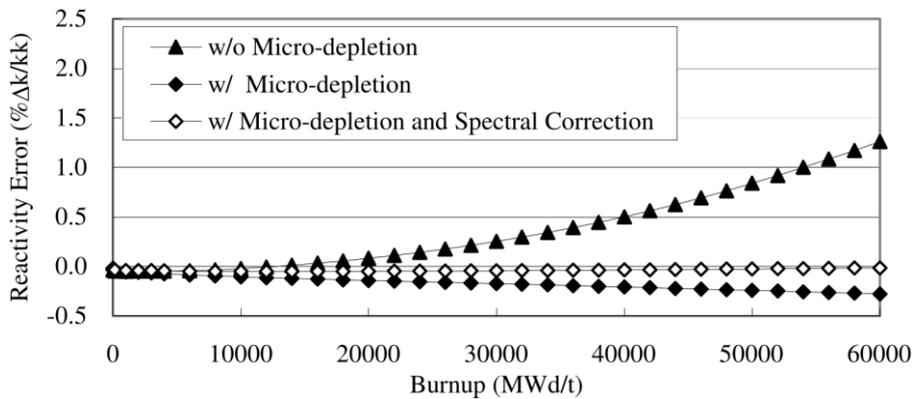


Figure 64 – Différence de réactivité par rapport à la référence pour le cas A2 ( $UO_2$ ) [66].

Pour étudier un combustible contenant des poisons consommables, comme dans le cas B1, les auteurs présentent une méthodologie de décomposition des pas d'évolution de 2 GWj/t en quatre sous-pas de 0,5 GWj/t. Ce découpage permet de mieux reproduire les variations importantes des sections microscopiques de capture du Gd au cours de l'évolution. La figure 65 met en évidence les écarts de réactivité obtenus avec l'évolution microscopique en fonction de la taille des pas d'évolution. L'auteur montre aussi que les résultats obtenus permettent dans le meilleur des cas, de passer d'une erreur de 55 % sur le bilan matière de  $^{157}\text{Gd}$  à moins de 1 %.

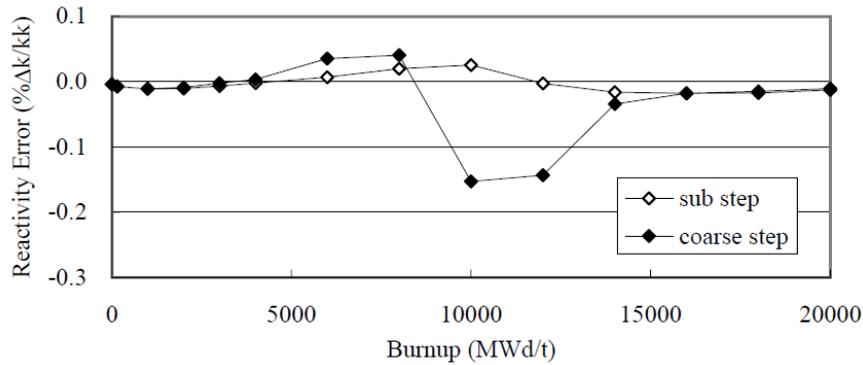


Figure 65 – Ecart de réactivité à la référence pour le cas B1 [66]

La méthodologie présentée dans cette étude se montre pertinente et relativement efficace concernant les effets d'historique d'évolution de puissance et de concentration en bore. Néanmoins, les cas étudiés se limitent à des évolutions sans changement de régime de fonctionnement, c'est à dire sans variation des conditions d'irradiation au cours du cycle. Il serait intéressant d'évaluer la robustesse de la corrélation utilisant l'indice de spectre dans cette configuration. De plus, cette étude s'intéresse uniquement à des sections efficaces homogénéisées sans prendre en compte les effets de puissance intra-assemblage.

### V.1.3.3 Indicateur $\sqrt{^{239}\text{Pu}}$

Dans la littérature, la plateforme HELIOS/DYN3D est utilisée pour mener des travaux de modélisation des effets d'historique de spectre en REP. Ces travaux sont menés, entre autres, par Bilodid et sont présentés dans son mémoire de thèse [54] et dans plusieurs articles [57] [67] [68].

L'auteur s'intéresse à l'étude des effets d'historique de température (modérateur et combustible) et de concentration en bore soluble. Pour mettre en évidence la pertinence du choix de la concentration de  $^{239}\text{Pu}$  comme indicateur d'historique, l'auteur met en place des calculs en réseau infini avec le code HELIOS pour trois assemblages différents (cf. figure 66) avec des conditions d'évolution variables. La configuration de référence est définie pour une température combustible de 817 K, une température modérateur de 584 K à 158 bars et une concentration en bore soluble de 500 ppm.

Il s'agit donc de comparer des calculs de reprise pour une configuration  $(T_{comb}, T_{mod}, C_B)_{ref}$  identique mais effectués à partir de bilans matières générés par des configurations d'évolution  $(T_{comb}, T_{mod}, C_B)_{evo}$  différentes (nominales "N" et hors-nominales "HN"). Les résultats de la figure 67 montrent une bonne corrélation entre les écarts des isotopes principaux de l'uranium ( $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$ ) et  $^{239}\text{Pu}$ . Bilodid montre qu'il existe les mêmes corrélations entre les écarts de sections macroscopiques et l'écart de bilan matière sur  $^{239}\text{Pu}$ . Pour certaines réactions comme la fission thermique, un polynôme du second degré décrit mieux la corrélation qu'une relation linéaire. L'auteur choisit donc  $\delta\sqrt{Pu}$  (cf. équation (V.24)) comme indicateur d'historique afin d'éviter des coefficients de second ordre. Pour la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  le coefficient de corrélation entre  $\delta\sqrt{Pu}$  et la correction d'historique  $\delta\Sigma_{r,g}$  est noté  $k_{r,g}$ . L'évolution des coefficients  $k_{r,g}$  avec le burnup est présenté dans la figure 68.

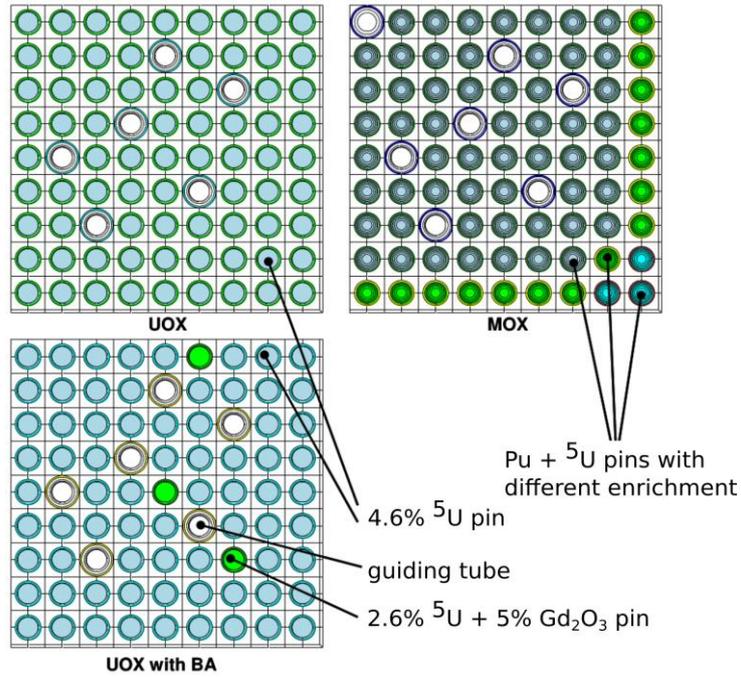


Figure 66 – Définitions des quarts d'assemblages modélisés [54].

$$\delta\sqrt{Pu} = \frac{\sqrt{N_{Pu}^{HN}} - \sqrt{N_{Pu}^N}}{\sqrt{N_{Pu}^N}} \quad (V.24)$$

$$k_{r,g} = \frac{\delta\Sigma_{r,g}}{\delta\sqrt{Pu}} = \frac{\Sigma_{r,g}^{HN} - \Sigma_{r,g}^N}{\Sigma_{r,g}^N} \cdot \frac{\sqrt{N_{Pu}^N}}{\sqrt{N_{Pu}^{HN}} - \sqrt{N_{Pu}^N}} \quad (V.25)$$

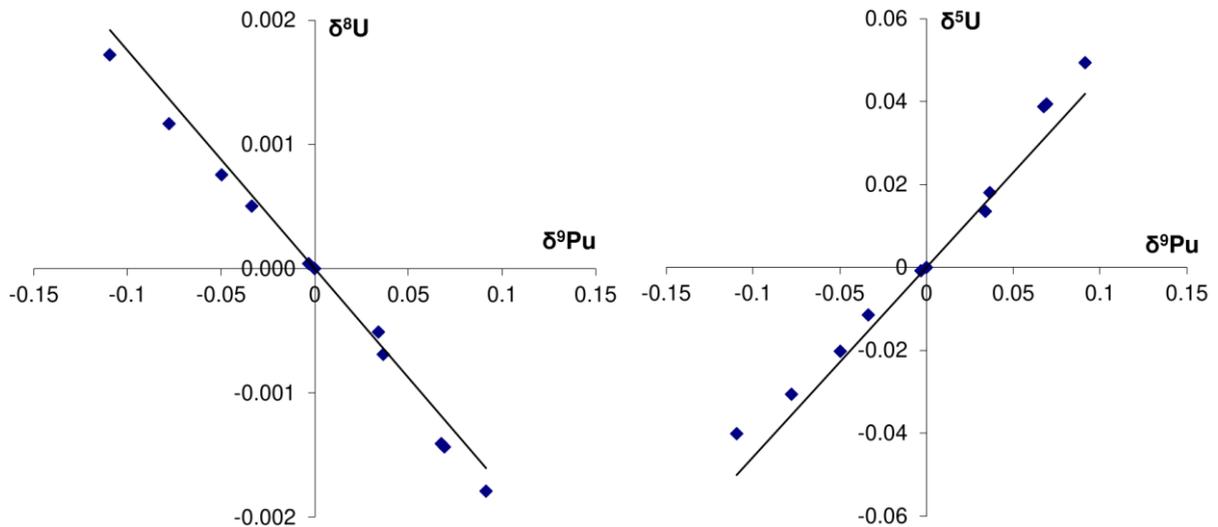


Figure 67 – Corrélation des écarts de concentration en <sup>235</sup>U et <sup>238</sup>U en fonction des écarts de <sup>239</sup>Pu à 35 GWj/t. Les points sont générés avec des variations sur la température modérateur (+30/-50°K), la température combustible (+900/-250°K) et la concentration en bore soluble (+500/-300 ppm) [54].

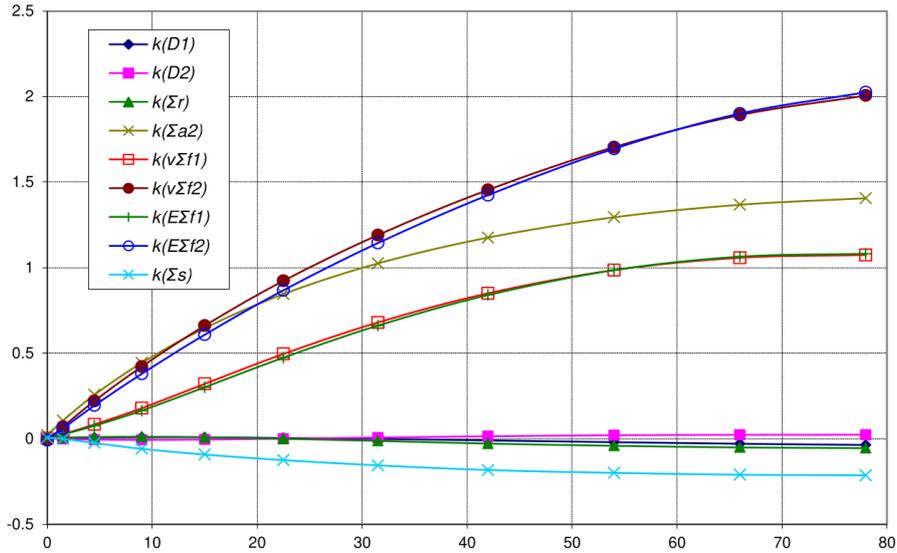


Figure 68 – Évolution des coefficients d'historique avec le burnup [54].

Ainsi, la correction des effets d'historique de changement de spectre des sections efficaces macroscopiques homogénéisées entre l'évolution nominale et l'évolution en conditions de référence suit la forme suivante :

$$\Sigma_{r,g}^{HN} = \Sigma_{r,g}^N \cdot \left[ 1 + k_{r,g} \left( \frac{\sqrt{N_{Pu}^{HN}}}{\sqrt{N_{Pu}^N}} - 1 \right) \right] = \Sigma_{r,g}^N \cdot [1 + k_{r,g} \cdot \delta\sqrt{Pu}] = \Sigma_{r,g}^N \cdot [1 + \Delta\Sigma_{r,g}] \quad (V.26)$$

avec :

- $\Sigma_{r,g}^{HN}$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  corrigée des effets d'historique;
- $\Sigma_{r,g}^N$  la section efficace macroscopique de la réaction  $r$  dans le groupe  $g$  sans correction;
- $\Delta\Sigma_{r,g}$  la correction d'historique pour la réaction  $r$  dans le groupe  $g$ ;
- $N_{Pu}^N$  la concentration isotopique de  $^{239}\text{Pu}$  en évolution nominale;
- $N_{Pu}^{HN}$  la concentration isotopique de  $^{239}\text{Pu}$  en évolution hors-nominale;
- $k_{r,g}$  le coefficient d'historique pour la réaction  $r$  et le groupe  $g$ , calculé à partir de  $\delta\sqrt{Pu}$  et l'équation (V.26)

Le schéma complet de modélisation des effets d'historique est résumé par la figure 69. La librairie de sections efficaces est générée par des calculs réseaux en évolution nominale avec HELIOS. La sous-librairie, générée à partir des évolutions hors nominales, contient les coefficients d'historique  $k_{r,g}$  ainsi que le bilan matière nominal en  $^{239}\text{Pu}$ . Lors du calcul de cœur, les sections efficaces de référence sont calculées par interpolation dans les librairies multiparamétrées grâce au champ de burnup et aux données thermohydrauliques. Les coefficients d'historiques  $k_{r,g}$  sont interpolés de la même façon dans la sous-librairie. Les sections efficaces corrigées sont calculées en utilisant les coefficients  $k_{r,g}$  et la correction de  $\delta\sqrt{Pu}$  déterminée à partir des concentrations de référence et des concentrations calculées par évolution microscopique. Cette évolution microscopique de  $^{239}\text{Np}$  et de  $^{239}\text{Pu}$  est réalisée après la convergence des itérations thermohydrauliques.

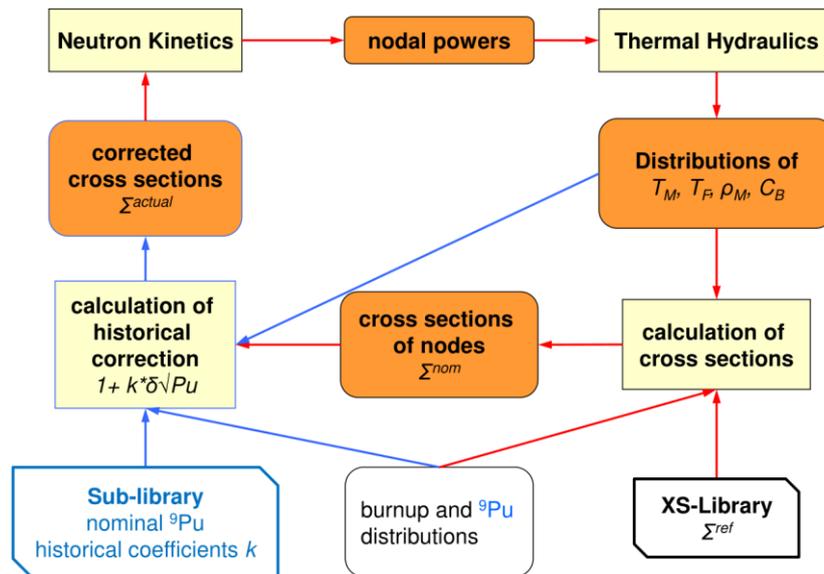


Figure 69 – Schéma de calcul intégrant les corrections d'effets d'historique de spectre [54].

Pour valider ce schéma, Bilodid effectue une comparaison avec un calcul réseau d'un assemblage homogénéisé. Les figure 70 et figure 71 présentent :

- les résultats obtenus avec le code réseau HELIOS en utilisant les conditions d'évolutions réelles (HELIOS);
- les résultats intégrant la correction d'historique basée sur la concentration Pu (DYN3D-Pu);
- les résultats de référence, calculés à partir du schéma classique en deux étapes, sans correction d'historique (DYN3D).

L'accord entre HELIOS et DYN3D-Pu est très bon, l'écart résiduel est inférieur à 1%. La mise en place de la correction d'historique permet de corriger des biais sur les sections efficaces pouvant aller jusqu'à 14% en fin de cycle. La figure 72 permet de constater que les écarts sur les coefficients de multiplication neutronique sont fortement réduits par la mise en place de la correction d'historique. L'écart de réactivité passe d'environ  $\pm 2000$  pcm à environ  $\pm 200$  pcm après correction, même pour un combustible MOX. Cependant, il est important de noter que les cas étudiés pour la validation restent très similaires aux cas utilisés pour la construction de la sous-librairie contenant les coefficients d'historique. Il serait intéressant de tester le comportement du modèle dans des configurations plus éloignées des points de construction des corrélations. De plus, le modèle de correction n'est testé que pour des effets d'historique de spectre induits par des changements de densité modérateur et sans variations au cours de l'évolution. Les effets d'historique d'insertion de grappes de contrôle ne sont pas abordés.

Des calculs à l'échelle d'un cœur complet ont aussi été réalisés pour quantifier les apports de la méthodologie de modélisation des effets d'historique. Il n'y a pas de calcul de référence pour ces calculs à l'équilibre du rechargement, mais les résultats permettent d'estimer l'impact de la prise en compte des effets d'historique. Le cœur étudié ici contient 197 assemblages combustibles dont 48 assemblages UO<sub>2</sub>, 81 assemblages UO<sub>2</sub> + BA et 64 assemblages MOX (cf. définition plus détaillée en figure 66). Le cœur est entouré par des réflecteurs radiaux et axiaux et la partie active mesure 390 cm de haut. La convergence vers le cycle à l'équilibre est atteinte lorsque deux cycles successifs sont identiques au niveau des distributions de burnup et de la longueur de cycle.

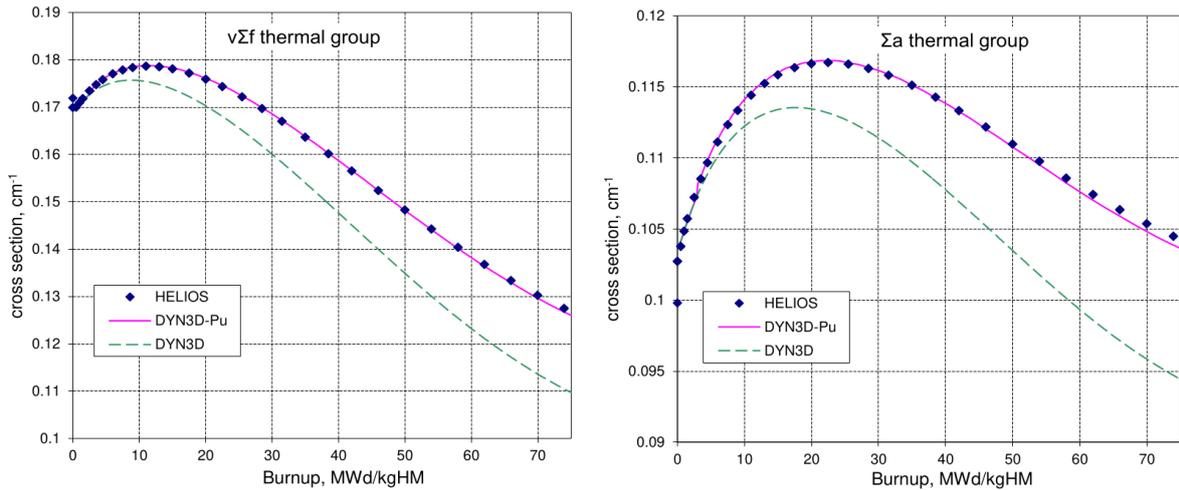


Figure 70 – Sections efficaces macroscopiques homogénéisées avec  $\Delta T_{mod} = 20^{\circ}K$  et  $\Delta T_{comb} = 300^{\circ}K$  [54].

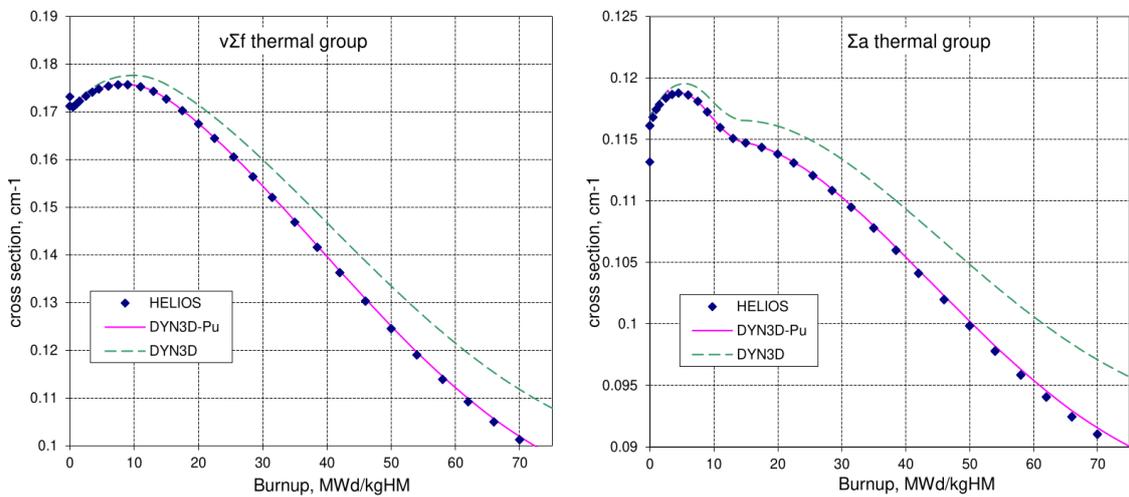


Figure 71 – Sections efficaces macroscopiques homogénéisées avec  $\Delta T_{mod} = -20^{\circ}K$  et  $\Delta T_{comb} = -200^{\circ}K$  [54].

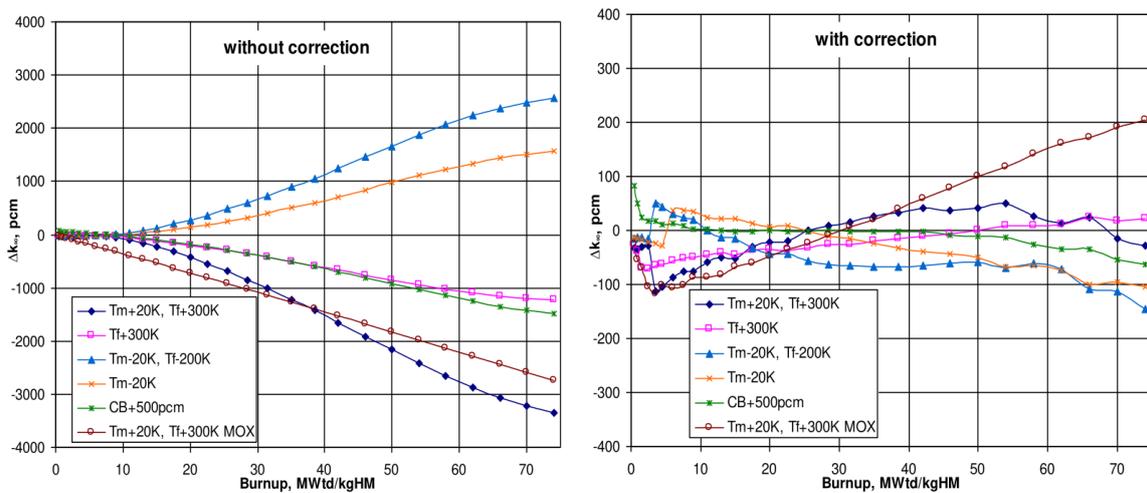


Figure 72 – Écart de coefficients de multiplication calculés par HELIOS et DYN3D avec et sans prise en compte de la correction d'historique [54].

La comparaison entre les calculs réalisés avec et sans modélisation des effets d'historique permet d'identifier des écarts sur la longueur de cycle, les distributions axiales de puissance et les poids des grappes. Avec la prise en compte des effets d'historique, la longueur de cycle passe de 298.9 jepp à 307.8 jepp, soit +3.0 %. Les écarts moyens de distributions de puissance axiale moyennées radialement sont respectivement de -3 % et +3 % à 78 et 312 cm. Les écarts peuvent être localement plus élevés par exemple pour les assemblages ayant des taux d'irradiation importants. Les biais induits en conséquence sur les efficacités intégrale et différentielle des grappes de contrôle sont de 3 à 5 %.

#### V.1.3.4 Indicateur $N_{fissile}$

En 2016, deux études [56] [57] sont publiées en reprenant la même méthodologie hybride que celle présentée au paragraphe V.1.3.3 mais en utilisant toutefois un indicateur d'historique différent. La concentration de  $^{239}\text{Pu}$  est remplacée par la concentration de tous les isotopes fissiles présents dans le combustible. Ce choix est motivé par la généralisation de la méthodologie à des combustibles moins usuels intégrant un couple  $^{232}\text{Th}$ - $^{233}\text{U}$  (non-présents dans cette étude). Les auteurs étudient une cellule de REB enrichie à 3% en  $^{235}\text{U}$ . Des conditions de réflexion totale sont imposées sur les bords de la cellule pour modéliser un réseau infini. Les bibliothèques de sections efficaces et les coefficients d'historique sont générés avec le code stochastique SERPENT. La méthodologie de correction des effets d'historique de spectre est implémentée dans le code cœur DYN3D. La chaîne d'évolution microscopique contient 1100 isotopes dont seulement 300 disposent de données nucléaires d'interaction avec les neutrons. Les auteurs étudient notamment des cas de créneaux de puissance (cf. figure 73) avec des phases d'arrêt intermédiaire.

La figure 73 montre les écarts obtenus lors de l'étude de la cellule de REB avec la méthodologie utilisant l'indicateur basé sur la concentration de Pu. Cet indicateur ne présente pas d'avantages pour l'étude de cette situation, en comparaison avec un calcul non corrigé. L'analyse fournie dans l'article précise que cet écart s'expliquerait par la décroissance rapide du  $^{239}\text{Np}$  en  $^{239}\text{Pu}$  qui lui ne disparaît pas en raison de sa demi-vie de 24110 ans. Cet écart de concentration de  $^{239}\text{Pu}$  ne reflète pas un effet d'historique d'évolution en cœur avec un spectre perturbé.

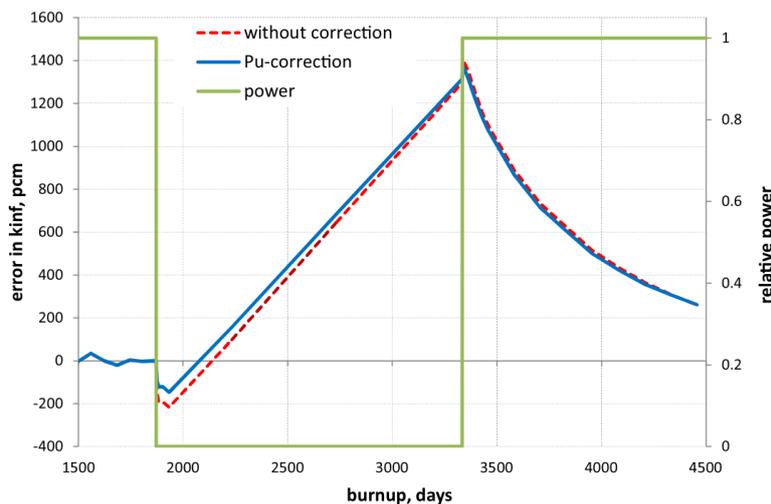


Figure 73 – Différence de réactivité avec et sans prise en compte du modèle de correction des effets d'historique sur une cellule REB UOX [56].

Le nouvel indicateur basé sur la concentration d'isotopes fissiles ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ) permet de corriger les effets d'historique de spectre dans une situation comparable. En effet, les écarts de modélisation d'une cellule de REB évoluant à  $d_{mod} = 500 \text{ kg/m}^3$  (au lieu de  $400 \text{ kg/m}^3$ ) et subissant une période d'arrêt de trois ans sont présentés en figure 74. On observe les très bons résultats présentés par la méthode hybride avec l'utilisation

de ce nouvel indicateur. Ce cas d'étude est très intéressant car le paramètre soumis à un historique évolue au cours du temps selon un profil en créneau, avec un temps de refroidissement très élevé entre deux phases de puissance (>1000 jours). Il aurait été intéressant d'observer la robustesse du modèle en étudiant des variations de puissance plus rapides.

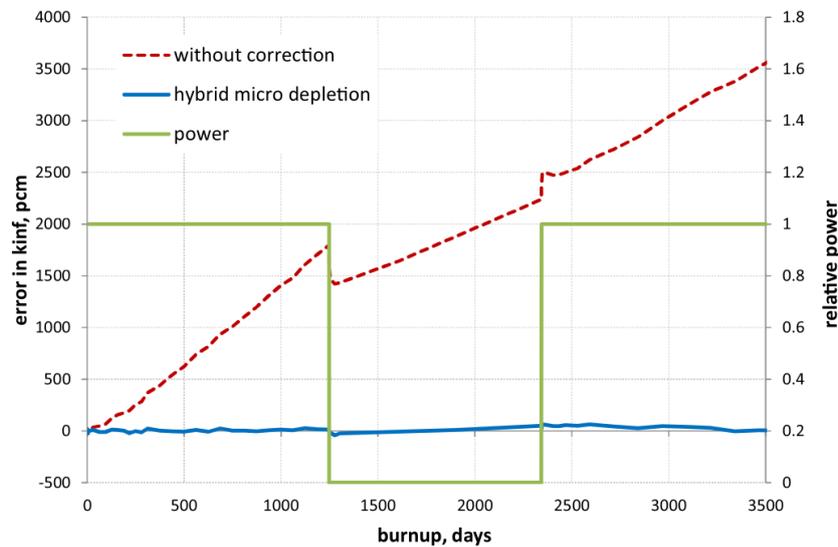


Figure 74 – Impact de l'utilisation du modèle d'historique hybride sur une cellule REB UOX [56].

#### V.1.3.5 Conclusion partielle

Les modèles présentés ici permettent de corriger les biais dus aux effets d'historique de spectre sur le bilan matière et les sections efficaces microscopiques. Ces méthodes hybrides sont basées sur un indicateur d'historique de spectre couplé avec une évolution microscopique en cœur. Les résultats mis en avant par les études de validation sont très satisfaisants mais présentent certaines faiblesses :

- les cas étudiés ne concernent pas des effets d'historique de grappes de contrôle ;
- la majorité des études concerne des évolutions à configuration hors nominale constante, sans profil d'évolution de paramètre ;
- les poisons consommables ne sont pas étudiés spécifiquement.

En résumé, la transposition des méthodes présentées dans ce chapitre pour modéliser des effets d'historique de grappes nécessite un travail d'adaptation conséquent, en particulier les aspects suivants doivent être abordés :

- Le choix de l'indicateur pertinent pour des historiques de grappes de contrôle
- La chaîne d'évolution
- Le choix de la grille de calculs réseau à réaliser pour construire la base de données de sections efficaces
- L'implémentation en pratique de cette nouvelle librairie dans le code de cœur 3D.

#### V.1.4 Schéma de calcul en une étape

Dans la section IV.3, nous avons présenté la phénoménologie des effets d'historique de spectre et les problèmes engendrés par l'utilisation d'un schéma de calcul en deux étapes. L'hypothèse d'une évolution en régime nominal (i.e. assemblage non-grappé) à l'étape réseau infini est très forte et nécessite d'être questionnée, notamment lors de l'étude de REP sans bore soluble.

Les méthodes évoquées dans les sous-sections précédentes proposent des solutions pour traiter, a posteriori, les effets d'historique de spectre. Une autre manière de traiter ce problème est d'imaginer un schéma de calcul qui

ne s'appuie pas sur une double étape réseau-cœur et ses hypothèses sous-jacentes. Un bon candidat serait un schéma de calcul en une étape basée sur la résolution directe de l'équation du transport en 3D à l'échelle du cœur. Bien qu'il s'agisse de la solution déterministe la plus coûteuse pour la simulation neutronique d'un cœur, elle présente un certain nombre d'avantages :

- le spectre utilisé pour l'évolution du combustible d'un assemblage est fidèle à la situation du cœur ;
- l'environnement neutronique est exactement décrit pour chaque assemblage ;
- il n'y a pas d'équivalence à assurer sur les taux de réactions calculés par deux opérateurs différents .

Malgré ces avantages, la précision d'un tel calcul dépend notamment des sections efficaces multigroupes générées par l'inévitable étape d'autoprotection ; du raffinement des maillages énergétiques et spatial ; de la loi de choc et des options du solveur utilisé.

De tels calculs peuvent être réalisés grâce au recours à des calculs massivement parallélisés sur des supercalculateurs. Les méthodes de décomposition de domaine (DDM) [69] et de balayage parallèle par front (KBA) peuvent être utilisées pour la mise en place de calculs massivement parallélisés d'un cœur en 3D. A l'heure actuelle, les coûts associés à de tels calculs (temps et CPU) sont prohibitifs pour envisager une application industrielle [70]. Néanmoins, il existe des méthodes permettant de réduire la taille du problème à traiter et de construire des opérateurs d'ordre bas (CMFD) pour diminuer le coût total du calcul de cœur.

#### ***V.1.4.1 Homogénéisation dynamique***

Dans son mémoire de thèse, Galia [70] présente la méthode d'homogénéisation dynamique (DH) qui consiste à coupler, à travers un processus itératif, un calcul de diffusion sur le cœur 3D et des calculs d'assemblages en transport 2D (cf. figure 75). Il existe trois problèmes : transport fin 2D, 2D homogénéisé et 3D grossier ; dont les taux de réactions moyens par macro groupe et macro région doivent être conservés. Galia compare deux méthodes dans ces travaux (facteurs d'équivalence et facteurs de discontinuité) et conclut que les facteurs de discontinuité sont plus efficaces pour l'homogénéisation dynamique, et présentent l'avantage de pouvoir être calculés analytiquement. Cette méthode permet de décrire fidèlement les conditions de calculs et l'environnement de chaque assemblage. Ce travail ne traite pas l'évolution d'un cœur en 3D et montre la difficulté et le coût associés au traitement des hétérogénéités axiales du cœur.

#### ***V.1.4.1 Couplage réseau-cœur***

Dans son mémoire de master [71], Toueg présente une méthodologie de prise en compte des effets d'historique de température pour un cœur de REP avec du bore soluble. Le schéma de calcul s'appuie sur un couplage entre le code cœur DONJON et le code réseau DRAGON (cf figure 76). La méthodologie proposée prévoit de déterminer les conditions d'évolution des calculs réseaux par le calcul de cœur. Il y a donc une inversion de l'ordre du schéma traditionnel réseau-cœur.

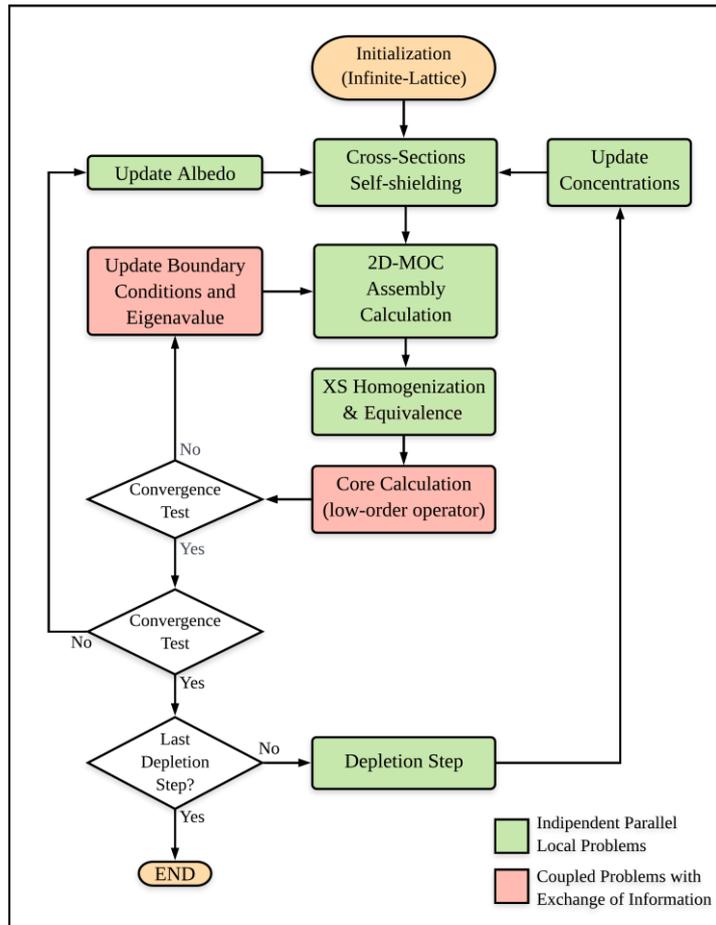


Figure 75 – Schéma de calcul avec homogénéisation dynamique [70].

Le système étudié est un cœur de REP piloté avec du bore soluble et contenant 157 assemblages combustibles 17x17 hauts de 4 m. La symétrie radiale du cœur permet de réduire le nombre d'assemblages modélisés à 26. L'assemblage est discrétisé axialement par 4 mailles de réflecteur, 10 mailles de combustible, puis à nouveau 4 mailles de réflecteur. Ainsi le nombre N de mailles de combustible à modéliser est de 260 (26 assemblages x 10 mailles axiales).

La première étape du schéma consiste à effectuer un premier calcul réseau pour toutes les mailles à modéliser, en appliquant les conditions de fonctionnement nominales. Dans ce calcul, chaque maille est indépendante et est modélisée en réseau infini, ce qui permet de paralléliser les calculs. Ensuite, 4 calculs de reprise sont effectués en modifiant la concentration en bore soluble. Les tables multiparamétrées ainsi obtenues sont utilisées dans le code cœur DONJON pour effectuer des calculs de flux sur le cœur complet. Ces calculs constituent les itérations nécessaires pour la recherche de concentration critique en bore soluble et pour atteindre la convergence thermohydraulique du système. Les paramètres principaux ( $T_{comb}$ ,  $T_{mod}$ ,  $C_b$ ) dans chaque maille sont utilisés pour effectuer à nouveaux N calculs d'évolution avec DRAGON qui permettront d'ajouter des points de paramètres en burnup dans les bibliothèques de sections efficaces.

Les travaux menés par Toueg n'ont pas permis de dégager des écarts significatifs par rapport au schéma traditionnel notamment à cause d'hypothèses simplificatrices prédominantes sur les effets à identifier. Certaines de ces hypothèses étaient motivées par une limitation du coût des calculs à effectuer. Cette méthodologie propose une prise en compte effective des effets d'historique dans les conditions d'évolution du bilan matière.

Cependant les coûts de calcul dépendent directement du nombre d'assemblages dans le cœur et du nombre de mailles axiales.

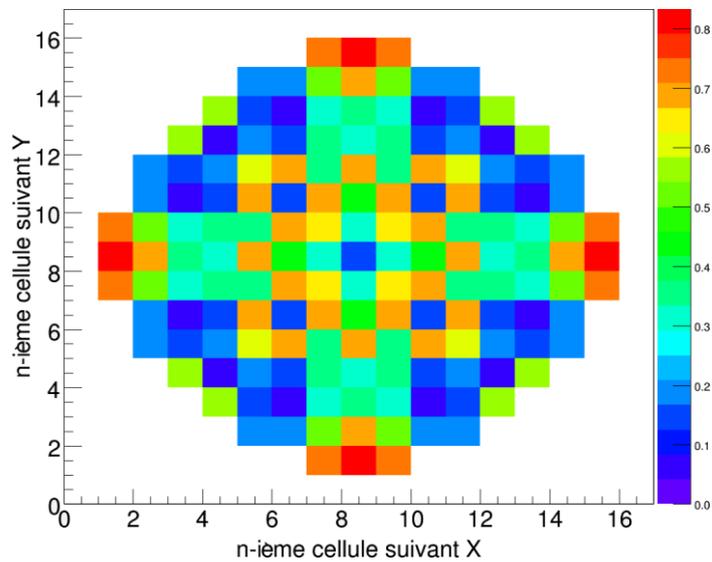


Figure 76 – Nappe d'écart de burnup en fin de cycle entre la modèle classique et le modèle couplé [71].

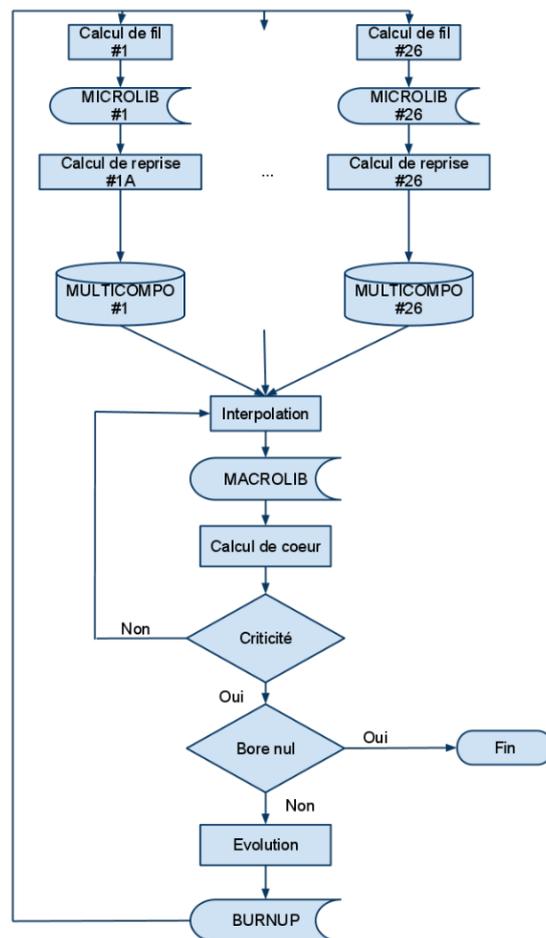


Figure 77 – Schéma de calcul couplé réseau-cœur [71].

### V.1.5 Bilan

Les travaux disponibles dans la littérature présentent diverses méthodes de prise en compte des effets d'historique de spectre, en relation avec des changements de conditions thermohydrauliques, de concentration en bore soluble, de régime de puissance, et plus rarement, d'insertion de grappes de contrôle. La revue bibliographique complète de ces travaux permet de classer ces méthodes en fonction de leur coût de calcul et de la précision des résultats obtenus. La figure 78 donne une représentation schématique qualitative de cette classification. La méthode hybride consistant à coupler un indicateur d'historique de spectre et une évolution microscopique semble être la stratégie la plus pertinente pour concilier précision et coût de calcul (cf. équation (V.27)). Cette méthode hybride vise à corriger d'une part le biais sur le bilan matière des isotopes les plus impactés via une évolution microscopique, et d'autre part à prendre en compte les effets d'historique d'insertion de grappes sur les sections microscopiques isotopiques via l'utilisation d'un nouveau paramètre intégré dans la librairie de sections efficaces.

$$\Sigma(E) = \underbrace{\sigma(E)}_{\text{Indicateur}} \cdot \underbrace{N}_{\text{Evolution microscopique}} \quad (V.27)$$

La figure 78 met en évidence l'intérêt de quantifier l'apport d'une méthode hybride par rapport à une évolution microscopique seule. Alors que les coûts de calculs à l'échelle du cœur semblent très proches, a priori, l'écart de précision n'est pas trivial et dépend potentiellement des conditions de simulation retenues. L'intérêt des travaux présentés dans la suite de ce manuscrit est de proposer une méthode hybride adaptée à la modélisation d'un REP sans bore soluble fortement empoisonné et de quantifier précisément les écarts existants entre ces deux méthodes.

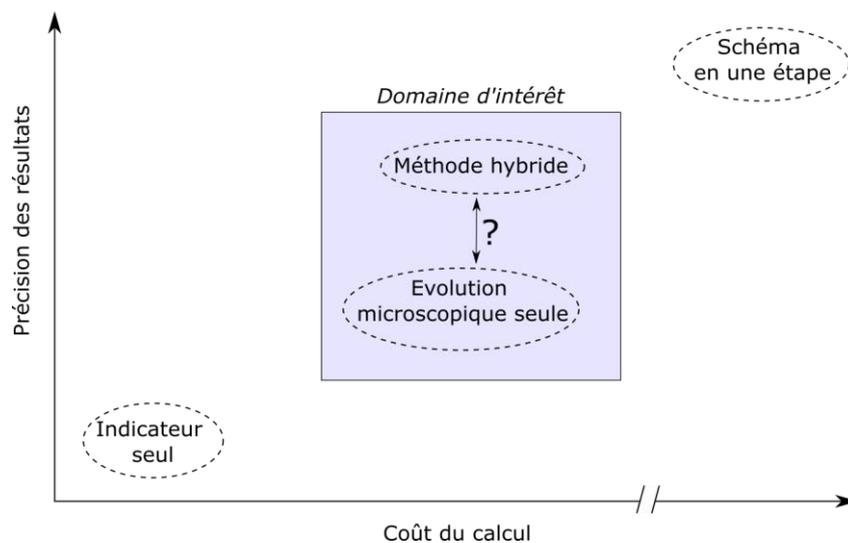


Figure 78 – Représentation schématique des différentes méthodes identifiées.

La mise en place d'une méthode hybride nécessite de choisir un indicateur de spectre performant parmi ceux identifiés précédemment. Les indicateurs basés sur le bilan matière semblent être particulièrement adaptés pour rendre compte de la variation de sections efficaces et notamment l'indicateur PU [48]. L'estimation d'un tel indicateur est assez simple lors du calcul de cœur car il suffit de parcourir toutes les mailles et de mettre à jour le paramètre de tabulation des librairies.

L'évolution microscopique dans le calcul de cœur impose de choisir une chaîne d'évolution adaptée pour faire évoluer fidèlement les isotopes sensibles aux effets spectraux engendrés par l'insertion des grappes. Le choix de cette chaîne est déterminant sur la qualité de la prise en compte des effets d'historique.

Néanmoins, la méthode hybride nécessite une adaptation à la problématique spécifique des effets d'historique d'insertion de grappes. En effet, l'étude bibliographique ne permet pas d'identifier de méthode permettant de générer des bibliothèques de sections efficaces corrigées. De plus, la problématique des poisons consommables a été très peu soulevée alors qu'elle constitue un enjeu important pour la modélisation des cœurs sans bore soluble. L'utilisation d'un indicateur d'historique pour la modélisation d'effets d'historique de grappes nécessite néanmoins une étape de validation préalable. Cela doit permettre de quantifier la sensibilité de l'indicateur à traduire des changements de spectre induits par l'insertion prolongée de grappes d'absorbants.

## **V.2 Méthode hybride retenue : COHLISEE**

L'étude bibliographique n'ayant pas permis de proposer une méthode adaptée à la problématique des effets d'historique d'insertion de grappes dans des assemblages fortement empoisonnés, cette partie présente la méthode hybride développée lors de ces travaux ainsi que son implémentation.

### **V.2.1 Présentation de la méthode**

Les études bibliographiques ont permis de mettre en évidence l'avantage des méthodes hybrides de correction couplant une évolution microscopique et l'utilisation d'un paramètre d'historique de spectre lors du calcul cœur. Nous proposons ici une méthodologie de correction des effets d'historique de grappes dans un schéma de calcul en deux étapes grâce à l'utilisation d'une méthode hybride (cf. figure 79). Cette méthodologie étant indépendante de l'indicateur de spectre utilisé, la présentation reste volontairement générique.

#### ***V.2.1.1 Calculs en réseau infini***

Dans la section IV.2.1, nous avons présenté la méthodologie générale de production de bibliothèques de sections efficaces multiparamétrées. Il s'agit généralement d'un calcul réseau en deux étapes basé sur un calcul d'archive TGE suivi de calculs de reprise TGE et TGI.

La méthode proposée ici consiste à ajouter un nouveau paramètre d'interpolation *HG* (Historique de Grappe) dans la bibliothèque de sections efficaces multiparamétrées dépendant de la position des grappes dans l'assemblage lors du calcul d'archive. La méthode repose sur deux calculs d'évolutions à l'échelle réseau, l'un TGE et l'autre TGI, suivis des calculs de reprise TGE et TGI pour chaque archive créée. Le nouveau paramètre « HG » vaut :

- 0 si l'archive a été générée avec une évolution TGE ;
- 1 si l'archive a été générée avec une évolution TGI.

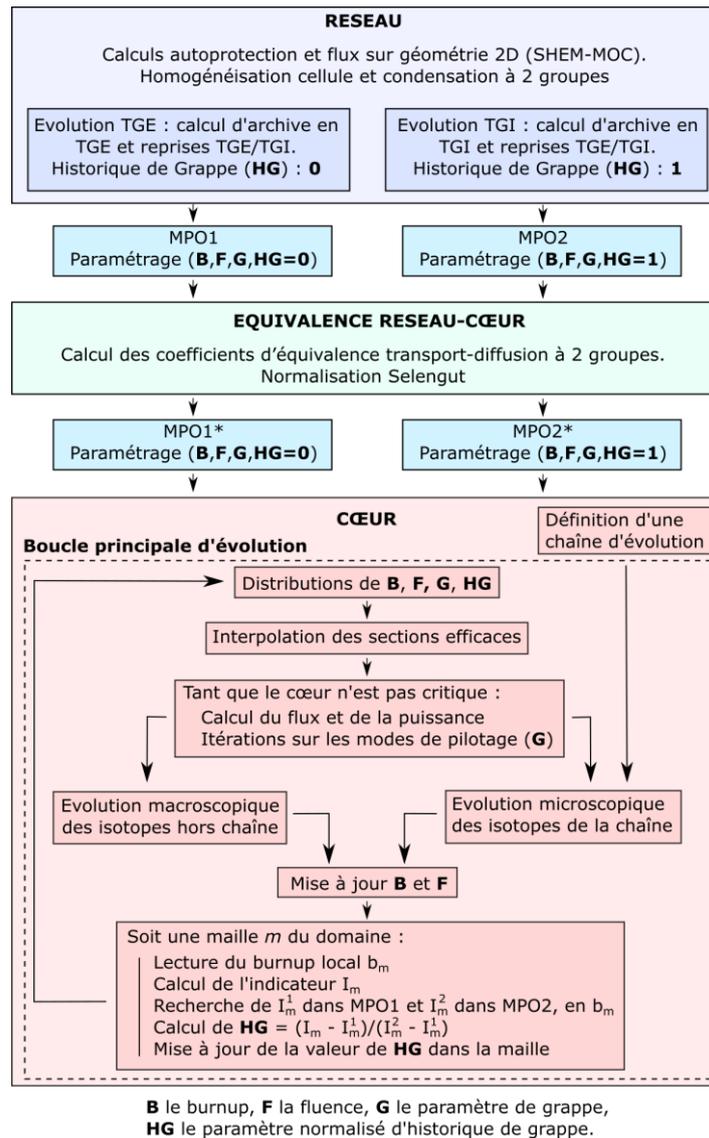


Figure 79 – Schéma de la méthode COHLISEE pour un indicateur quelconque.

Le paramètre HG ainsi défini est proportionnel au taux de présence de la grappe absorbante au sein de l'assemblage lors de l'évolution. Lors du calcul de cœur, le paramètre HG est calculé par normalisation à partir de plusieurs valeurs de l'indicateur d'historique de spectre. Les bibliothèques de sections efficaces générées par les calculs de reprise sont enrichies de coefficients d'équivalence générés avec la méthode présentée en IV.2.2.

Dans le cas où l'indicateur d'historique retenu est fonction de concentrations isotopiques, la mise en place de cette méthode nécessite de définir une chaîne d'évolution microscopique à utiliser dans le calcul de cœur. Les isotopes présents dans cette chaîne doivent être particularisés dans les bibliothèques de sections efficaces.

### V.2.1.2 Calcul de cœur

Il y a deux spécificités principales pour le calcul de cœur avec cette méthode :

- L'évolution microscopique qui nécessite de définir une chaîne d'évolution réduite. Les résultats fournis par cette chaîne doivent être vérifiés par comparaison à un calcul de référence. Les isotopes hors-chaîne sont évolués macroscopiquement, y compris l'isotope résiduel.

- Après chaque pas d'évolution, l'indicateur d'historique de spectre  $I_m$  est calculé dans chaque maille (de burnup  $b_m$ ) pour en déduire la valeur du paramètre  $HG_m$ , par normalisation (cf. équation (V.27)). Le calcul de normalisation fait intervenir les valeurs  $I_m^{TGE}(b_m)$  et  $I_m^{TGI}(b_m)$  qui proviennent des calculs réseaux via les libraires multiparamétrées. Ces valeurs ont été calculées de manière discrète lors des calculs de reprise, il faut donc interpoler sur le burnup local pour les ramener à  $b_m$ . Lorsque l'indicateur de spectre  $I_m$  dépend de la concentration d'isotopes fissiles, il ne peut pas être calculé dans les mailles sans combustible (tubes guides). Dans ce cas, la valeur  $HG_m$  est fixée par moyenne sur les quatre mailles voisines dans le même plan, après que le paramètre  $HG$  de ces mailles ait été mis à jour.

$$HG_m(b_m) = \frac{I_m(b_m) - I_m^{TGE}(b_m)}{I_m^{TGI}(b_m) - I_m^{TGE}(b_m)} \quad (V.27)$$

Dans la suite de ce manuscrit, on appellera la méthode hybride développée dans ce document à travers son acronyme COHLISEE (COrrECTION d'Historique des LIBrairies de SEctions Efficaces), prononcé [ko-li-zée]. Le principe de la méthode COHLISEE est décrit en figure 79.

## V.2.2 Présentation de l'implémentation avec le code APOLLO3®

L'implémentation de COHLISEE avec le code APOLLO3® nécessite quelques spécificités propres à l'outil.

### V.2.2.1 Génération des MPO

Les calculs en réseau infini ont été effectués avec les options de calculs de la tableau 18.

Tableau 18 – Options de calculs en réseau infini pour la production des librairies de sections efficaces

Options des calculs statiques	
<b>Maillage 281 groupes</b>	SHEM
<b>Autoprotection</b>	Livolant-Jeanpierre 281 groupes
<b>Loi de choc</b>	P0 corrigé
<b>Maillage</b>	Moulin à vent
<b>Calcul de flux</b>	MOC 281 groupes
<b>Modèle de fuites</b>	Pas de fuites
<b>Homogénéisation</b>	Cellule
<b>Condensation</b>	2 groupes
<b>Isotopes particularisés</b>	163 (chaîne d'évolution réseau + isotopes de l'AIC)
Options des calculs d'évolution	
<b>Maillage d'évolution (MWj/t)</b>	0, 9,375, 18,75, 37,5, 75, 112,5, 150, 237,5, 325, 412,5, 500, 625, 750, 875, 1000 → 20000 par pas de 250, 20000 → 70000 par pas de 500
<b>Maillage d'autoprotection (MWj/t)</b>	0, 4000, 8000, 12000, 16000, 20000, 26000, 32000, 38000, 44000, 50000, 56000, 62000, 70000
<b>Points de reprise</b>	Tous

### V.2.2.2 Fusion des MPO

Bien que MPO1 et MPO2 soient tabulées aux mêmes points de burnup globaux, les distributions de burnup crayon par crayon sont différentes. Afin de pouvoir utiliser ces bibliothèques dans la partie cœur d'APOLLO3®, il est nécessaire d'uniformiser les burnup locaux entre les deux bibliothèques. Comme le montre la figure 80, MPO1 et MPO2 sont regroupées en une seule bibliothèque MPO3 qui contient un nouveau paramètre global HG. Les distributions de burnup locaux de MPO1 ( $b_1$ ) sont utilisées comme référence et les sections efficaces de MPO2 sont interpolées pour être ramenées à  $b_1$ . Pour chaque valeur de G, l'interpolation linéaire est effectuée sur les sections efficaces de MPO2 corrigées des facteurs d'équivalence (voir figure 81). Pour des raisons d'optimisation du temps de traitement, les sections efficaces et les coefficients d'équivalence de MPO1 ne sont pas modifiés lors de la fusion des MPO. La bibliothèque MPO3 ainsi générée contient donc les facteurs d'équivalence de MPO1 pour les points  $HG=0$  et des facteurs d'équivalence surchargés à 1 pour  $HG=1$  (voir figure 82). Cette étape d'interpolation des sections efficaces de MPO2 doit être effectuée pour tous les points de grappes, toutes les zones, toutes les réactions, tous les isotopes, tous les groupes et à tous les ordres d'anisotropie, en cohérence avec les calculs en réseau infini. Les sections efficaces de la matrice de diffusion doivent être corrigées jusqu'à l'ordre 1 d'anisotropie pour pouvoir réaliser un calcul de diffusion non-biaisé.

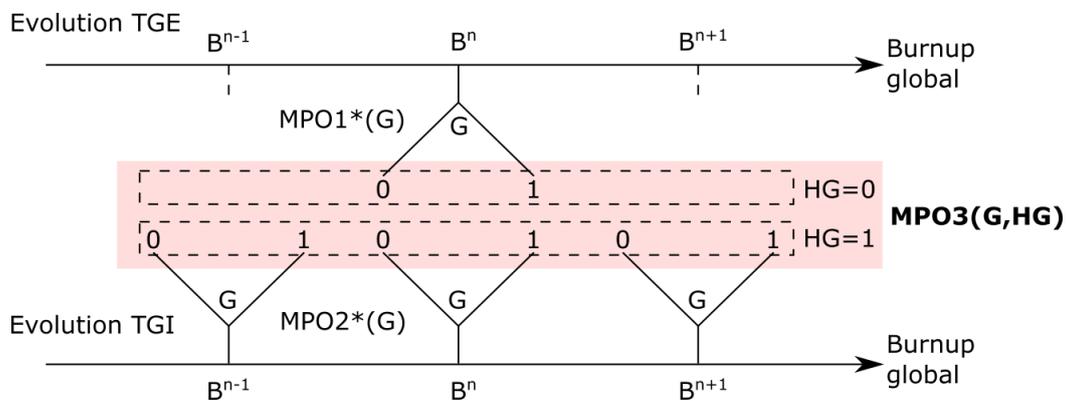


Figure 80 – Fusion de MPO1 et MPO2 pour donner une unique bibliothèque MPO3 avec un nouveau paramètre HG. B burnup global, G paramètre de grappe, HG paramètre d'historique de grappe, n numéro du point de reprise.

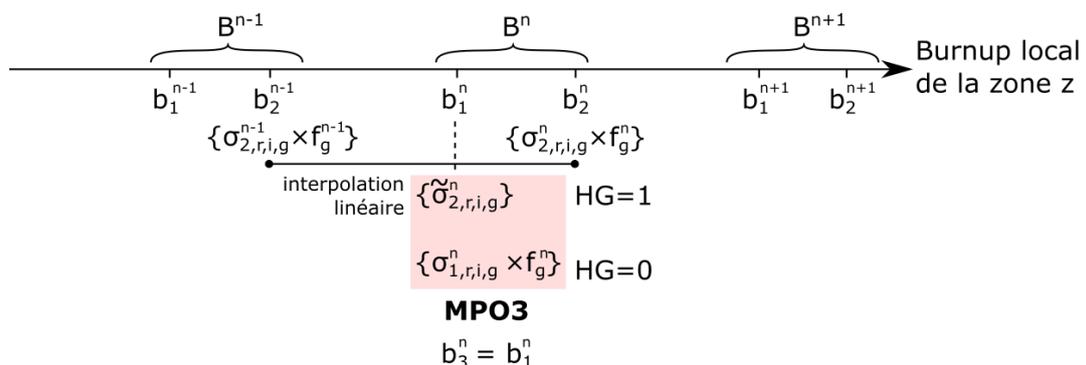


Figure 81 – Interpolation des sections efficaces corrigées de MPO2 au point de burnup de MPO1. B burnup global,  $b_1$  burnup local de MPO1,  $b_2$  burnup local de MPO2,  $f$  facteur d'équivalence,  $\sigma$  section efficace microscopique,  $r$  réaction,  $i$  isotope,  $g$  groupe,  $n$  numéro du point de reprise.

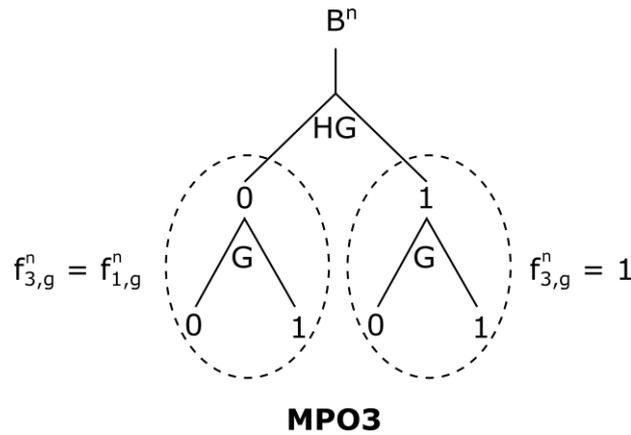


Figure 82 – Facteurs d'équivalence de MPO3.  $G$  paramètre de grappe,  $HG$  paramètre d'historique de grappe,  $B$  burnup global,  $f_1$  facteur d'équivalence de MPO1,  $f_3$  facteur d'équivalence de MPO3,  $g$  groupe,  $n$  numéro du point de reprise.

### V.2.2.3 Production d'une librairie annexe

La mise en place de la méthode COHLISEE au niveau cœur nécessite de pouvoir accéder aux valeurs d'indicateur I1 et I2 dans MPO1 et MPO2 pour effectuer la normalisation (cf. figure 79). Cette opération n'étant pas possible avec APOLLO3® cœur, il est nécessaire de générer une librairie annexe en amont du calcul. Cette librairie contient, pour chaque zone, l'évolution de l'indicateur d'historique de spectre en fonction du burnup. Par souci de clarté, on utilisera le terme LANIST (Librairie ANnexe d'Indicateur SpecTral) pour parler de cette librairie dans la suite du manuscrit.

A titre d'exemple, l'utilisation de l'indicateur de spectre PU (cf. équation (V.7)), impose de calculer le ratio des concentrations isotopiques dans chaque zone combustible et pour chaque point de burnup. La figure 83 représente l'évolution de l'indicateur dans la zone 1 pour les évolutions TGE et TGI. Les valeurs issues de l'évolution TGI sont interpolées aux mêmes points de burnup locaux que l'évolution TGE. Il s'agit d'une représentation des données contenues dans la LANIST.

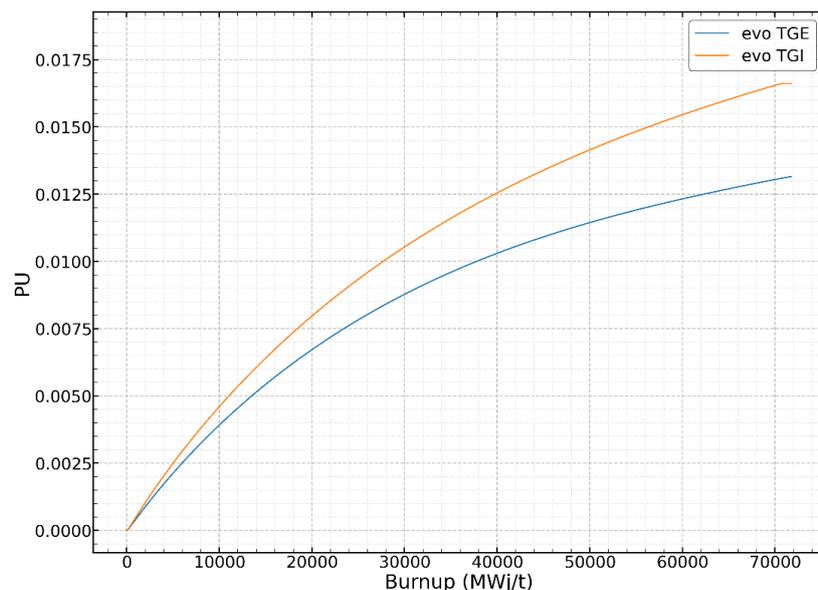


Figure 83 – Evolution du rapport PU dans la zone 1 pour l'assemblage G0. Un modèle d'interpolation linéaire est utilisé pour établir cette représentation continue.

Cette librairie est propre à chaque indicateur et se construit très rapidement avec MPO1 et MPO2. Le paramètre HG étant normalisé, il n'est pas nécessaire de reconstruire MPO3 en cas de changement d'indicateur. Cette manière de procéder est très avantageuse pour explorer plusieurs indicateurs différents à moindre coût. En effet, il suffit de générer la LANIST et de définir l'indicateur pour le calcul du cœur.

#### **V.2.2.4 Schéma de calcul cœur**

Au niveau du cœur, nous avons retenu un calcul de diffusion à deux groupes avec le solveur MINOS. L'évolution est réalisée par une double étape macroscopique / microscopique pour faire évoluer tous les isotopes, qu'ils soient présents ou non dans la chaîne microscopique. Les pas d'évolutions retenus sont très faibles (100MWj/t) pour s'assurer de la convergence du solveur.

Pour effectuer la normalisation du paramètre d'historique, il est important de connaître le nom du matériau contenu dans chaque zone combustible. Afin de réaliser cette opération, une procédure a été développée pour l'utilisation du code cœur.

Si l'indicateur utilisé ne peut être calculé que dans les mailles contenant du combustible (par exemple l'indicateur PU), alors la valeur attribuée dans les tubes guides est calculée comme la moyenne des mailles adjacentes sur la même tranche axiale.

#### **V.2.3 Avantages et inconvénients**

La méthode COHLISEE utilise un paramètre d'historique de grappe normalisé, continu et contenu dans [0,1]. Il s'agit d'un choix de conception qui nécessite d'effectuer une recherche de bornes dans le calcul de cœur pour normaliser l'indicateur d'historique de spectre retenu. Les librairies de sections efficaces pourraient être tabulées localement en fonction de la valeur de cet indicateur au lieu de passer par un paramètre normalisé. Néanmoins, le choix d'un paramétrage normalisé fournit plusieurs avantages :

- les librairies de sections efficaces sont générées une fois pour toutes et ne dépendent pas du choix d'un indicateur d'historique de spectre ;
- dans le cadre de cette implémentation, le passage d'un indicateur à l'autre est facilité puisqu'il ne demande que de générer la librairie LANIST (pas de calcul neutronique). La comparaison de différents indicateurs est ainsi grandement facilitée ;
- il est possible d'utiliser un indicateur différent en fonction de la position du crayon dans l'assemblage ;
- le champ de paramètre HG peut être imposé à 0 ou 1 dans le calcul de cœur pour effectuer un travail de vérification de l'implémentation. Par exemple, imposer  $HG=0$  partout, revient à faire exactement une évolution TGE.

### **V.3 Conclusion partielle**

COHLISEE est une méthode hybride de correction des effets d'historique de grappes basée sur deux évolutions réseau (TGE et TGI). Les librairies générées suite aux calculs de reprise comportent un nouveau paramètre HG compris entre 0 et 1. L'indicateur d'historique de spectre est calculé localement lors du calcul de cœur et normalisé à l'aide des évolutions TGE et TGI. Cette méthode a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre dans un schéma de calcul en deux étapes.

L'implémentation de COHLISEE avec le code APOLLO3® a nécessité une adaptation de la méthode pour la rendre compatible avec les possibilités de l'outil. Cette implémentation est optimisée pour limiter le temps de calcul de la nouvelle MPO et pour faciliter le changement d'indicateur. Cette dernière fonctionnalité permet de tester différents indicateurs et de les comparer au regard de leur performance pour la modélisation d'effets

d'historique d'insertion de grappes. Compte tenu du traitement particulier des librairies de sections efficaces et de la procédure de calcul du paramètre local  $HG$ , une étape de vérification de l'implémentation est indispensable avant de valider la méthode COHLISEE sur des calculs d'évolution avec des historiques d'insertion de grappes de contrôle.



# Chapitre VI

## Vérification et Validation numérique de la méthode COHLISEE

---

*Ce chapitre présente la modélisation des motifs de benchmark avec la partie cœur du code APOLLO3®. Ces calculs permettent de mettre en place une démarche de vérification et validation de la méthode COHLISEE. Ils permettent de justifier le choix d'un indicateur particulier, optimisé pour la modélisation des effets d'historique d'insertion de grappes. Ce chapitre est décomposé en plusieurs sections :*

- la section VI.1 présente la démarche de V&V utilisée ;*
  - les sections VI.2 et VI.3 présentent les résultats de V&V pour un assemblage en milieu infini et pour des clusters 2x2. Ces calculs permettent, par comparaison avec des calculs réseaux de référence, de fournir une validation de la méthode.*
  - La section VI.4 présente l'application de la méthode sur un calcul de cœur 3D. Ce calcul fournit seulement une évaluation de l'impact de la méthode (absence de calcul de référence) dans un cas d'application plus réaliste que le motif réseau infini, par comparaison aux calculs classiques sans utilisation de COHLISEE.*
-

## VI.1 Présentation de la démarche de V&V

### VI.1.1 Vérification

L'objectif de l'étape de vérification consiste à s'assurer que l'implémentation de la méthode n'induit pas de biais supplémentaires lors des calculs de cœur. Elle permet d'éprouver la capacité reproductive de la méthode. L'implémentation de la méthode COHLISEE consiste à fusionner des MPO issues de calculs d'assemblages en évolution TGE et TGI et vient donc modifier directement les bibliothèques de sections efficaces utilisées en entrée du code de cœur (voir section V.2). Lors de l'étape de vérification, on effectue une comparaison entre deux types de calculs d'assemblages en 2D réalisés avec le code de cœur (cf. figure 84) :

- Les calculs de cœur avec les MPO témoins (i.e. générées au niveau réseau dans les conditions d'évolution cohérentes avec leur utilisation au niveau cœur). Il s'agit donc de calculs d'évolutions TGE et TGI avec respectivement les MPO évoluées TGE et TGI. Il n'y a pas d'effets d'historique entrant en jeu dans ces calculs, puisque les points de calculs, côté cœur, correspondent exactement aux points de construction des MPO.
- Les calculs de cœur avec les MPO issues de la méthode COHLISEE. Ce sont des calculs d'évolution TGE et TGI qui sont censés reproduire les résultats des calculs réseaux qui ont permis de construire ces MPO.

Les résultats donnés par les deux types de calculs sont comparés aux calculs d'assemblage effectués avec le code réseau. L'objet de l'étape de vérification est de comparer les résultats entre les deux calculs de cœur (avec MPO témoins et avec MPO COHLISEE) pour évaluer si la nouvelle méthode n'introduit pas de biais significatifs par rapports aux calculs témoins.

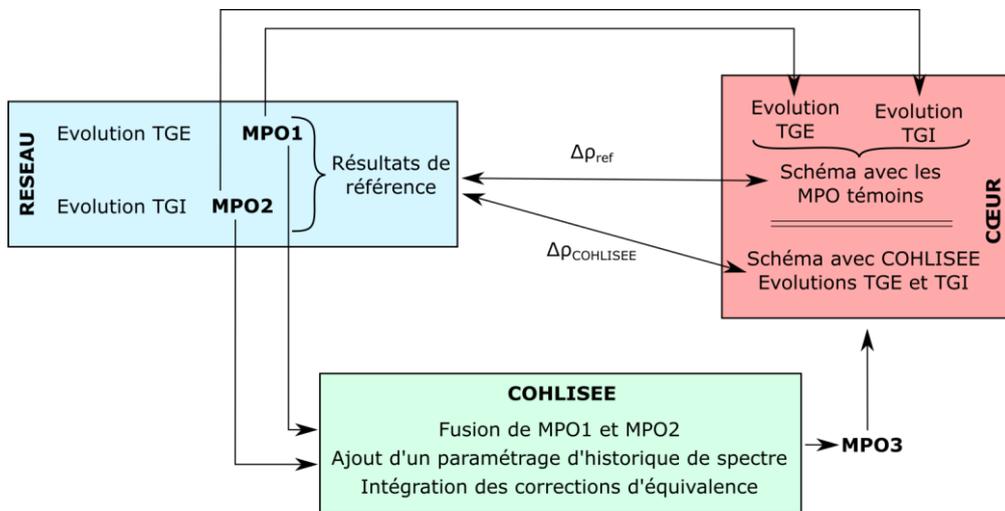


Figure 84 – Schéma de principe de la vérification de la méthode COHLISEE.

### VI.1.2 Validation

L'étape de validation permet de déterminer la capacité prédictive de la méthode par comparaison avec des calculs de référence. L'objectif est de montrer, par comparaison avec des calculs sans COHLISEE (dits classiques), que l'écart à la référence a été réduit grâce à l'utilisation de cette méthode. Il s'agit de calculs 2D d'assemblage ou de cluster en réseau infini, évoluant en suivant une séquence particulière d'insertion et d'extraction de la grappe de contrôle. Les calculs classiques renvoient à des calculs d'évolution, macroscopique ou microscopique, effectués à partir d'une MPO évoluée TGE. La figure 85 fournit une représentation schématique du processus de validation de COHLISEE.

Cette étape de validation est nécessaire et permet de justifier l'utilisation d'une nouvelle méthode de calcul pour prendre en compte les effets d'historique en précisant le coût potentiel supplémentaire. Le recours à cette étape est limité par la capacité à obtenir des résultats, considérés comme faisant référence, sur des motifs de grande taille. Dans ces travaux, le motif le plus grand pour l'étape de validation est un cluster 2x2. La possibilité de déploiement d'une validation sur un cœur complet a été rejetée à cause de son coût de calcul prohibitif. Néanmoins, un calcul de cœur en 3D a tout de même été réalisé pour donner une évaluation numérique des écarts existants avec un schéma classique, dans un contexte de calcul plus réaliste (cf. section VI.4).

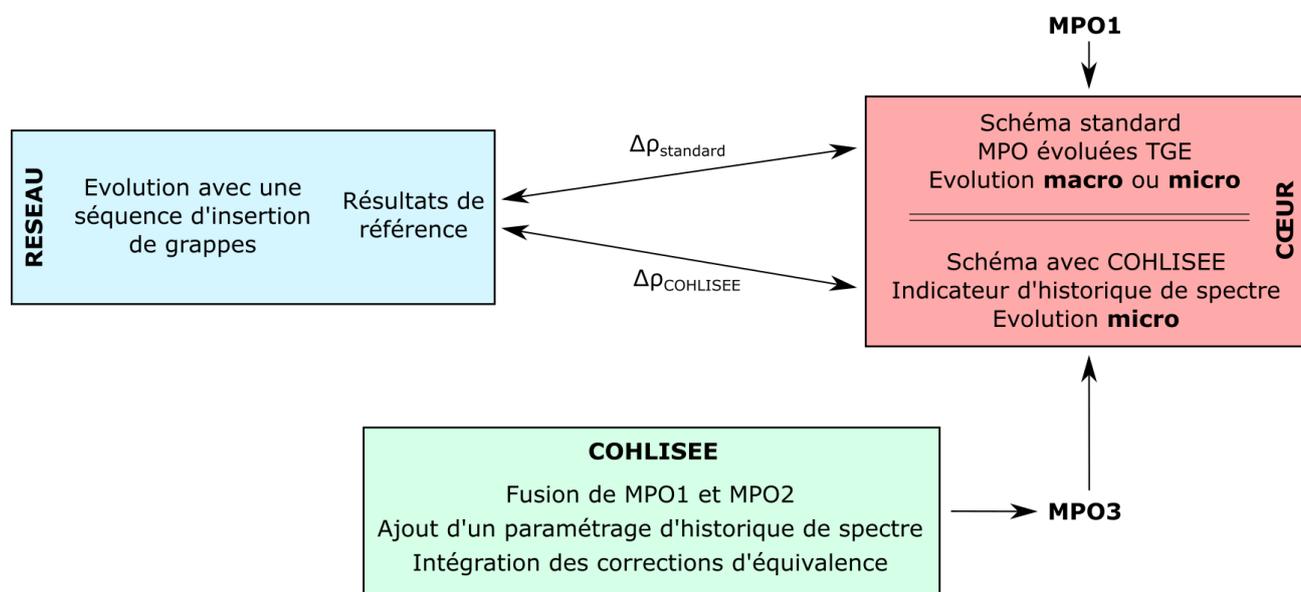


Figure 85 – Schéma de principe de validation de la méthode COHLISEE

## VI.2 Assemblage en réseau infini

Cette section présente les résultats des étapes de vérification et de validation de la méthode COHLISEE. Dans tout ce qui suit, nous considérons l'étude des effets d'historique d'insertion d'une grappe grise uniquement. Le découpage en sous-sections est réalisé de la manière suivante :

- La sous-section VI.2.1, présente la vérification des calculs d'évolution à l'étape cœur (diffusion MINOS) afin de s'assurer qu'ils reproduisent correctement les résultats obtenus par les calculs réseau de référence (TDT MOC). Cette vérification concerne les deux modes d'évolution du code de cœur (macroscopique et microscopique).
- La sous-section VI.2.2 traite de la vérification de l'implémentation de la méthode COHLISEE.
- La sous-section VI.2.3 permet de comparer plusieurs indicateurs d'historique de spectre pour valider la méthode COHLISEE sur une séquence particulière.
- La sous-section VI.4 présente la validation de COHLISEE sur plusieurs séquences d'insertion de grappes (marche, créneau, quelconque) en comparant les résultats obtenus avec des calculs de référence obtenus par des calculs réseaux de référence.
- Le bilan de la V&V pour un assemblage seul est dressé dans la sous-section VI.2.5.

## VI.2.1 Vérification des évolutions macroscopique et microscopique

### VI.2.1.1 Réactivité

La figure 86 compare les écarts de réactivité à la référence de plusieurs calculs de cœur selon le mode d'évolution et la position de la grappe au moment du calcul. Dans tous les calculs, la grappe est extraite lors de l'évolution (évolution TGE). Pour l'évolution macroscopique, les résultats sont excellents car l'écart de réactivité est toujours inférieur à 10 pcm. En ce qui concerne l'évolution microscopique, une chaîne d'évolution de 157 isotopes est retenue (identique à celle utilisée à l'étape réseau). Les résultats sont très bons jusqu'à 40 GWj/t puis on observe une divergence progressive allant jusqu'à 50 pcm à 60 GWj/t pour le calcul TGI. Ces écarts sont acceptables mais doivent être gardés à l'esprit pour la suite des analyses. L'origine de ces différences peut s'expliquer par la différence de solveur d'évolution entre la partie réseau et cœur d'APOLLO3® (utilisation notamment d'une méthode prédicteur-correcteur dans la partie réseau). Pour rappel, les chaînes d'évolution sont identiques entre les deux codes et contiennent 157 isotopes.

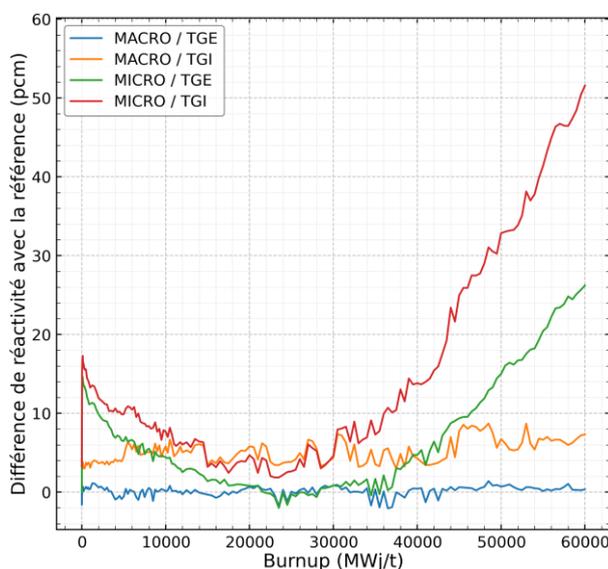


Figure 86 – Evolution des réactivités TGE et TGI pour l'assemblage G0 évoluant TGE en évolution macroscopique ou microscopique.

Les écarts de l'évolution microscopique présentés en figure 86 justifient une étude de la convergence de l'évolution microscopique dans le code de cœur. Pour ces raisons, une étude de sensibilité des écarts de réactivité au maillage d'évolution est présentée en figure 87. Ces calculs TGE concernent l'assemblage G0 en évolution microscopique TGE. L'utilisation du même maillage que lors du calcul réseau conduit à la dérive la plus importante. En raffinant le maillage par une limitation sur la durée maximum d'un pas d'évolution conduit à une amélioration significative. Ainsi, une limitation à 100 MWj/t pour la durée des pas d'évolution permet de limiter le biais maximum à 25 pcm. Le raccourcissement des pas d'évolution va de pair avec un allongement des temps de calculs (cf. tableau 19). Le compromis retenu ici correspond à des pas de 100 MWj/t pour le reste des calculs de cœur.

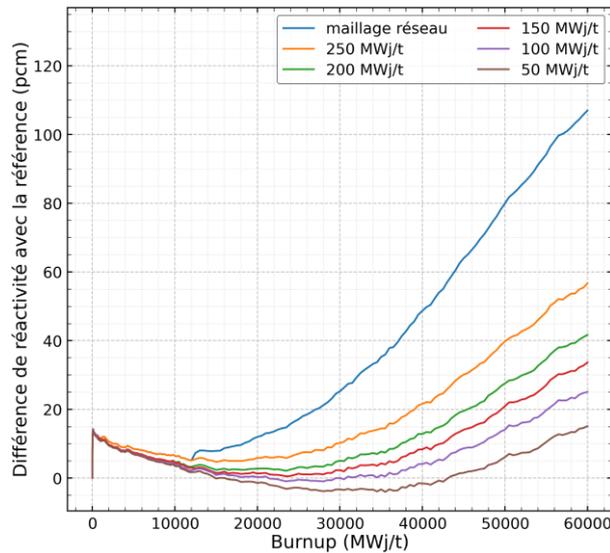


Figure 87 – Sensibilité de la réactivité au maillage d'évolution microscopique. Différence de réactivité TGE pour l'assemblage G0 en évolution TGE. La référence est un calcul réseau en évolution TGE.

Tableau 19 – Temps de calcul en fonction du maillage d'évolution utilisé pour le calcul de cœur. Assemblage G0 en évolution microscopique TGE. Calcul de reprise TGE.

Maillage	Temps de calcul (s)	Augmentation du temps de calcul (%)
Maillage réseau	298	0,00
Sous-pas de 250 MWj/t	420	40,9
Sous-pas de 200 MWj/t	587	97,0
Sous-pas de 150 MWj/t	681	129
Sous-pas de 100 MWj/t	850	185
Sous-pas de 50 MWj/t	1420	377

Les résultats de la vérification des calculs de cœur pour l'assemblage G28 sont donnés par la figure 88. Les différences avec la figure 86 sont notables. L'évolution macroscopique présente cette fois-ci les biais les plus conséquents avec un extremum de -160 pcm à 14 GWj/t. L'évolution microscopique permet de contenir les biais en réactivité entre -70 et + 60 pcm pour une évolution TGE jusqu'à 60 GWj/t. Ce comportement est imputable à la présence des poisons consommables dans l'assemblage. En effet, calculer correctement l'épuisement des poisons en cœur est un enjeu compte tenu de la relation entre la concentration et la section efficace microscopique mise en évidence au paragraphe IV.4.3.4. L'occurrence du biais maximum autour de 15 GWj/t est cohérent avec l'épuisement complet des poisons consommables.

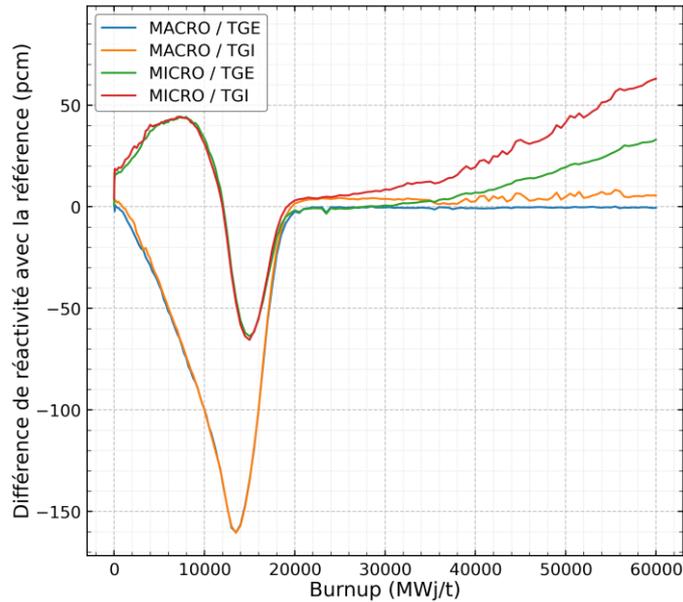


Figure 88 – Evolution des réactivités TGE et TGI pour l'assemblage G28 évoluant TGE en évolution macroscopique ou microscopique.

### VI.2.1.2 Distributions de puissance

Ce travail de vérification par comparaison avec un calcul réseau de référence peut être également appliqué aux distributions de puissance. La comparaison des facteurs  $F_{xy}$  en figure 89, permet d'observer le faible ordre de grandeur des écarts constatés pour l'assemblage G0 (de l'ordre de  $10^{-4}$ ). De manière similaire à la réactivité, les résultats de l'assemblage G28 sont affectés par l'épuisement des poisons consommables. La figure 90 permet de comparer les écarts de puissance à la référence en fonction du type d'évolution pour l'assemblage G28 à 15 GWj/t. En valeur absolue, les écarts les plus importants sont portés par les crayons empoisonnés. Les crayons les plus chauds sont situés dans les zones où les écarts sont les plus faibles.

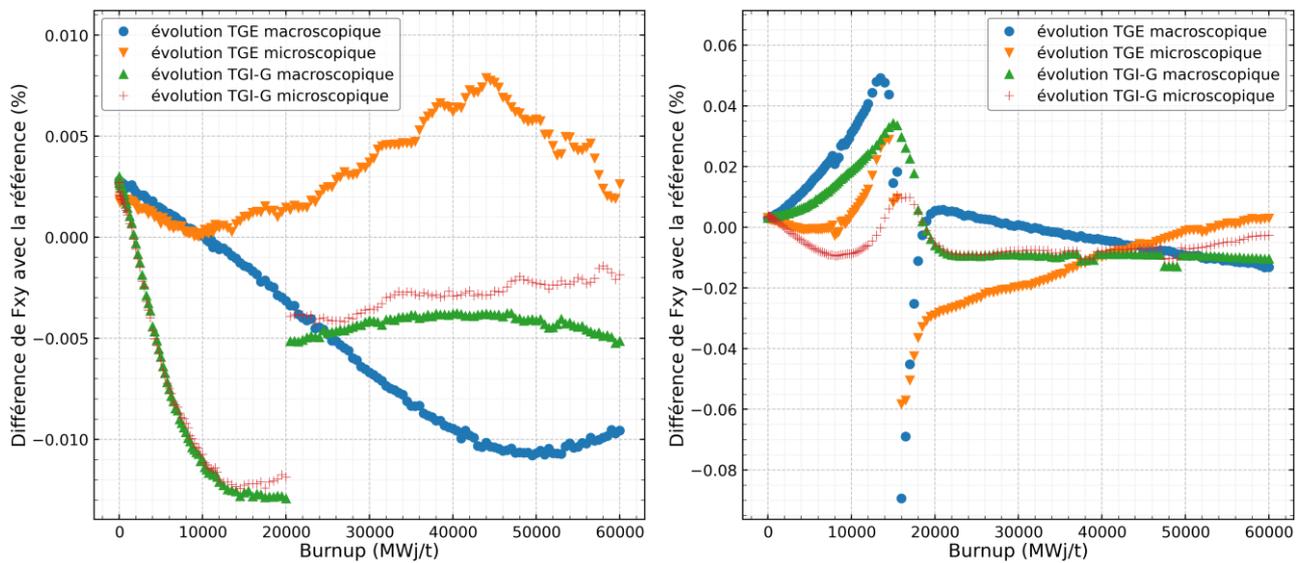


Figure 89 – Différence de facteur  $F_{xy}$  (%) entre des calculs de cœur et des calculs réseaux de référence. Calculs de reprise TGE en évolution TGE ou TGI-G pour l'assemblage G0 (gauche) et G28 (droite).

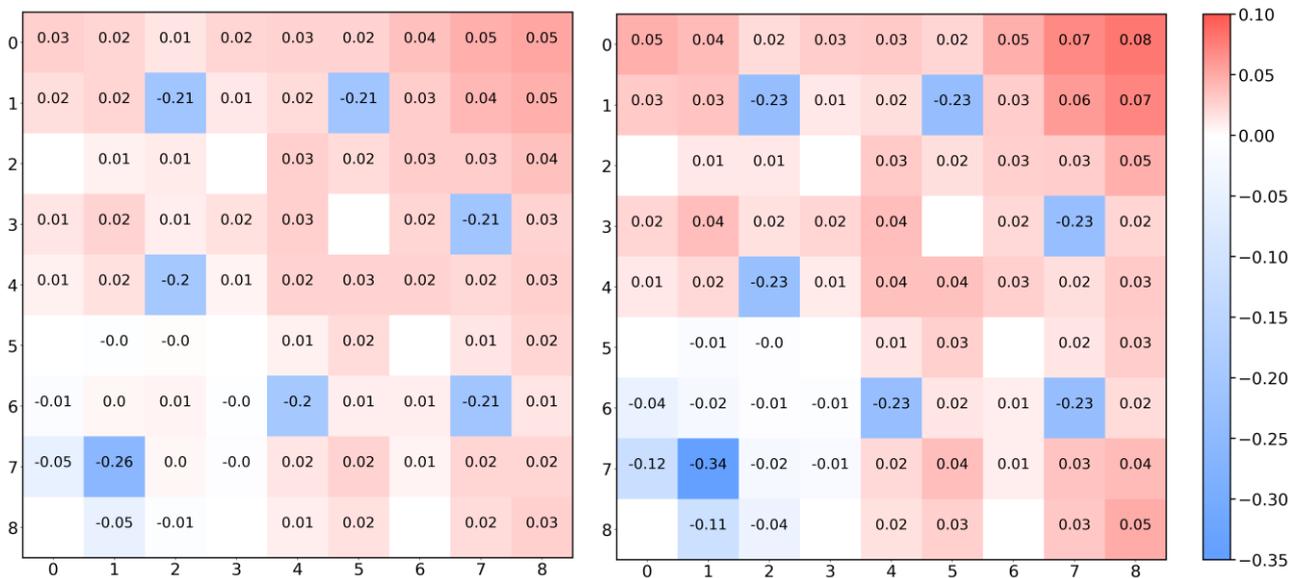


Figure 90 – Nappes d'écart de puissance (en %) entre les calculs de cœur et les calculs réseau. Assemblage G28 en évolution TGE avec reprise TGE à 15 GWj/t. Modèle d'évolution microscopique (gauche) et modèle d'évolution macroscopique (droite).

Les écarts de réactivité et de distributions de puissance sont les conséquences des écarts sur les sections efficaces macroscopiques dont les contributions viennent à la fois des sections efficaces microscopiques et du bilan matière (cf. sous-section IV.4.3). Les sections efficaces microscopiques sont directement interpolées en fonction du burnup local. Le bilan matière est soit interpolé en fonction du burnup (évolution macroscopique), soit mis à jour à chaque pas d'évolution par résolution des équations de Bateman dans chaque maille (évolution microscopique).

### VI.2.1.3 Distributions de burnup

La figure 91 quantifie les différences de burnup locaux en présentant les écarts relatifs extremum et les écarts-type pour les assemblages G0 et G28. Quel que soit l'assemblage étudié, les modèles d'évolution ont peu d'influence sur le burnup local. Néanmoins, l'ordre de grandeur des écarts-type n'est pas le même pour l'assemblage G0 (entre 0,01% et 0,02 %) et pour l'assemblage G28 (entre 0,05% et 0,2%). L'écart maximum, en valeur absolue, pour l'assemblage G28 est proche de 1% à 15 GWj/t puis décroît progressivement jusqu'à 0,2% après la disparition des poisons consommables. Il s'agit d'un minimum local atteint dans le crayon empoisonné n°10.

Les résultats pour une évolution TGI avec les MPO évoluées TGI (pas d'effet d'historique) sont très semblables concernant les différences de burnup locaux.

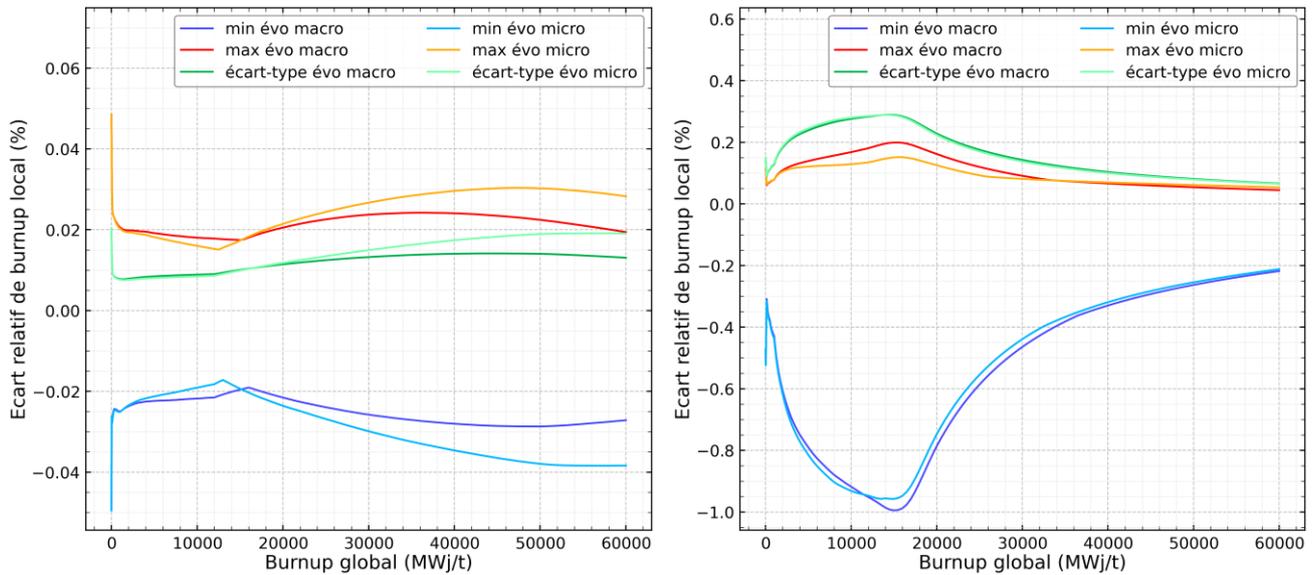


Figure 91 – Écarts relatifs des distributions de burnup lors de l'utilisation de MPO évoluées TGE. Utilisation des modèles d'évolution macroscopique et microscopique. Les données représentées correspondent au minimum, au maximum et à l'écart-type des distributions d'écarts, exprimés en %. A gauche, l'assemblage G0 et à droite l'assemblage G28.

#### VI.2.1.4 Bilan matière

Les écarts de concentrations locales (par cellule) de  $^{235}\text{U}$  et des principaux isotopes du Pu sont donnés en figure 92 pour les assemblages G0 et G28. Les résultats présentés en figure 92 ne concernent que le modèle d'évolution microscopique. Les écarts de concentration en Pu au début de l'évolution sont hors de l'échelle verticale et peuvent atteindre près de 1%. Ces valeurs sont peu significatives car les concentrations en Pu sont alors très faibles. L'ordre de grandeur des écarts maximum est similaire pour les deux assemblages mais la présence de poisons consommables dans l'assemblage G28 affecte l'évolution des écarts. Alors que les différences sont plutôt monotones pour l'assemblage G0 jusqu'à 20 GWj/t, les résultats pour l'assemblage G28 sont affectés par la disparition des poisons. Après 20 GWj/t, l'évolution des écarts devient plus régulière, de manière similaire à l'assemblage G0.

L'évolution des poisons consommables dans l'assemblage G28 est étudiée finement à travers la figure 93. Il s'agit d'une comparaison entre les modèles d'évolution macroscopique et microscopique des écarts relatifs maximum pour les crayons empoisonnés. Seuls  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$  sont représentés car ce sont les isotopes les plus absorbants. Toutes les courbes passent par un maximum local entre 13 et 17 GWj/t qui est compris entre 7,5 et 18,5 %. L'utilisation du modèle microscopique, par comparaison au modèle macroscopique, permet de diminuer l'amplitude du maximum : de 12,9 à 8,0 % pour  $^{155}\text{Gd}$  et de 18,2 à 11,6 % pour  $^{157}\text{Gd}$ . L'ordre de grandeur des différences observées est élevé et peut être expliqué par la forte sensibilité des sections efficaces de capture des isotopes du Gd à leur propre concentration, comme discuté au paragraphe IV.4.3.4 autour de la figure 46.

Ces écarts importants sur le bilan matière du Gd dans les crayons empoisonnés peuvent constituer une explication aux écarts de réactivité et de puissance, propres à l'assemblage G28, observés en figure 88 et figure 89.

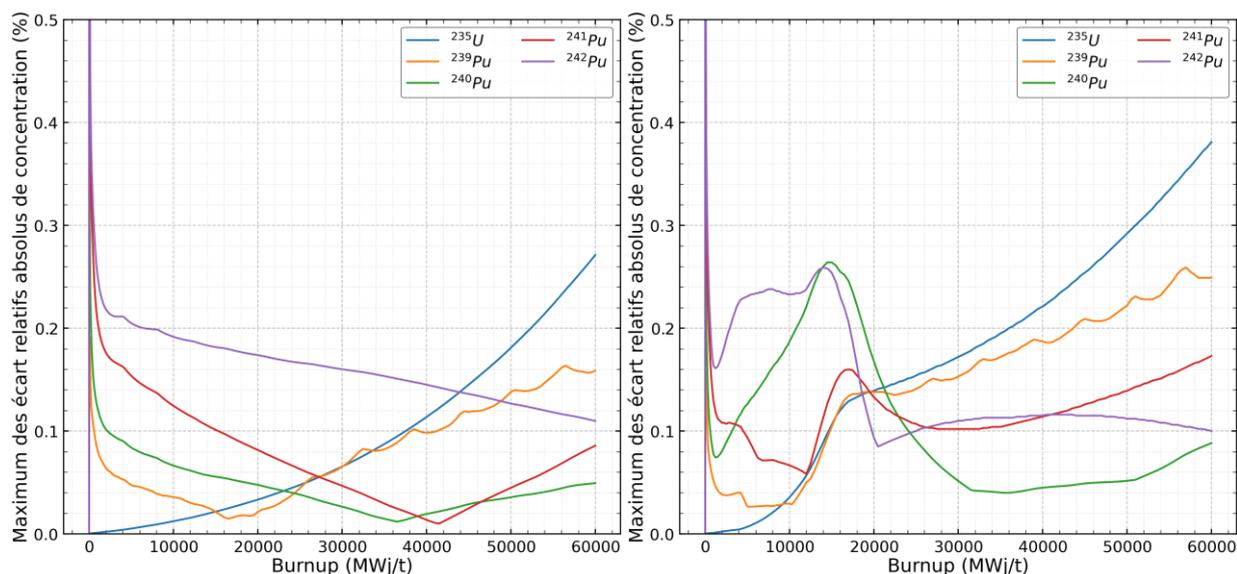


Figure 92 – Maximums des écarts relatifs absolus de concentration par cellule exprimés en %. Evolution TGE avec un modèle microscopique. Assemblage G0 à gauche et G28 à droite.

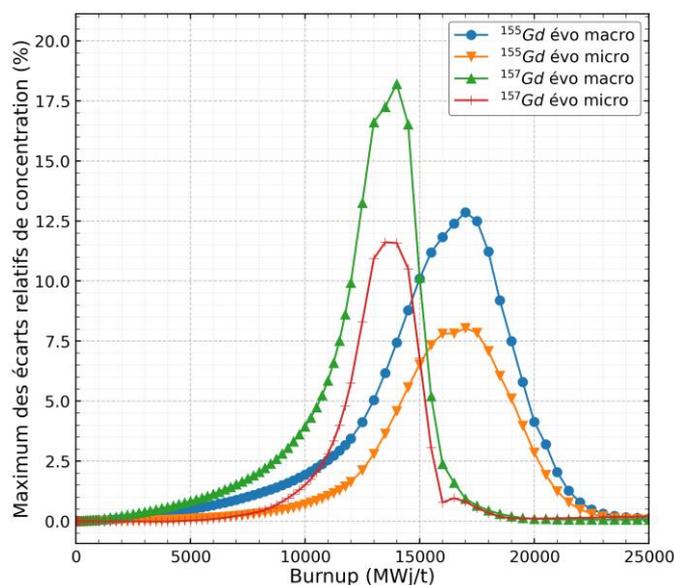


Figure 93 – Maximums des écarts relatifs absolus de concentration par cellule (en %) sur les crayons empoisonnés de l'assemblage G28.

#### VI.2.1.5 Bilan des vérifications

La vérification des modèles d'évolution macroscopique et microscopique est nécessaire pour s'assurer de la bonne représentativité des calculs de cœur. La vérification de l'évolution macroscopique de l'assemblage G0 est très bonne à la fois sur la réactivité et sur la puissance, malgré des écarts faibles sur les distributions de burnup et de bilan matière. L'utilisation d'un modèle microscopique pour cet assemblage nécessite de s'assurer de la convergence du solveur par une étude de sensibilité à la longueur des pas de temps. A l'issue de cette étude, un pas de temps de 100 MWj/t a été retenu comme compromis entre la précision et le temps de calcul.

Les deux modèles d'évolution en cœur présentent les différences les plus importantes pour l'assemblage G28. Cette étude de vérification a montré que les concentrations en Gd sont entachées d'un biais important qui permet d'expliquer les écarts en réactivité et en puissance.

Malgré la présence de biais résiduels, la vérification du modèle d'évolution microscopique est suffisamment satisfaisante pour servir de point de départ aux calculs de vérification de la méthode COHLISEE.

### **VI.2.2 Vérification de COHLISEE avec l'indicateur PU**

Cette sous-section est consacrée à la vérification de COHLISEE telle qu'elle est présentée à la sous-section VI.1.1. La vérification permet de s'assurer que l'implémentation de la méthode est correcte. Il s'agit d'évaluer la capacité de COHLISEE à calculer précisément les points de construction des bibliothèques. En effet, les MPO issues de COHLISEE tabulent des points en évolution TGE et TGI et modifient donc les bibliothèques de sections efficaces utilisées comme données d'entrée de l'étape cœur. La phase de vérification consiste à effectuer ces évolutions sur des modèles d'assemblage en réseau infini avec le code cœur. On s'assure que les résultats sont conformes avec ceux obtenus avec les MPO non modifiées.

Au cours de cette étape de vérification, deux types de calculs sont menés :

- **Type 1** : La valeur du paramètre HG est imposée dans toutes les mailles en fonction de l'évolution : 0 pour une évolution TGE et 1 pour une évolution TGI. De cette façon, il n'y a pas d'interpolation réalisée sur le paramètre HG.
- **Type 2** : La valeur du paramètre local d'historique de spectre HG est déterminée dynamiquement par le calcul (tel que présenté en section V.2). Pour cela il est nécessaire de choisir un indicateur d'historique de spectre afin de calculer le paramètre local HG. L'indicateur utilisé pour la vérification est l'indicateur PU (cf. équation (V.7)). S'il le désire, le lecteur pourra d'abord lire la sous-section VI.2.2 qui est consacrée à la comparaison de différents indicateurs d'historique de spectre sur la séquence M-EX-10. Ce type de calcul va plus loin que la simple vérification de l'implémentation informatique de la méthode. Il s'agit ici de vérifier la capacité de l'indicateur à retrouver les bornes minimale et maximale telles qu'elles ont été calculées à l'étape réseau (correspondant respectivement à  $HG=0$  et  $HG=1$ ).

#### **VI.2.2.1 Réactivité**

La figure 94 regroupe les résultats des calculs de vérification de type 1 pour les assemblages G0 et G28. Ces résultats, non détaillés ici, sont identiques à ceux obtenus avec les MPO séparées (MPO1 et MPO2 dans la figure 79). Pour ce type de calcul, la vérification de la réactivité est très satisfaisante.

Pour les calculs de type 2, les différences de réactivité et d'efficacité de grappe sont très satisfaisantes pour l'assemblage G0 (cf. figure 95, partie gauche). Elles sont quasiment identiques à celles obtenues avec les calculs témoins réalisés avec MPO1 et MPO2. Les résultats de l'assemblage G28 (cf. figure 95, partie droite) sont plus éloignés de la référence réseau et sont semblables à ceux obtenus en figure 88. Les extremums en évolution TGE atteignent respectivement 75 et -120 pcm à 6500 et 15000 MWj/t contre 43 et -62 pcm avec le schéma standard microscopique. Ces écarts ne sont pas négligeables et seront étudiés plus en détails au paragraphe VI.2.3.3.

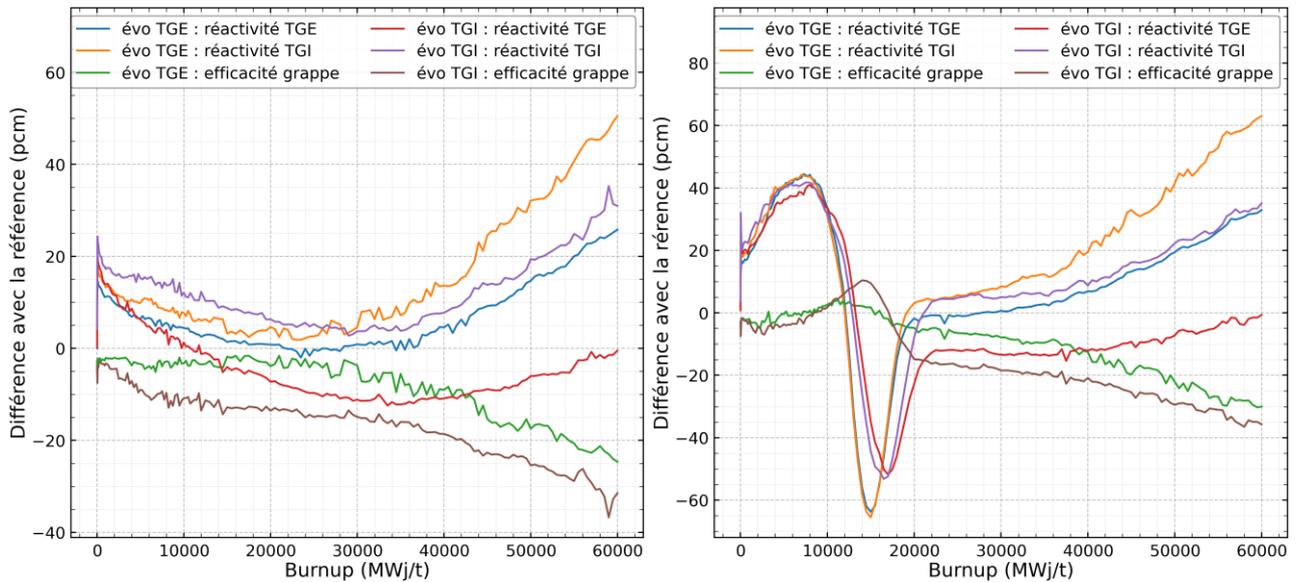


Figure 94 – Ecart de réactivité et d'efficacité de grappe avec la référence réseau. Utilisation des MPO issues de COHLISEE avec des évolutions microscopiques TGE et TGI. Le paramètre d'historique de grappe HG est forcé à 0 en évolution TGE et à 1 en évolution TGI. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

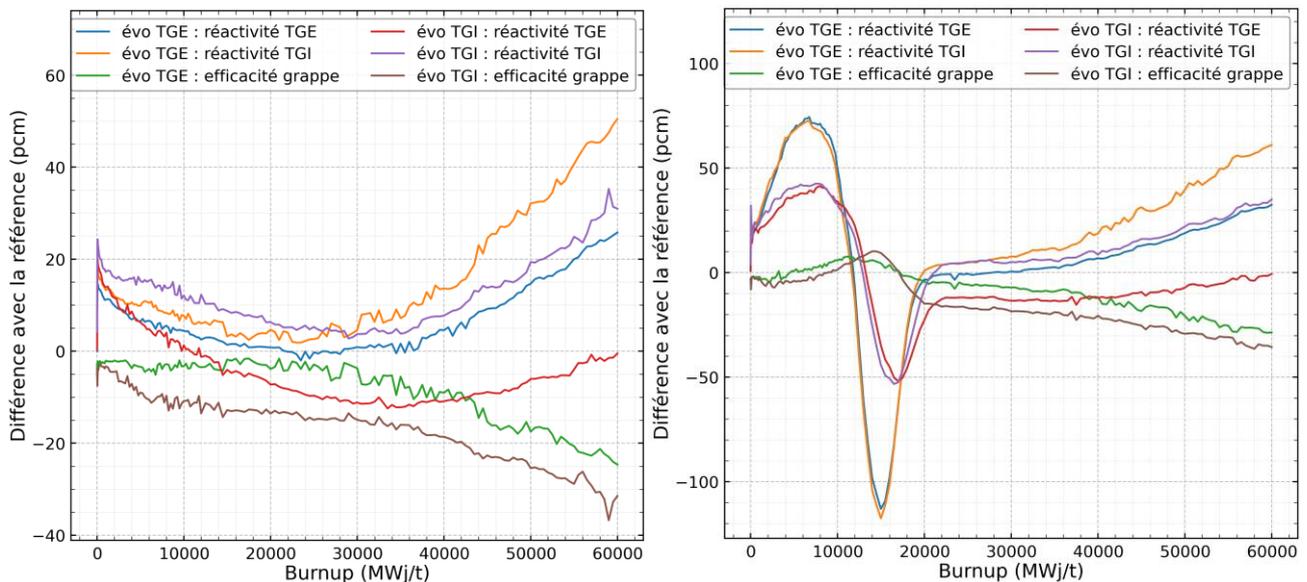


Figure 95 – Ecart de réactivité et d'efficacité de grappe avec la référence réseau. Utilisation des MPO issues de COHLISEE avec des évolutions microscopiques TGE et TGI. Le paramètre HG local est calculé dynamiquement dans chaque maille après chaque évolution. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

### VI.2.2.2 Distributions de puissance

Les distributions de puissance issues des calculs de type 1 pour les deux assemblages G0 et G28 sont rigoureusement identiques à celles obtenues avec les calculs menés en évolution microscopique et ne sont donc pas détaillées ici.

En revanche, les calculs de type 2 présentent des écarts discernables pour les deux évolutions TGE et TGI-G. Le tableau 20 synthétise les écarts maximum de puissance crayon obtenus pour les assemblages G0 et G28 pour

des évolutions TGE et TGI-G. Pour l'assemblage G0, les écarts sont très faibles et restent du même ordre de grandeur que les calculs réalisés avec MPO1 et MPO2 en évolution microscopique. En comparaison, les écarts maximums obtenus pour l'assemblage G28 sont supérieurs d'environ un ordre de grandeur. Par exemple, l'écart absolu maximum en évolution TGE avec reprise TGE est de 0,561 % et est atteint autour de 10 GWj/t.

Compte tenu de l'importance de l'évolution des poisons consommables sur le comportement neutronique observée jusqu'à présent, les écarts de distributions de puissance sont aussi présentés à trois valeurs de burnup différentes : 15 GWj/t, 30 GWj/t et 45 GWj/t. Afin de limiter la quantité de résultats présentés, seuls les calculs de reprise TGE sont analysés : dans le tableau 21 pour l'évolution TGE et dans le tableau 22 pour l'évolution TGI-G. Les écarts de puissance les plus importants sont observés à 15 GWj/t, au moment de l'usure maximale des poisons. Les différences absolues maximales sont d'environ 0,5 % pour COHLISEE contre environ 0,3 % pour les calculs effectués avec les MPO séparés. La dégradation des écarts à la référence est non-négligeable (écarts doublés dans le pire des cas) mais les valeurs restent acceptables car inférieures au pourcent. Après 20 GWj/t, les écarts de COHLISEE sont comparables aux calculs effectués avec MPO1 et MPO2.

Tableau 20 – Ecarts relatifs de puissance pour les calculs de type 2 sur l'assemblage G0.

Assemblage	Evolution	Reprise	Maximum absolu (%)	Maximum écart type (%)
G0	TGE	TGE	0,028	0,008
G0	TGE	TGI-G	0,079	0,018
G0	TGI-G	TGE	0,057	0,015
G0	TGI-G	TGI-G	0,053	0,011
G28	TGE	TGE	0,561	0,170
G28	TGE	TGI-G	0,511	0,158
G28	TGI-G	TGE	0,236	0,071
G28	TGI-G	TGI-G	0,223	0,066

Tableau 21 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'assemblage G28 en évolution TGE (calculs de type 2).

Burnup (GWj/t)	Min (%)			Max (%)			Ecart type (%)		
	15	30	45	15	30	45	15	30	45
<b>Evolution macro MPO1</b>	-0,341	-0,031	-0,029	0,080	0,108	0,103	0,085	0,028	0,029
<b>Evolution micro MPO1</b>	-0,258	-0,021	-0,019	0,051	0,103	0,088	0,070	0,030	0,026
<b>COHLISEE</b>	-0,524	-0,031	-0,017	0,094	0,120	0,104	0,151	0,036	0,032

Tableau 22 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'assemblage G28 en évolution TGI (calculs de type 2).

Burnup (GWj/t)	Min (%)			Max (%)			Ecart type (%)		
	15	30	45	15	30	45	15	30	45
<b>Evolution macro MPO2</b>	-0,308	-0,031	-0,032	0,062	0,106	0,101	0,077	0,028	0,028
<b>Evolution micro MPO2</b>	-0,234	-0,019	-0,028	0,062	0,102	0,091	0,064	0,031	0,030
<b>COHLISEE</b>	-0,487	-0,028	-0,024	0,078	0,114	0,102	0,140	0,035	0,034

### VI.2.2.3 Bilan des vérifications

La vérification de l'implémentation de la méthode COHLISEE a été menée à travers deux types de calculs. Le premier type de calcul consiste à imposer la valeur du paramètre HG. Les résultats sont identiques à ceux obtenus avec les bibliothèques MPO1 et MPO2 utilisées de manière séparée en évolution microscopique. Le second type de calcul repose sur un calcul dynamique du paramètre HG dans chaque maille en relation avec l'indicateur d'historique de spectre choisi. Le travail de vérification a été mené avec l'indicateur PU. On constate l'introduction de faibles biais supplémentaires notamment visibles sur la réactivité et sur les distributions de puissance.

## VI.2.3 Validation de COHLISEE avec plusieurs indicateurs de spectre.

### VI.2.3.1 Présentation des indicateurs

L'objectif de cette sous-section est de comparer la précision de différents indicateurs d'historique de spectre afin de justifier le choix de l'indicateur retenu pour l'ensemble du travail de V&V. Dans le cadre de la méthode COHLISEE, il est possible d'utiliser n'importe quel indicateur d'historique de spectre qui se conserve entre l'étape réseau et l'étape cœur. Voici une présentation des indicateurs retenus pour cette étude :

- $SI = \frac{\phi_1}{\phi_2}$ , le rapport entre le flux rapide et le flux thermique ;
- $R_{abs}^{th} ({}^{239}\text{Pu})$ , le taux d'absorption thermique de  ${}^{239}\text{Pu}$  ;
- ${}^{239}\text{Pu}$ , la concentration en  ${}^{239}\text{Pu}$  ;
- ${}^{235}\text{U}$ , la concentration en  ${}^{235}\text{U}$  ;
- ${}^{235}\text{U} + {}^{239}\text{Pu}$ , la somme des concentrations de  ${}^{235}\text{U}$  et de  ${}^{239}\text{Pu}$  ;
- $FIS = {}^{233}\text{U} + {}^{235}\text{U} + {}^{239}\text{Pu} + {}^{241}\text{Pu}$ , la somme des concentrations des isotopes fissiles ;
- $PU = \frac{\sum_{i=239}^{242} iPu}{{}^{238}\text{U}}$ , le rapport entre la somme des concentrations des isotopes de Pu et la concentration en  ${}^{238}\text{U}$  ;
- $FU = \frac{FIS}{{}^{238}\text{U}}$ , le rapport entre la concentration en isotopes fissiles et la concentration en  ${}^{238}\text{U}$  ;
- $UPG = {}^{235}\text{U} + {}^{239}\text{Pu} + {}^{155}\text{Gd} + {}^{157}\text{Gd}$ , la somme des concentrations de  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{155}\text{Gd}$  et  ${}^{157}\text{Gd}$ .

L'équivalence réseau-cœur pour les indicateurs faisant intervenir le flux ou des taux de réactions est assurée par l'utilisation des coefficients SPH. En toute rigueur, un indicateur utilisant un flux nécessite d'effectuer un calcul de diffusion après le calcul d'évolution pour mettre à jour la distribution de flux, ce qui dégrade les performances du schéma. Compte tenu des faibles pas d'évolution utilisés (100 MWj/t), ce calcul supplémentaire n'a pas été implémenté dans COHLISEE. Cela permet de comparer les indicateurs sans différences de méthode.

Les indicateurs faisant intervenir les taux de réactions ne sont pas utilisables dans un calcul de cœur 3D car les taux de réactions de chaque maille ne sont pas comparables en absolu avec ceux établis dans le modèle réseau infini. Ces indicateurs sont tout de même considérés pour cette étude car il s'agit d'une comparaison de deux modèles réseau infini. Pour généraliser l'utilisation de ces indicateurs en cœur, il faut utiliser un rapport adimensionné de taux de réactions.

### VI.2.3.2 Comparaison sur la séquence M-EX-10

Afin de comparer la précision des indicateurs, la séquence M-EX-10 est utilisée pour les deux assemblages G0 et G28 (cf. figure 96). La réactivité TGE calculée avec les indicateurs est comparée à celle obtenue avec le schéma standard microscopique qui fournit des résultats corrects pour ce cas (70 pcm d'écart absolu maximum). Néanmoins, le biais évolue largement au cours de l'évolution et l'enjeu de l'utilisation d'un indicateur est d'aplatir cette courbe. On identifie rapidement que les indicateurs  $R_{abs}^{th} ({}^{239}\text{Pu})$ ,  ${}^{235}\text{U}$  et FU ne présentent

aucun intérêt. Parmi les indicateurs restants, ce sont  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$  et FIS qui minimisent le mieux le biais après 30 GWj/t. L'étude de l'assemblage G28 montre les biais colossaux du schéma standard microscopique. Afin d'exacerber les différences entre les indicateurs, le burnup est limité entre 8 et 25 GWj/t. Les indicateurs  $R_{abs}^{th} (^{239}\text{Pu})$  et  $^{235}\text{U}$  sont rejetés à nouveau en raison de leur biais maximum important. L'indicateur SI semble provoquer de fortes oscillations sur le calcul de la réactivité TGE. L'indicateur UPG n'apporte pas de meilleurs résultats que l'indicateur  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$ . Les autres indicateurs sont difficilement discernables sur la base de ces résultats, car tous semblent donner des résultats très satisfaisants.

Le tableau 23 permet de comparer la différence d'efficacité de la grappe par rapport au calcul étalon déterministe de référence. Pour étudier spécifiquement l'effet d'extraction de la grappe à 10 GWj/t, une plage de burnup, allant de 10 GWj/t à 20 GWj/t est sélectionnée, pour étudier l'écart d'efficacité maximum (positif ou négatif) sur l'efficacité de la grappe. Cette étude permet de classer les indicateurs en sélectionnant les valeurs les plus faibles avec une tolérance de 10 pcm, les meilleurs indicateurs sont  $^{239}\text{Pu}$  et PU. Les indicateurs  $R_{abs}^{th} (^{239}\text{Pu})$ ,  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$  et FIS ne sont toutefois pas à exclure sur la base de ces résultats.

Afin de compléter l'analyse en réactivité, un travail de comparaison des distributions de puissance a été effectué. Les points de burnup 10, 15 et 20 GWj/t de la séquence M-EX-10 sont utilisés pour comparer les différences de puissance en TGE. Le tableau 24 rassemble les résultats obtenus avec tous les indicateurs sur l'assemblage G0 et permet de mettre en évidence les meilleurs et les pires résultats à chaque point. Les deux premières lignes indiquent les valeurs issues des schémas standards macroscopique et microscopique. Il est important de noter que ces écarts relatifs sont presque toujours inférieurs au pourcent. Les effets d'historique sur la puissance, pour cet assemblage, sont donc assez faibles et la comparaison des indicateurs s'appuie sur des écarts très fins (de l'ordre du centième ou du millième de pourcent). Les indicateurs  $^{235}\text{U}$  et FU présentent les résultats les moins bons sur les trois points étudiés. A l'inverse, les indicateurs  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$ , FIS et PU fournissent les écarts de puissance les plus faibles. A 20 GWj/t, l'écart-type du meilleur indicateur (0,015%) est presque dix fois plus faible que l'écart-type obtenu avec le schéma standard micro (0,146%).

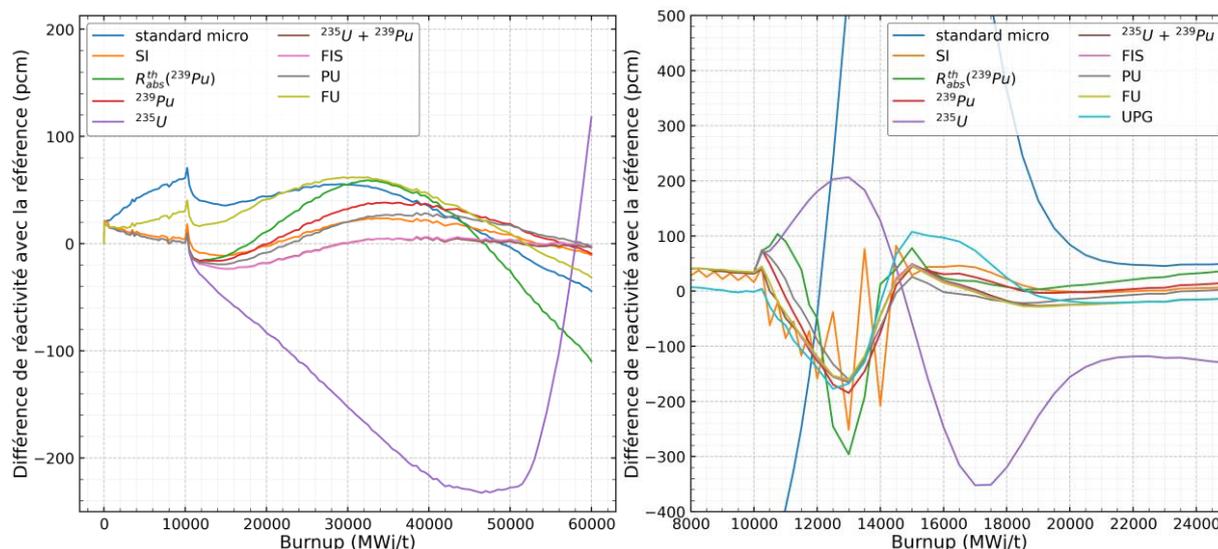


Figure 96 – Comparaison de différents indicateurs sur des calculs TGE pour la séquence M-EX-10. Assemblage G0 à gauche et assemblage G28 à droite.

Tableau 23 – Ecart maximum d'efficacité de grappe (pcm) entre 10 et 20 GWj/t pour la séquence M-EX-10.

Indicateur d'historique de spectre	G0	G28
Standard micro	-92	-140
SI	63	139
$R_{fis}^{th}$	-78	-140
$R_{abs}^{th} (^{239}Pu)$	-25	28
$^{239}Pu$	-11	22
$^{235}U$	103	116
$^{235}U + ^{239}Pu$	17	34
FIS	17	35
PU	-11	30
FU	-58	36

De façon similaire, le tableau 25 présente les mêmes résultats pour l'assemblage G28. Les écarts des schémas standards sont importants et sont compris entre -1,7% et 5,8% à 10GWj/t. Ces différences diminuent fortement et, à 20 GWj/t, le schéma standard microscopique possède un biais absolu maximum de 0,878 % et un écart-type de 0,324 %. Sur la base des écarts-type à 15 et 20 GWj/t, les indicateurs  $^{235}U + ^{239}Pu$ , FIS et FU donnent des résultats bien meilleurs que les schémas standards. Néanmoins, d'autres indicateurs comme SI,  $^{239}Pu$  et PU permettent d'obtenir une correction tout à fait correcte (division d'un facteur 4 pour le biais absolu maximum pour PU à 20 GWj/t).

Tableau 24 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'assemblage G0 en évolution M-EX-10.

Burnup (GWj/t)	Min (%)			Max (%)			Ecart type (%)		
	10	15	20	10	15	20	10	15	20
<b>Standard macro</b>	-1,175	-0,928	-0,761	0,697	0,570	0,488	0,529	0,431	0,373
<b>Standard micro</b>	-0,609	-0,479	-0,400	0,314	0,209	0,158	0,246	0,182	0,146
SI	-0,018	-0,078	-0,101	0,039	0,064	0,074	0,009	0,032	0,039
$R_{abs}^{th} (^{239}Pu)$	-0,029	-0,049	-0,242	0,028	0,053	0,062	0,013	0,024	0,057
$^{239}Pu$	-0,029	-0,086	-0,157	0,024	0,054	0,084	0,012	0,037	0,066
$^{235}U$	-0,028	-0,289	-0,466	0,024	0,385	0,677	0,012	0,187	0,314
$^{235}U + ^{239}Pu$	-0,029	-0,040	-0,037	0,024	0,043	0,025	0,012	0,018	0,015
<b>FIS</b>	-0,029	-0,040	-0,038	0,024	0,044	0,030	0,012	0,018	0,018
<b>PU</b>	-0,028	-0,037	-0,079	0,024	0,038	0,049	0,012	0,017	0,033
<b>FU</b>	-0,268	-0,406	-0,454	0,114	0,197	0,216	0,066	0,129	0,180

Tableau 25 – Différences relatives de puissance lors de calculs TGE de l'assemblage G28 en évolution M-EX-10.

Burnup (GWj/t)	Min (%)			Max (%)			Ecart type (%)		
	10	15	20	10	15	20	10	15	20
<b>Standard macro</b>	-1,684	-1,487	-0,939	3,409	3,791	0,553	1,100	1,032	0,418
<b>Standard micro</b>	-1,249	-1,416	-0,878	5,797	4,058	0,329	1,528	1,120	0,324
<b>SI</b>	-0,150	-0,126	-0,146	0,030	0,365	0,097	0,035	0,087	0,066
$R_{abs}^{th} (^{239}\text{Pu})$	-0,233	-0,395	-0,325	0,068	0,392	0,111	0,070	0,175	0,108
$^{239}\text{Pu}$	-0,235	-0,214	-0,214	0,067	0,116	0,126	0,070	0,089	0,102
$^{235}\text{U}$	-0,232	-2,740	-0,595	0,069	0,468	0,720	0,070	0,718	0,340
$^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$	-0,213	-0,182	-0,149	0,083	0,128	0,062	0,067	0,065	0,041
<b>FIS</b>	-0,233	-0,187	-0,166	0,079	0,145	0,067	0,071	0,074	0,044
<b>PU</b>	-0,236	-0,428	-0,211	0,067	0,125	0,096	0,070	0,108	0,078
<b>FU</b>	-0,232	0,188	-0,166	0,079	0,139	0,066	0,071	0,073	0,044

### VI.2.3.3 Comparaison de PU et $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$ lors des calculs de vérification

En sous-section VI.2.2, la figure 95 montrée qu'il existe, pour l'assemblage G28 en évolution TGE et TGI, une dégradation notable des écarts à la référence. Cette étape de vérification a aussi été menée pour l'indicateur  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$  qui présente des différences de réactivité TGE et TGI très proches du schéma standard microscopique. La différence entre les deux indicateurs est illustrée par la figure 97, qui permet de comparer la valeur du paramètre HG en évolution TGE pour les crayons contenant du gadolinium. A 4 GWj/t, on observe que la valeur de HG est comprise entre 0,45 et 0,77 pour l'indicateur PU et entre 0,13 et 0,22 pour l'indicateur  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$ . Pour un indicateur parfait, HG devrait rester strictement égal à 0 tout au long de l'évolution TGE. Lorsque HG devient inférieur à 0, les sections efficaces sont extrapolées de manière constante et sont donc prises égales aux sections efficaces évoluées TGE. Ainsi, les faibles écarts observés pour la vérification sont propres à l'indicateur PU.

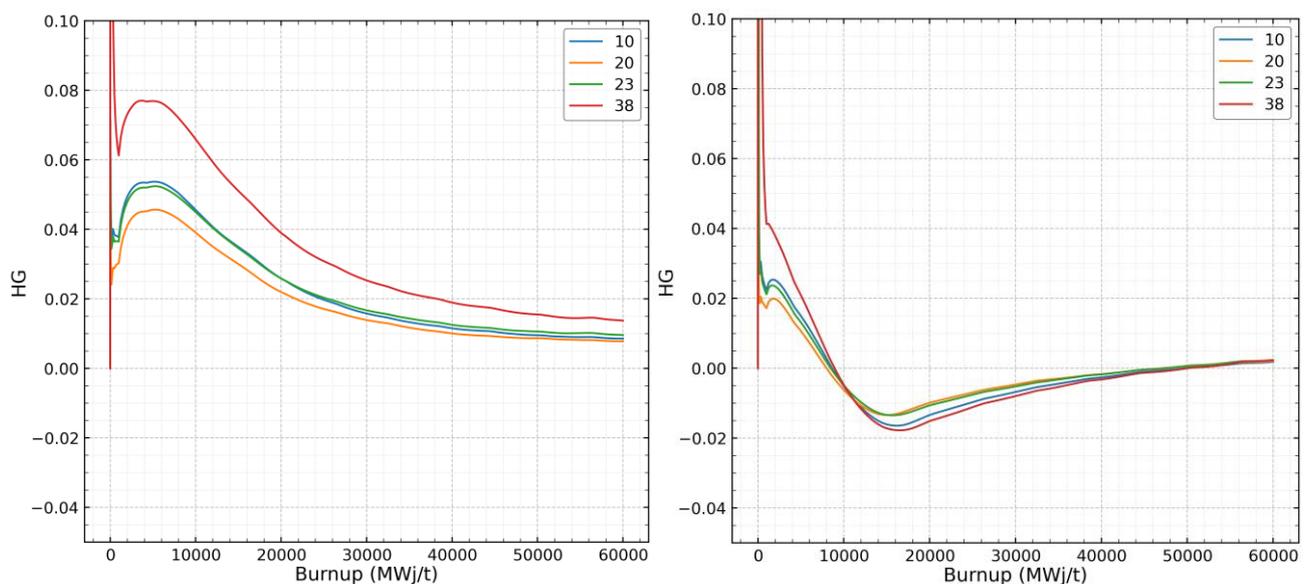


Figure 97 – Evolution de HG dans tous les crayons Gd de l'assemblage G28. Calcul effectué avec la méthode COHLISEE en évolution TGE avec deux indicateurs différents : PU (à gauche) et  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$  (droite).

#### **VI.2.3.4 Bilan sur le choix de l'indicateur à utiliser**

Cette étude de sensibilité des résultats de validation au choix de l'indicateur d'historique de spectre a permis de mettre en évidence le fait que certains indicateurs, basés sur le bilan matière, ont tendance à fournir les écarts les plus faibles par rapport à la référence. Les analyses de la réactivité, du poids de la grappe d'absorbants et de la nappe de puissance montrent qu'il n'est pas si simple de désigner un indicateur unique meilleur que les autres dans tous les cas de figure. Le choix de l'indicateur à utiliser doit donc résulter d'un compromis selon les domaines de précision de chaque indicateur. De plus, cette étude n'a concerné qu'une seule séquence de grappe afin de simplifier l'analyse et la comparaison des indicateurs.

En ce qui concerne ces travaux, nous avons choisi de retenir l'indicateur PU car il apporte une bonne correction supplémentaire par rapport au schéma standard microscopique. L'indicateur U5+Pu9 semble également un choix pertinent au vu de l'analyse faite ci-dessus et des calculs de vérification. Néanmoins, l'identification de l'indicateur PU dans l'étude bibliographique nous a conduit à faire le choix de cet indicateur pour la suite des travaux. Une étude plus poussée sur un nombre de séquences plus important permettrait d'alimenter la réflexion sur le choix de l'indicateur optimal.

#### **VI.2.4 Validation avec des séquences d'insertion**

Lors de la validation de la méthode COHLISEE, différents types de séquences d'insertion de grappes (marches, périodiques et quelconques) sont utilisés pour faire évoluer un assemblage combustible en réseau infini. Les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE sont comparés avec un calcul étalon déterministe issu d'un calcul en transport évolué avec la séquence cible (cf. figure 85). On effectue une comparaison avec les résultats provenant de schémas standards en évolution macroscopique ou microscopique utilisant des bibliothèques de sections efficaces évoluées TGE. Dans cette section, on s'intéresse à deux d'assemblages : G0, G28. L'assemblage G32 a aussi été étudié et présente des résultats presque identiques à l'assemblage G28. L'analyse des effets d'historique est menée en étudiant tout d'abord les effets en réactivité, puis les distributions de puissance, le bilan matière et enfin les distributions de burnup.

##### **VI.2.4.1 Assemblage G0**

#### **Réactivité et efficacité de grappe**

Dans un premier temps, nous nous intéressons à des séquences d'insertion simples (M-EX-10 et M-IN-10 cf. figure 98) pour quantifier l'apport de la méthode COHLISEE sur la précision du calcul de la réactivité à l'étape cœur. On note que le schéma standard macroscopique génère les écarts de réactivité les plus importants avec, par exemple, respectivement -124 pcm et -576 pcm sur les réactivités TGE et TGI à 11 GWj/t pour la séquence M-EX-10 (et ces écarts augmentent fortement au-delà de 11 GWj/t malgré l'extraction de la grappe). Compte tenu de l'historique d'insertion important de la grappe lors de la séquence M-IN-10, les biais en réactivité sont très élevés et atteignent plusieurs milliers de pcm après 30 GWj/t. Pour ces deux séquences, le schéma standard microscopique corrige une grande partie des biais en réactivité, par rapport au schéma macroscopique. Par exemple, à 11 GWj/t les biais en réactivité pour la séquence M-EX-10 sont respectivement 45 pcm et 120 pcm pour les réactivités TGE et TGI, soit une diminution en valeur absolue de 64 % et 79 %. L'utilisation de la méthode COHLISEE contribue à réduire les biais de réactivité résiduels en réactivité lors de la séquence M-EX-10 avec respectivement -14 pcm et -16 pcm sur les réactivités TGE et TGI à 11 GWj/t. En figure 98, les écarts du schéma microscopique pour la séquence M-IN-10 subissent un effet d'échelle et sont difficilement discernables des résultats obtenus avec COHLISEE. Néanmoins, l'analyse des données de construction de la figure permettent de constater l'apport significatif de la méthode COHLISEE. A 30 GWj/t, les écarts de réactivité TGE et TGI passent respectivement de 117 pcm et 274 pcm avec le schéma standard micro à -27 pcm et -19 pcm avec la méthode COHLISEE.

De manière analogue, la figure 99 présente la différence de poids de grappe pour les deux séquences M-EX-10 et M-IN-10. Les tendances sont similaires aux observations faites en figure 98, c'est-à-dire des écarts très importants avec le schéma macro, partiellement réduits avec le schéma micro et très fortement réduits avec COHLISEE. Quantitativement, le biais sur l'efficacité de la grappe à 10 GWj/t lors de la séquence M-EX-10, passe de 452 pcm avec le schéma macro à -75 pcm avec le schéma micro puis 2 pcm avec COHLISEE.

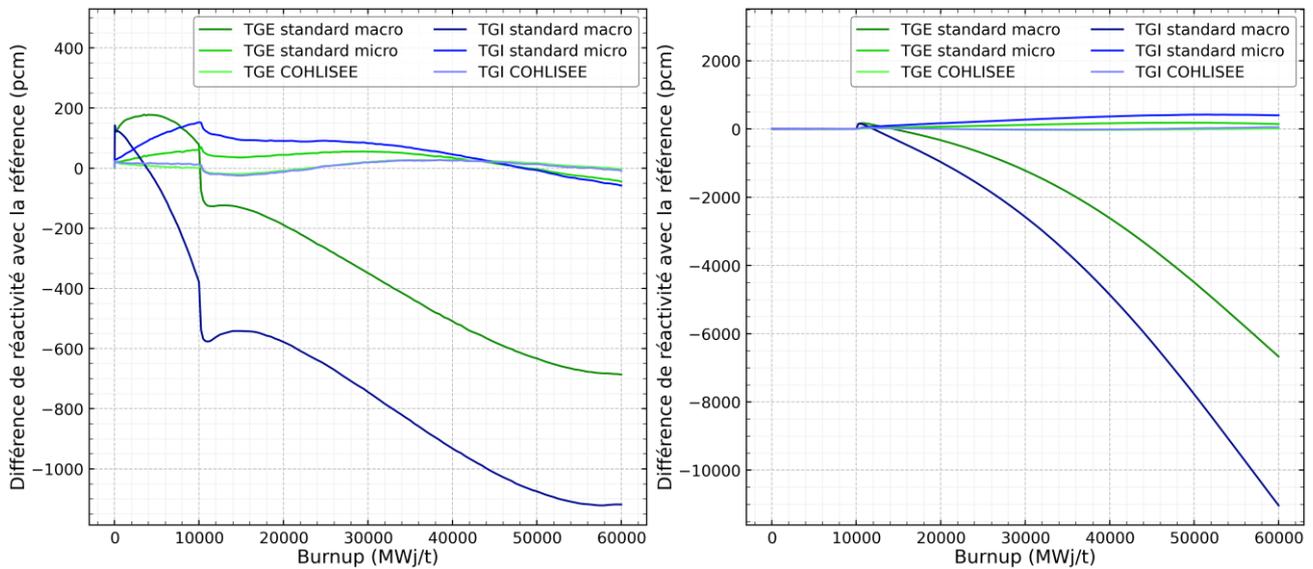


Figure 98 – Ecart de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence M-EX-10, à droite séquence M-IN-10.

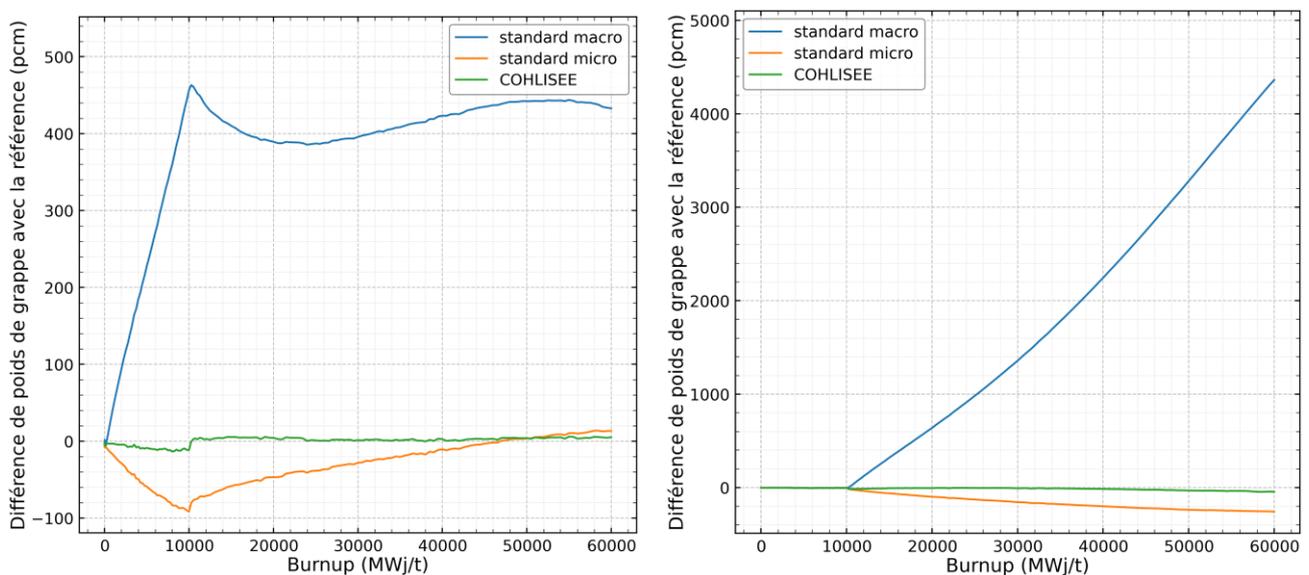


Figure 99 – Différence de poids de grappe (en pcm) avec la référence réseau pour des calculs de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence M-EX-10, à droite séquence M-IN-10.

Dans la suite de l'analyse des biais en réactivité, les résultats du schéma standard macroscopique ne sont pas présentés afin de pouvoir comparer plus finement le schéma standard micro et la méthode COHLISEE. Des séquences en créneaux, C-IN-15-20 et C-IN-5-15, sont présentées en figure 100 pour quantifier les biais en réactivités. Globalement, les écarts maximums du schéma micro sont élevés, notamment en réactivité TGI mais les écarts absolus en TGE sont assez proches pour les deux types de calculs. Après le retrait de la grappe, on observe un régime de transition avec une diminution brutale des biais en réactivité puis une augmentation lente. La différence de poids de grappe n'est pas explicitement mise en évidence afin de ne pas surcharger la figure 100. Cependant, il s'agit simplement de la différence entre le biais en réactivité TGI et le biais en réactivité TGE, c'est-à-dire l'écart entre la courbe TGI et la courbe TGE. Par exemple, pour la séquence C-IN-15-20 à 20GWj/t, le biais sur l'efficacité de la grappe est de -76 pcm avec le schéma standard micro et de -19 pcm avec COHLISEE.

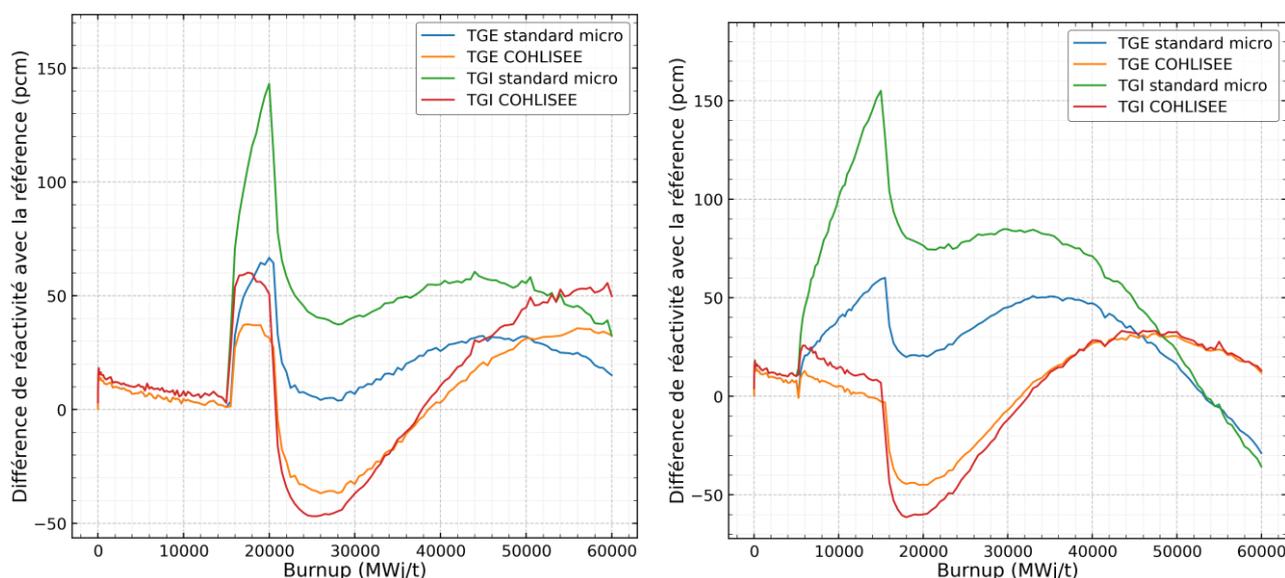


Figure 100 – Ecarts de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. A gauche séquence C-IN-15-20, à droite séquence C-IN-5-15.

Afin d'étendre le domaine de validation de la méthode COHLISEE, des séquences quelconques Q-1 et Q-2 (cf. tableau 26) ont été choisies à partir d'exemples tirés de la littérature scientifique [51]. Les écarts de réactivité TGE et TGI obtenus lors de ces séquences sont présentés en figure 101. On retrouve des comportements élémentaires identifiés lors des séquences simples précédemment étudiées. Les écarts de réactivité sont bien plus importants avec le schéma standard micro qu'avec COHLISEE. De plus, les différences entre les écarts TGE et TGI pour le schéma standard micro traduisent des écarts d'efficacité de grappe élevés. On observe également que plus le créneau d'insertion est effectué à un burnup élevé, plus l'ampleur de l'écart en réactivité est important, quel que soit le type de calcul effectué. Les mouvements de grappes pour des burnup supérieurs à 50 GWj/t conduisent à des écarts plus grands que 150 pcm avec la méthode COHLISEE. Compte tenu des écarts dus à l'évolution microscopique à haut burnup (cf. figure 86) et de l'apparition de ces effets pour les deux types de calcul, on peut supposer que ce comportement est lié à l'évolution microscopique.

Pour toutes les séquences étudiées, la validation a été effectuée en parallèle avec l'indicateur  $^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$ . Les résultats en réactivité sont très semblables à  $\pm 20$  pcm près, ce qui est acceptable compte tenu des effets d'historique du schéma standard microscopique. Cela permet de conforter le choix de l'indicateur PU pour la méthode COHLISEE.

Tableau 26 – Définition des séquences quelconques Q-1 et Q-2 avec des intervalles d'évolution en GWj/t.

Intervalles	0 à 20	20 à 23	23 à 26	26 à 29	29 à 32	32 à 50	50 à 52	52 à 56	56 à 60		
Q-1	1	0	1	0	1	0	1	0	1		
Intervalles	0 à 3	3 à 6	6 à 9	9 à 12	12 à 15	15 à 18	18 à 21	21 à 50	50 à 52	52 à 56	56 à 60
Q-2	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1

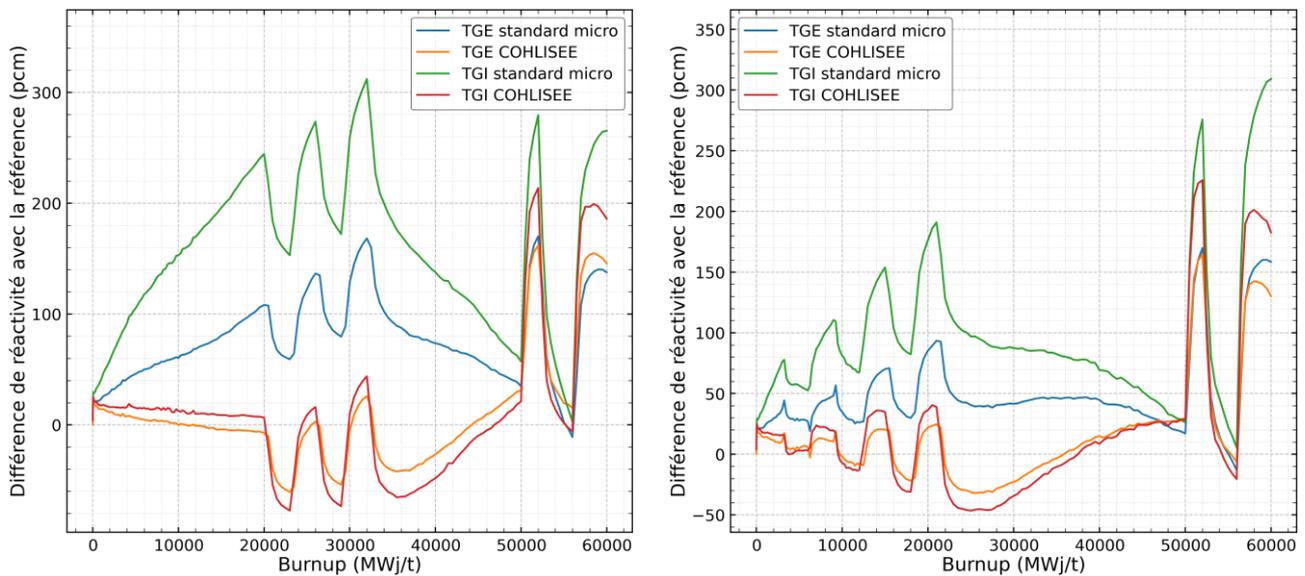


Figure 101 – Ecart de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. A gauche séquence Q-1, à droite séquence Q-2.

### Distributions de puissance

La validation du calcul des distributions de puissance de COHLISEE est effectuée à travers le calcul du facteur de forme  $F_{xy}$  de l'assemblage pour différentes séquences d'insertion de grappe. De façon analogue à l'étude de la réactivité, nous considérons d'abord des marches d'insertion, puis un créneau et une séquence quelconque. La figure 102 présente les écarts de facteur  $F_{xy}$  entre les calculs cœurs et les calculs réseaux pour les différents schémas de calcul. Pour la séquence M-EX-10, l'ordre de grandeur des écarts est faible ( $-0,75\% < \delta F_{xy} < +0,75\%$ ) même pour le schéma standard avec évolution macroscopique. Les différences les plus importantes sont atteintes à l'extraction de la grappe à 10 GWj/t. Le passage au schéma standard microscopique permet une nette amélioration du biais sur le facteur  $F_{xy}$  en configuration TGE (on passe de 0,75 % à 0,20%) mais le gain est assez faible pour la configuration TGI. L'utilisation de la méthode COHLISEE permet de réduire l'écart dans toutes les configurations en maintenant  $\delta F_{xy}$  entre -0,10 % et 0,05 %.

Concernant la séquence M-IN-10 (cf. figure 102 à droite), les écarts de facteur  $F_{xy}$  avec le schéma standard macroscopique sont importants car l'historique d'insertion de la grappe est élevé. L'utilisation du schéma microscopique permet de réduire les écarts sur les distributions de puissance TGE, par exemple on passe de 3,7 % à 0,6 % à 40 GWj/t. Néanmoins, les valeurs de  $\delta F_{xy}$  en configuration TGI deviennent supérieures à 1 % autour de 25 GWj/t. Les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE lors des calculs de cœur fournissent des écarts sur les distributions de puissance nettement inférieurs aux autres calculs. Les écarts résiduels absolus ne dépassent pas 0,10 % quelle que soit la configuration (TGE ou TGI).

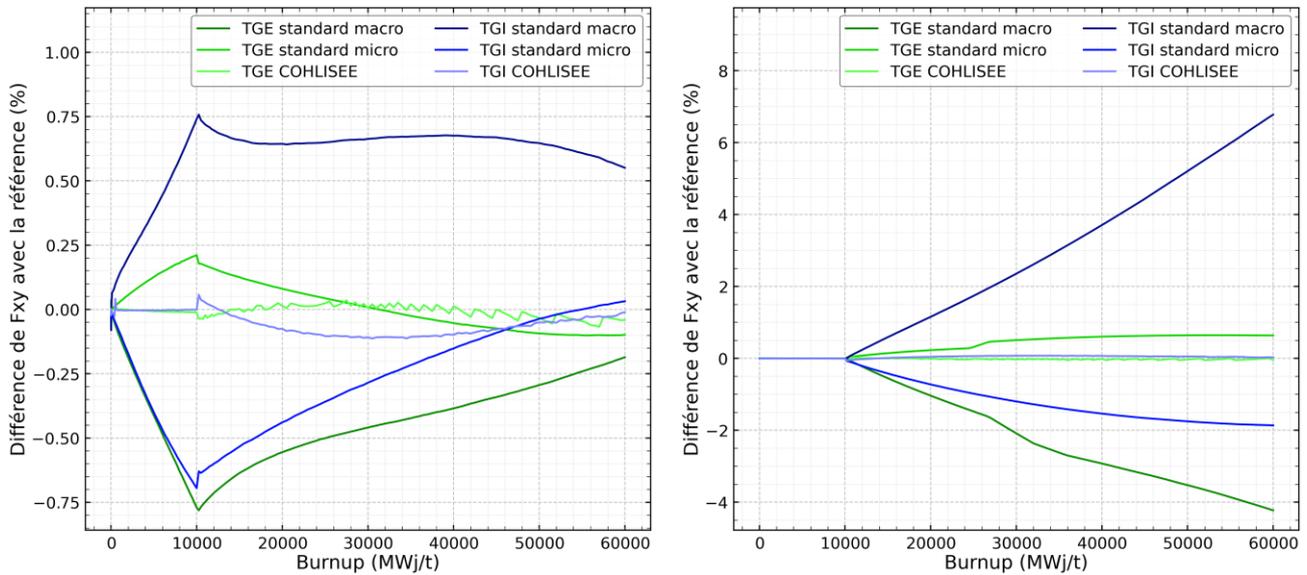


Figure 102 – Ecart de facteur  $F_{xy}$  (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence M-EX-10, à droite séquence M-IN-10.

Afin de compléter cette étude, les résultats obtenus lors de la séquence C-IN-5-15 sont présentés en figure 103 (gauche). Les différences de  $\delta F_{xy}$  sont très similaires aux résultats obtenus lors de la séquence M-EX-10 (cf. figure 102 à gauche) si l'on considère uniquement le comportement après 5 GWj/t. Les écarts obtenus avec le schéma standard macroscopique sont les plus importants avec des valeurs maximums de l'ordre du pourcent. Le schéma standard microscopique corrige une grande partie des biais en configuration TGE mais pas en configuration TGI. La méthode COHLISEE permet d'obtenir des résultats très satisfaisants sur les deux configurations. La séquence C-IN-15-20 n'est pas présentée ici car les résultats sont très similaires et ne nécessitent pas d'être détaillés ici.

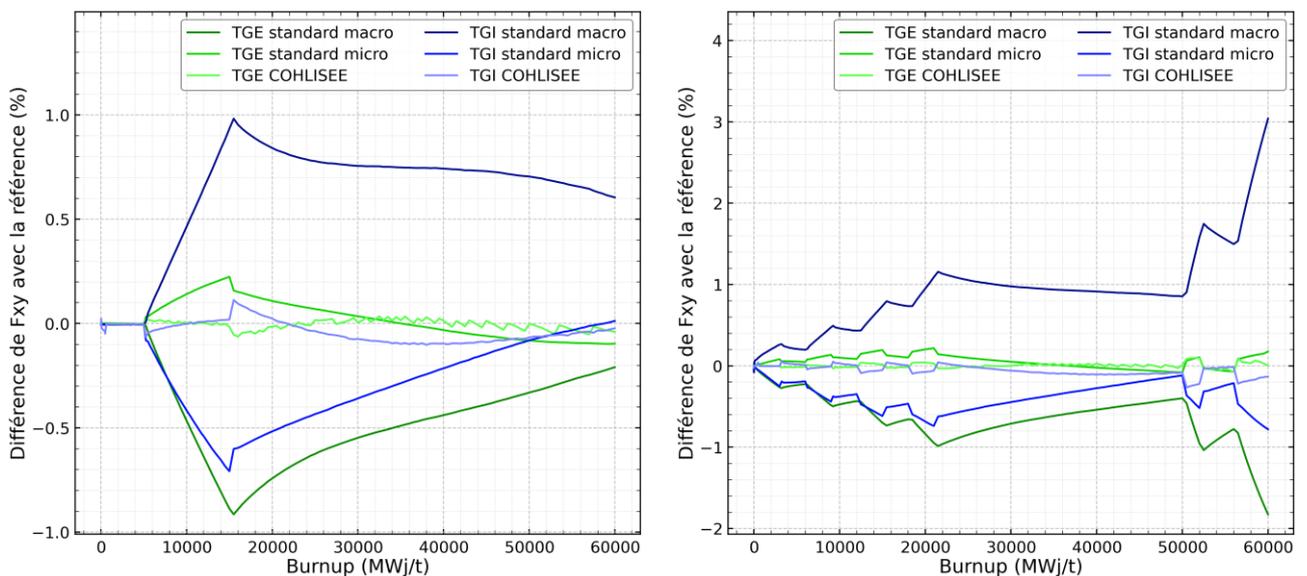


Figure 103 – Ecart de facteur  $F_{xy}$  (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G0 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence C-IN-5-15, à droite séquence Q-2.

Les différences de facteur  $F_{xy}$  lors de la séquence Q-2 (cf. figure 103 à gauche) montrent que les tendances observées grâce aux séquences élémentaires se reproduisent pour un historique d'insertion quelconque. La structure de la séquence d'insertion de la grappe se répercute directement dans l'évolution des biais obtenus avec le schéma standard macroscopique. La bonne prédiction du facteur  $F_{xy}$  par la méthode COHLISEE quel que soit l'historique d'insertion de la grappe dans l'assemblage G0 est confirmée par ces derniers résultats.

### Bilan matière

La méthode COHLISEE utilise un indicateur de spectre basé sur le bilan matière de certains isotopes de l'uranium et du plutonium qui sont directement impactés par les effets de durcissement de spectre dans le combustible. Dans le cadre de la validation de la méthode COHLISEE, on s'intéresse à la prédiction du bilan matière des isotopes  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$ . Afin de restreindre la quantité de résultats à présenter, cette étude concerne les biais obtenus sur la concentration moyenne sur l'assemblage G0 pour la séquence M-EX-10. Il est important d'avoir à l'esprit que, lors de ces calculs, le schéma macroscopique exprime un bilan matière calculé en évolution TGE, alors que la référence est un calcul réseau effectué avec la séquence d'insertion. Ainsi, un biais négatif sur le schéma standard macroscopique sur un isotope, exprime physiquement un surplus dans le cas de référence, qui traduit au mieux la physique de l'évolution.

La figure 104 regroupe les écarts de concentration moyenne pour  $^{235}\text{U}$  (à gauche) et  $^{239}\text{Pu}$  (à droite). Les écarts pour  $^{235}\text{U}$  avec le schéma standard macroscopique sont négatifs (environ -0,7 % à 10 GWj/t) et continuent de diminuer même après le retrait de la grappe. En effet, le schéma standard macroscopique ne modélise pas la production accrue de Pu en évolution grappée. Les isotopes du Pu contribuent à la puissance totale, ce qui diminue la consommation de  $^{235}\text{U}$ . Comme le montre la partie droite de la figure 104, le défaut de  $^{239}\text{Pu}$  (-15,5 % à 10 GWj/t) n'est jamais complètement résorbé au cours de l'irradiation, ce qui explique la persistance du défaut de  $^{235}\text{U}$ , pour un schéma standard macroscopique, jusqu'à la fin de l'irradiation. Pour ces deux isotopes, le schéma standard microscopique fournit des résultats très proches de la référence réseau. On note seulement une différence pour  $^{235}\text{U}$  qui commence à devenir discernable après 20 GWj/t. La méthode COHLISEE fournit les écarts de concentrations moyennées sur l'assemblage les plus faibles des trois calculs.

La figure 105 montre les biais importants du schéma standard macroscopique pour la prédiction des concentrations de  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ , notamment lorsque la grappe est insérée. Jusqu'à 10 GWj/t, ces écarts relatifs ont tendance à diminuer lentement en valeur absolue. Il s'agit d'une conséquence de l'augmentation de la quantité totale de Pu dans l'assemblage (le lecteur pourra se référer à la figure 37 du paragraphe IV.4.3.3 pour observer un comportement similaire). Après le retrait de la grappe, l'écart absolu de  $^{240}\text{Pu}$  augmente légèrement avant de diminuer en tendant vers 0. Cette allure traduit la transmutation du surplus de  $^{239}\text{Pu}$  en  $^{240}\text{Pu}$  dans le calcul de référence. En effet, il y a un chaînage direct entre les isotopes du Pu dans la chaîne d'évolution. Lors du passage d'un spectre rapide à un spectre thermique, les surplus de concentrations accumulés disparaissent soit par fission soit par capture. Le schéma standard microscopique est bien plus précis que le schéma macroscopique car il permet de contenir les différences relatives absolues en dessous de 2 % pour  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ . Le calcul avec la méthode COHLISEE permet de limiter cette valeur autour de 1 %. Les résultats pour  $^{242}\text{Pu}$  ne sont pas explicitement présentés dans le manuscrit car ils sont très similaires aux résultats obtenus pour  $^{241}\text{Pu}$ .

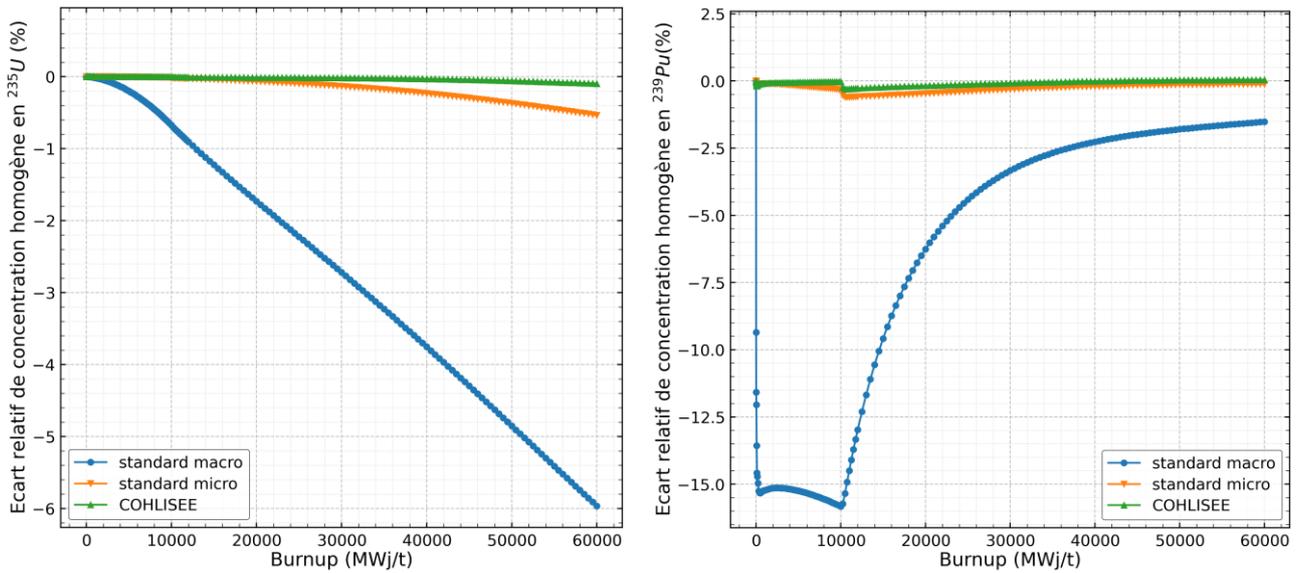


Figure 104 – Ecarts de concentration moyenne sur l’assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche  $^{235}\text{U}$  et à droite  $^{239}\text{Pu}$ .

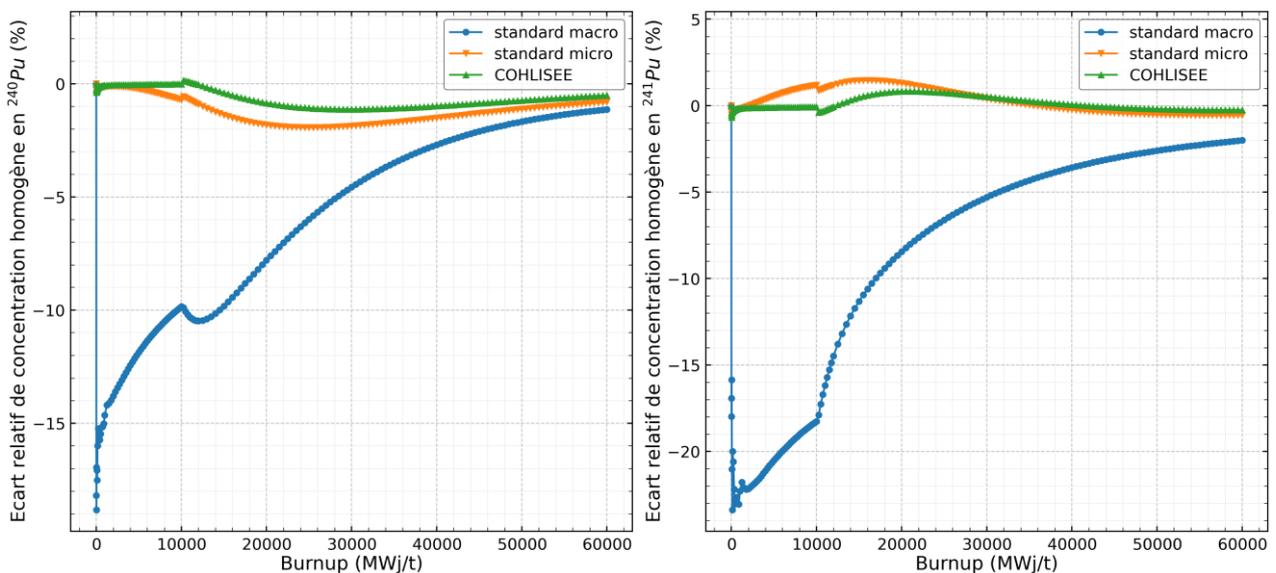


Figure 105 – Ecarts de concentration moyenne sur l’assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche  $^{240}\text{Pu}$  et à droite  $^{241}\text{Pu}$ .

### Distributions de burnup

Les sections efficaces utilisées dans le calcul de cœur dépendent fortement du burnup local des mailles. En comparant deux calculs possédant le même burnup global (moyen sur tout l’assemblage), il peut exister des différences de burnup local selon le schéma de calcul utilisé. Pour étudier ces différences, on calcule les différences relatives de burnup local dans chaque maille et on calcule le minimum, le maximum et l’écart-type de ces distributions. La figure 106 montre l’évolution de ces trois valeurs selon le schéma de calcul mis en place côté cœur. Le schéma standard macroscopique possède les écarts les plus importants (allant de -0,8 % à +0,5 %). Malgré tout il faut noter que ces écarts sont globalement faibles. A la différence des résultats présentés en figure

35 (paragraphe IV.4.3.2), le calcul standard macroscopique est évolué TGI jusqu'à 10GWj/t. Ainsi la nappe de burnup est bien plus proche de la référence réseau infini qu'en réalisant une évolution TGI. Pour un burnup global de 10 GWj/t, l'écart-type passe de 0,33 % avec le schéma standard macro à 0,15 % avec le schéma standard microscopique. On peut noter que les extremums subissent une diminution comparable : le maximum passe de 0,42 % à 0,25 % et le minimum passe de 0,69 % à 0,33 %. Les calculs réalisés avec la méthode COHLISEE sont très précis puisqu'ils permettent, sur l'ensemble de la séquence de maintenir un biais compris entre -0,09 % et +0,07 %, avec un écart-type à 10 GWj/t de 0,02 %.

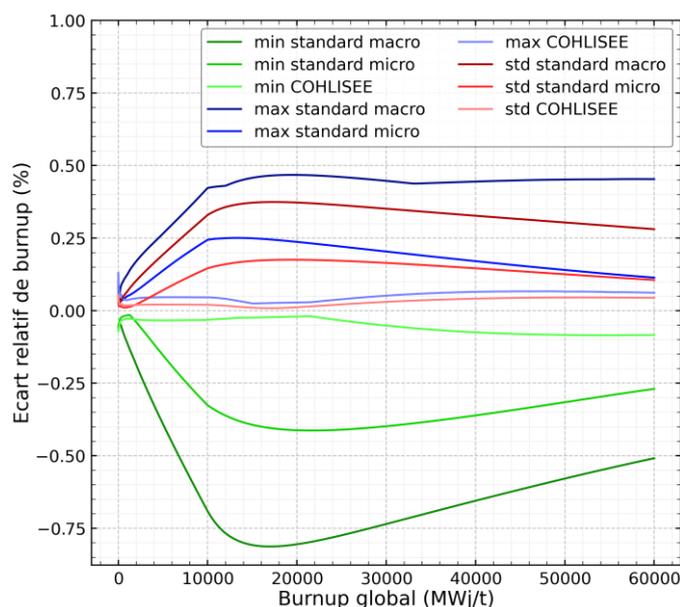


Figure 106 – Ecarts relatifs de burnup locaux sur l'assemblage G0. Comparaisons à la référence réseau lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE.

#### VI.2.4.2 Assemblage G28

Dans le cadre de la validation de la méthode COHLISEE, nous nous intéressons également à l'assemblage G28 contenant 28 crayons  $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ . Cette étude permet de mettre en avant les différences de comportement par rapport à l'assemblage G0 (cf. paragraphe VI.2.4.1). En conséquence, nous nous intéresserons spécifiquement aux aspects de prédiction de l'usure du Gd et des biais associés selon les différents schémas de calculs utilisés.

#### Réactivité et efficacité de grappe

Les résultats obtenus lors de la séquence M-EX-10 avec l'assemblage G28 sont présentés en figure 107 (gauche). A la différence des observations faites avec l'assemblage G0, les schémas standards macroscopique et microscopique fournissent des biais en réactivité considérables jusqu'à 20 GWj/t. Avec le schéma macroscopique, les écarts maximums sont atteints à 14 GWj/t et valent respectivement 1410 pcm et 910 pcm pour les réactivités TGE et TGI. Ces résultats traduisent directement un biais d'environ +500 pcm sur l'efficacité de la grappe. Avec le schéma standard microscopique, les écarts maximums de réactivité TGE et TGI valent 1276 pcm et 1211 pcm à 15 GWj/t. Les biais sur l'efficacité de la grappe à 14 GWj/t et à 15 GWj/t sont respectivement de -75 pcm et +65 pcm. Les biais considérables en réactivité sont directement imputables à la présence des poisons consommables dans l'assemblage. Après 20 GWj/t, c'est-à-dire après l'épuisement

total des poisons, les écarts du schéma standard microscopique sont bien plus faibles (de l'ordre de la centaine de pcm). D'après les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE, les écarts de réactivité sont maintenus entre -180 pcm et +80 pcm et entre -10 pcm et +30 pcm pour les différences d'efficacité de grappes. Ces améliorations sur la réactivité sont remarquables lors de cette séquence.

Des constats similaires peuvent être dressés pour la séquence M-IN-10 (figure 107 à droite). Afin de mettre en évidence les résultats suivant l'insertion de la grappe, l'axe des abscisses est tronqué à 30 GWj/t et l'axe des ordonnées est tronqué à -1000 pcm. On observe des biais importants pour les schémas standards, ainsi qu'un décalage dans l'occurrence des biais maximums. Les écarts d'efficacité de grappes sont bien plus marqués avec le schéma standard macroscopique : à 15 GWj/t on passe de +350 en standard macro à -70 pcm en standard micro et 10 pcm avec la méthode COHLISEE. Les écarts de réactivité obtenus avec COHLISEE sont bien inférieurs à ceux provenant des autres schémas.

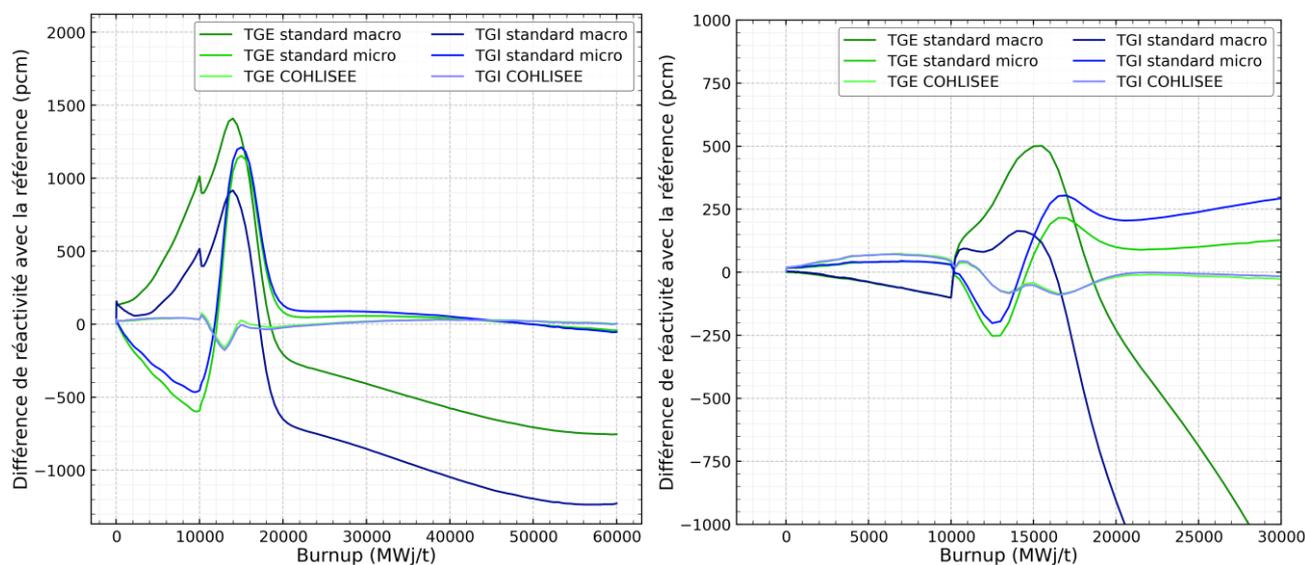


Figure 107 – Ecart de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence M-EX-10, à droite séquence M-IN-10.

Deux séquences créneaux sont présentées en figure 108 : à gauche C-IN-15-20 et à droite C-IN-5-15. On souhaite comparer uniquement le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE. La séquence C-IN-15-20 est particulière car l'insertion de la grappe est effectuée après la disparition de la plupart des poisons consommables. On remarque que les résultats sont très similaires à l'assemblage G0 (figure 100 à gauche). Ces résultats permettent de mettre en évidence qu'une fois les poisons consommables épuisés, l'assemblage G28 se comporte comme l'assemblage G0. Avant l'insertion de la grappe, les résultats sont identiques aux résultats de vérification présentés à la sous-section VI.2.2. Après 15 GW/t, les différences d'efficacité de grappe sont légèrement meilleures avec COHLISEE (-14 pcm à 20 GWj/t) qu'avec le schéma standard micro (-75 pcm à 20 GWj/t).

Les résultats lors de la séquence C-IN-5-15 (cf. figure 108 à droite) confirment que le schéma standard microscopique possède des biais en réactivité et en efficacité de grappe élevés. Ces biais sont fortement réduits par l'utilisation de la méthode COHLISEE. Par exemple, à l'extraction de la grappe (15 GWj/t), la réactivité TGE avec le schéma standard micro est d'environ 520 pcm et d'environ 45 pcm avec la méthode COHLISEE.

Sur la plage 5-15 GWj/t, le Gd n'est pas épuisé ce qui explique que schéma standard microscopique présente des biais importants plus importants que lors de la séquence C-IN-15-20.

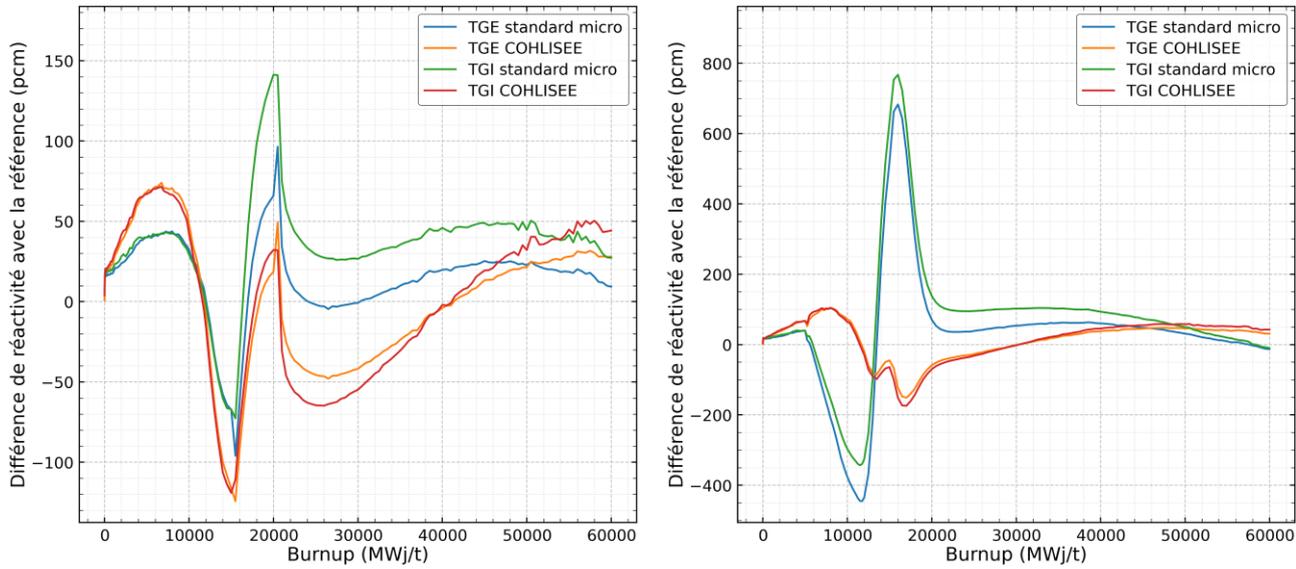


Figure 108 – Ecarts de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. A gauche séquence C-IN-15-20, à droite séquence C-IN-5-15.

L'étude des séquences quelconques Q-1 et Q-2 (cf. figure 109) permet de confirmer les biais importants du schéma standard microscopique jusqu'à 20 GWj/t quel que soit le motif de l'historique d'insertion de la grappe. La méthode COHLISEE présente des écarts résiduels bien plus faibles à la fois sur les réactivités TGE et TGI et sur l'efficacité de la grappe. De façon similaire aux observations faites pour l'assemblage G0 en figure 101, les biais à haut burnup (supérieurs à 50 GWj/t) sont sensiblement plus élevés quel que soit le type de calcul.

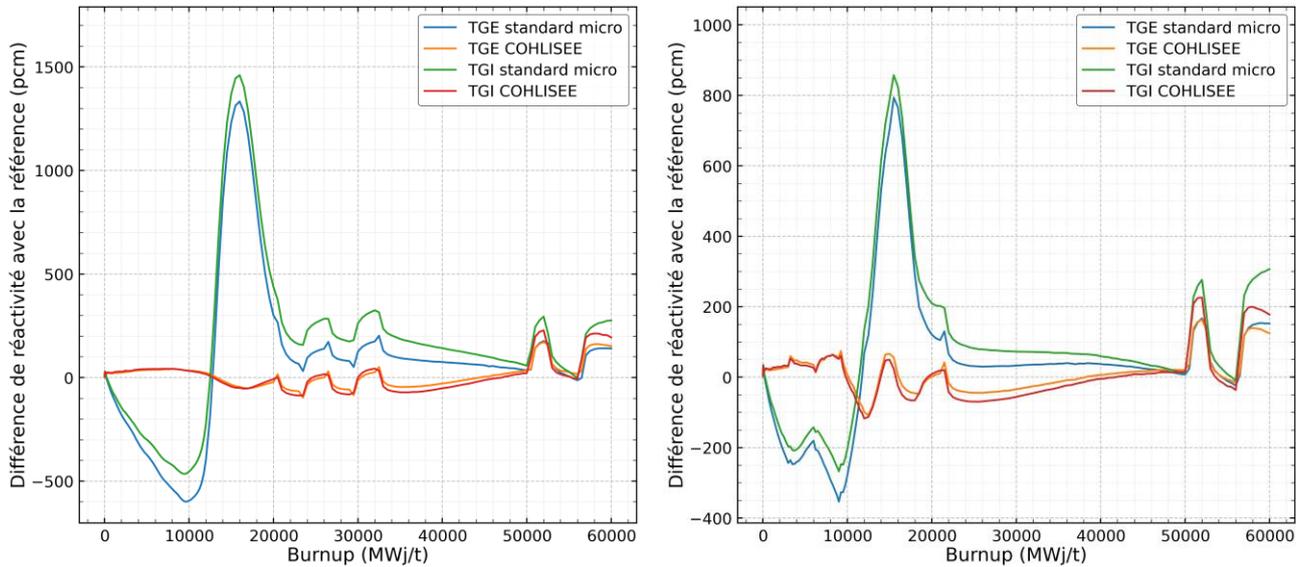


Figure 109 – Ecarts de réactivité (en pcm) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec un schéma standard microscopique et avec COHLISEE. A gauche séquence Q-1, à droite séquence Q-2.

## Distributions de puissance

Comme le montre la séquence M-EX-10 (cf. figure 110 à gauche), les distributions de puissance avec des schémas standards sont aussi impactées par l'usure des poisons consommables. Le schéma standard microscopique n'améliore pas systématiquement le calcul du facteur  $F_{xy}$ , même si l'écart relatif absolu est très souvent inférieur à 1 %. Tout comme les résultats sur la réactivité, on observe des minimums et maximums locaux autour de 15 GWj/t. Pour des calculs TGE ou TGI, la méthode COHLISEE permet de limiter les valeurs de  $\delta F_{xy}$  entre -0,15 et +0,10%. La séquence M-IN-10 (cf. figure 110 à droite) calculée avec l'assemblage G28 fournit des résultats très proches de ceux observés pour l'assemblage G0 (cf. figure 102). Les différences principales sont des oscillations qui apparaissent entre 10 GWj/t et 20 GWj/t, notamment pour le calcul TGE avec le schéma standard macroscopique.

Les séquences M-EX-10 et C-IN-5-15 (cf. figure 111 à gauche) donnent des résultats très analogues du point de vue de l'allure des écarts de facteur de puissance. Cependant, on note que les différences obtenues avec le calcul TGE pour le schéma standard microscopique sont relativement faibles ( $-0,20\% < \delta F_{xy} < +0,25\%$ ). Les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE sont faibles pour cette séquence. Lors de la séquence quelconque Q-2 (cf. figure 111 à droite), le schéma standard macroscopique présente les biais les plus élevés à la fois pour les calculs TGE et TGI. La différence  $\delta F_{xy}$  avec le schéma standard microscopique est satisfaisante pour les calculs TGE mais assez élevée pour les calculs TGI (environ -1% à 16 GWj/t). Les écarts calculés à partir des résultats provenant de la méthode COHLISEE sont bons sur l'ensemble de la séquence Q-2.

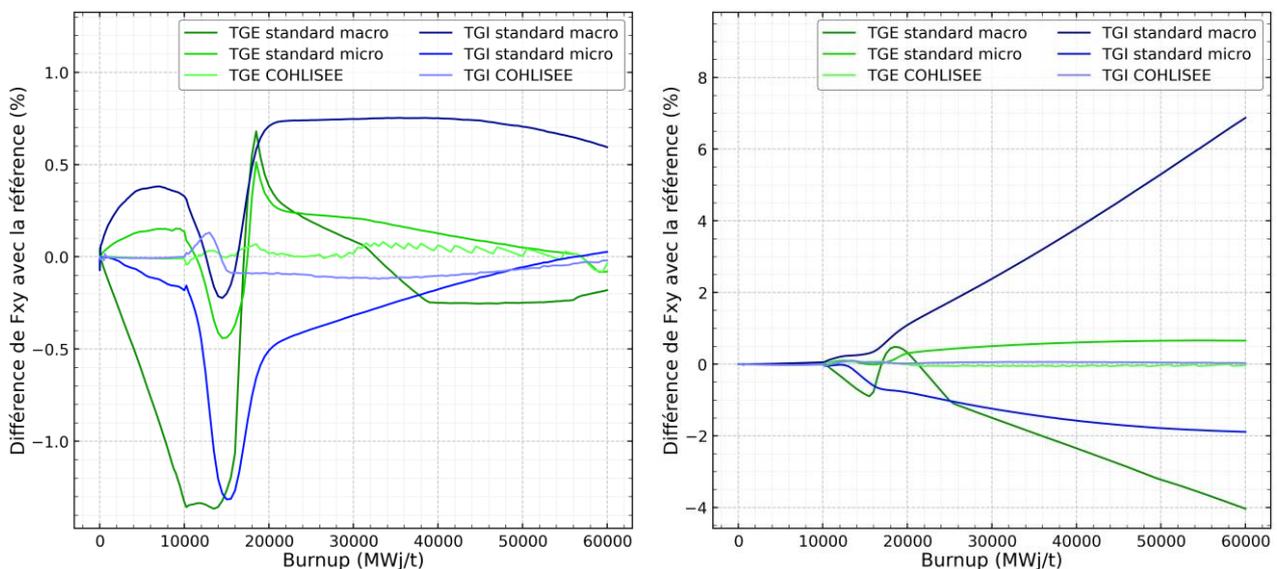


Figure 110 – Ecart de facteur  $F_{xy}$  (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence M-EX-10, à droite séquence M-IN-10.

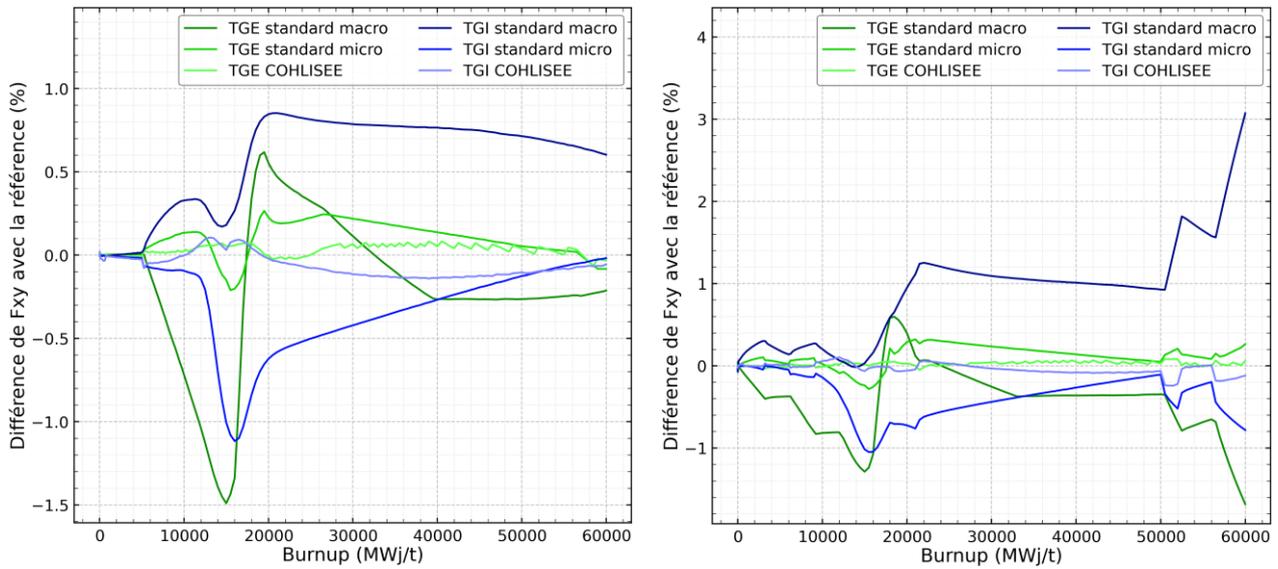


Figure 111 – Ecarts de facteur  $F_{xy}$  (en %) à la référence réseau pour des calculs TGE et TGI de l'assemblage G28 réalisés avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche séquence C-IN-5-15, à droite séquence Q-2.

### Bilan matière

Pour l'étude de validation du bilan matière de l'assemblage G28, nous considérons uniquement les isotopes  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$ , car les principaux actinides se comportent de façon très similaire à l'assemblage G0. La figure 112 présente les écarts de concentrations moyennes de  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$  sur les crayons Gd, lors de la séquence M-EX-10 avec l'assemblage G28. Les résultats provenant des schémas standards sont similaires et les différences au calcul de référence sont très importantes. A 17 GWj/t, les biais sur  $^{155}\text{Gd}$  sont respectivement de -68 % et -62 % pour les schémas standards macroscopique et microscopique. A 14 GWj/t, l'écart sur la concentration moyenne de  $^{157}\text{Gd}$  est d'environ -80 % pour les deux schémas. Le calcul des concentrations du

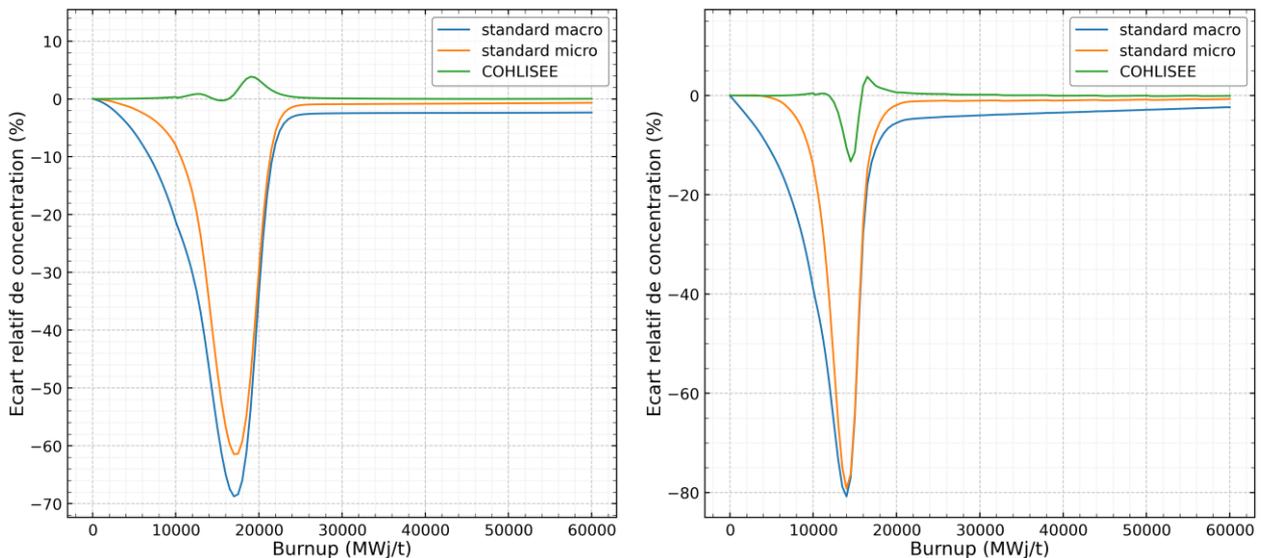


Figure 112 – Ecarts de concentration moyenne sur les crayons Gd pour l'assemblage G28. Comparaisons à la référence lors de la séquence M-EX-10 calculée avec des schémas standards (évolutions macroscopique et microscopique) et avec COHLISEE. A gauche  $^{155}\text{Gd}$  et à droite  $^{157}\text{Gd}$ .

Gd avec la méthode COHLISEE est bien plus proche de la référence.

En effet, on note des écarts maximums absolus respectivement de 4 % et 13 % pour  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$ . Notons que les sections efficaces microscopiques du  $^{155}\text{Gd}$  et  $^{157}\text{Gd}$  étant très élevées, un effet d'autoprotection important se produit notamment lorsque la concentration en Gd est faible. Ainsi une faible variation de la concentration de Gd peut conduire à un effet en réactivité élevé.

### Distributions de burnup

Les écarts sur les distributions de burnup locaux sont sensibles aux effets des poisons consommables. En effet, on observe sur presque toutes les courbes des écarts locaux maximisés autour de 15 GWj/t. En valeur absolue, les écarts maximums sont sensiblement plus élevés que les écarts minimums. Les biais maximums sur les burnup locaux peuvent atteindre des valeurs supérieures à 1,5 % avec le schéma standard macroscopique. Il est intéressant de noter que cette valeur est supérieure à 3 % avec le schéma microscopique. De plus, entre 5 GWj/t et 22 GWj/t, l'écart-type des différences relatives de burnup local est plus élevé avec le schéma standard micro qu'avec le schéma standard macro. L'utilisation de la méthode COHLISEE améliore significativement les écarts maximums ainsi que l'écart-type tout au long de l'évolution. Néanmoins, les écarts minimums restent supérieurs, en valeur absolue, à ceux obtenus avec le schéma standard microscopique.

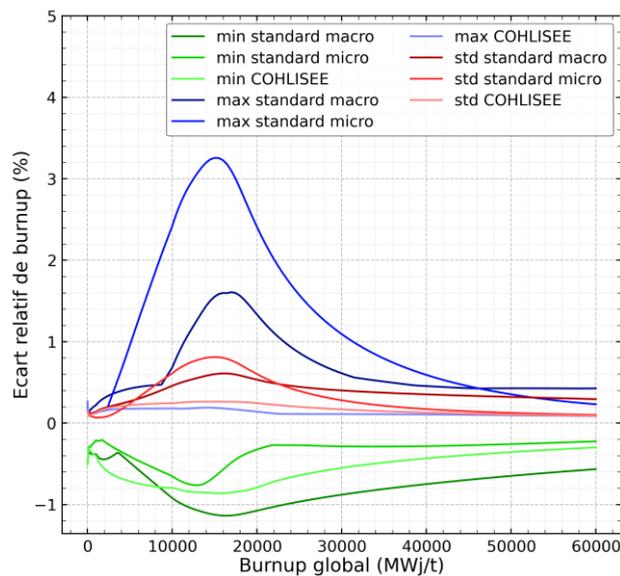


Figure 113 – Ecart relatif de burnup locaux sur l'assemblage G28 lors de la séquence M-EX-10. Les calculs de cœur sont réalisés avec trois schémas différents et sont comparés au calcul réseau de référence.

### Temps de calcul

Le Tableau 27 récapitule les temps de calculs de la simulation d'un assemblage en évolution jusqu'à 60 GWj/t avec APOLLO3®. Ce tableau permet de quantifier l'impact du schéma de calcul utilisé sur le temps de calcul étape par étape, ainsi que sur la durée totale. Lors du passage du schéma macro au schéma micro, le temps de calcul total est multiplié par un facteur 8 : cette augmentation est exclusivement due à l'étape d'évolution. Lors de l'utilisation de la méthode COHLISEE, on observe une augmentation d'environ 15 % du temps de calcul total par rapport au schéma micro. Cette augmentation est répartie sur plusieurs étapes :

- l'étape d'interpolation des sections efficaces (+39 %), due à l'ajout d'un paramètre d'interpolation ;
- l'étape de calcul de l'indicateur PU et sa normalisation (calcul HG), qui représente environ 4% du temps de calcul total ;
- l'étape d'évolution (+8%), probablement due à une interpolation dans le schéma d'évolution.

Tableau 27 – Répartition du temps de calcul à l'étape cœur pour un assemblage évoluant jusqu'à 60 GWj/t. Machine de calcul Intel Xeon Silver 4114 CPU @ 2.20GHz avec 62 Go de RAM

Etape de calcul	Temps de calcul (s)				
	Standard macro	→	Standard micro	→	COHLISEE
Interpolation	47,4	+4,9%	49,7	+38,6%	68,9
Calcul de flux	22,2	-3,6%	21,4	-0,9%	21,2
Calcul d'évolution	9,8	+5757%	574,0	+8,1%	620,3
Normalisation PU	-	-	-		32,4
<b>Total</b>	<b>79,4</b>	<b>+712%</b>	<b>645,1</b>	<b>+15%</b>	<b>742,8</b>

### VI.2.5 Bilan de la validation sur un assemblage seul

La validation de la méthode COHLISEE au niveau assemblage a été menée parallèlement sur l'assemblage G0 et l'assemblage G28 en utilisant des séquences d'insertion de grappes en marche, en créneau et quelconque. Les résultats fournis par la méthode de COHLISEE sont comparés avec ceux fournis par les schémas standards macroscopique et microscopique. Des calculs réseau, évolués avec les séquences de validation, ont été menés afin de servir de référence pour la comparaison des calculs de cœur. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux différences de réactivité, d'efficacité de grappe, de distribution de puissance (à travers le facteur  $F_{xy}$ ), de bilan matière moyen et de burnup locaux.

L'étape de validation a montré que les biais du schéma macroscopique sont très importants et ne sont pas satisfaisants pour modéliser des effets d'historique d'insertion de grappe, quel que soit l'assemblage étudié, notamment à cause des écarts de réactivité constatés. Sur l'assemblage G0, le schéma standard microscopique permet de réduire significativement les écarts et fournit des résultats plutôt satisfaisants sur des séquences d'insertion en marche. Néanmoins, les calculs avec des séquences d'insertion en créneau ou quelconque ont révélé des écarts relativement importants sur les réactivités TGE et TGI, ainsi que sur l'efficacité de la grappe. Les calculs de l'assemblage G28 avec le schéma standard microscopique ont permis d'identifier des biais en réactivité comparables au schéma standard macroscopique lorsqu'une grappe est insérée avant l'épuisement total des poisons consommables. Ces biais s'expliquent notamment par la mauvaise prédiction des concentrations en Gd avec les deux schémas lors de séquences d'insertion de grappe. L'apport de la méthode COHLISEE pour les calculs de cœur de l'assemblage G28 est significatif du point de vue de la réactivité, des distributions de puissance et du bilan matière. Cependant, il faut remarquer l'existence de biais résiduels en réactivité pouvant aller au-delà de la centaine de pcm dans certains cas.

Le tableau 28 et le tableau 29 présentent des récapitulatifs pour les assemblages G0 et G28 évolués avec la séquence M-EX-10. Les valeurs sont prises à 20 GWj/t afin d'avoir un taux d'insertion de grappe de 50 %.

Tableau 28 – Récapitulatif des biais par schéma pour l'assemblage G0 évolué avec la séquence M-EX-10.  
Valeurs au point de burnup 20 GWj/t.

	Standard macro			Standard micro			COHLISEE				
<b>Réactivité TGE / TGI</b>	-190 pcm	580 pcm		44 pcm	91 pcm		-8 pcm	-12 pcm			
<b>Efficacité grappe</b>	+390 pcm			-46 pcm			4 pcm				
<b><math>F_{xy}</math> TGE / TGI</b>	-0,55 %	0,64 %		0,08 %	-0,43 %		0,01 %	-0,08 %			
<b>Bilan matière de <math>^{239}\text{Pu}</math></b>	-6,3 %			-0,47%			-0,17 %				
<b>Burnup local min/max/écart-type</b>	-	0,80 %	0,47 %	0,37 %	-	0,41 %	0,23 %	0,18 %	-	0,02 %	0,01 %

Tableau 299 – Récapitulatif des biais par schéma pour l'assemblage G28 évolués avec la séquence M-EX-10.  
Valeurs au point de burnup 20 GWj/t.

	Standard macro			Standard micro			COHLISEE					
<b>Réactivité TGE / TGI</b>	-206 pcm	-651 pcm		84 pcm	131 pcm		-15 pcm	-24 pcm				
<b>Efficacité grappe</b>	445 pcm			-47 pcm			9 pcm					
<b><math>F_{xy}</math> TGE / TGI</b>	0,39 %	0,71 %		0,31 %	-0,51 %		0,02 %	-0,09 %				
<b>Bilan matière de <math>^{155}\text{Gd} / ^{157}\text{Gd}</math></b>	-33,7 %	-5,6 %		-29,6 %	-2,0 %		-3,3 %	0,6 %				
<b>Burnup local min/max/écart-type</b>	-	1,07 %	1,33 %	0,53 %	-	0,32 %	2,41 %	0,60 %	-	0,79 %	0,14 %	0,25 %

L'impact de la méthode COHLISEE est faible du point de vue du temps de calcul total, par rapport au schéma standard microscopique. En revanche, le passage du schéma macroscopique au schéma microscopique induit une multiplication par 8 du temps de calcul.

Dans un cœur de REP sans bore, les fuites de neutrons hors d'un assemblage sont impactées par le spectre du flux neutronique. Les calculs de vérification et de validation de la méthode COHLISEE ont été réalisés sans modèles de fuites et ne modélisent donc pas cet effet. Un modèle de prise en compte des fuites est à étudier pour généraliser la validation de la méthode COHLISEE.

### VI.3 Cluster 2x2

Le second motif utilisé pour la validation de la méthode COHLISEE est un cluster 2x2 en 2D. Il s'agit d'un motif plus élaboré qu'un assemblage en réseau infini et qui permet d'avoir un calcul étalon déterministe issu d'un calcul réseau. Comme dans la section précédente, nous cherchons à comparer les trois types de calculs (schéma standard macroscopique, schéma standard microscopique et méthode COHLISEE) en fonction de la différence par rapport au calcul réseau de référence.

Les séquences de grappes utilisées pour effectuer les calculs ont été présentées dans le tableau 9 à la sous-section 0. Le cluster est donc composé de 4 assemblages : 2 assemblages de type 1 et 2 assemblages de type 2. Lors d'une insertion de grappe, les absorbants sont insérés dans les assemblages de même type simultanément.

De plus, Il est important de noter que 4 calculs de reprise sont effectués tous les 2500 MWj/t afin de couvrir toutes les configurations possibles pour les grappes dans le cluster. Ainsi, on trouvera dans la suite les notations suivantes pour nommer ces 4 configurations, indépendamment de l'historique de grappe au cours de l'évolution : TGE-TGE, TGE-TGI, TGI-TGE et TGI-TGI (cf. tableau ). Dans cette étude, nous considérons deux clusters identifiés par G28-G0 et G28-G32 dont les compositions sont données dans le tableau .

Tableau 30 – Récapitulatif des configurations de reprise.

	<b>TGE-TGE</b>	<b>TGE-TGI</b>	<b>TGI-TGE</b>	<b>TGI-TGI</b>
<b>Assemblage 1</b>	TGE	TGE	TGI	TGI
<b>Assemblage 2</b>	TGE	TGI	TGE	TGI

Tableau 31 – Récapitulatif des assemblages au sein des clusters.

	<b>G28-G0</b>	<b>G28-G32</b>
<b>Assemblage 1</b>	G28	G28
<b>Assemblage 2</b>	G0	G32

### VI.3.1 Vérification sans effets d'historique

Tout d'abord, nous effectuons des calculs de cœur sans la présence de grappes (évolution TGE-TGE) lors de l'évolution afin d'évaluer le comportement des différents types de calculs sans effets d'historique. Cette étape permet d'avoir une évaluation du biais inhérent à la méthode de génération des sections efficaces sur un assemblage en réseau infini et nous servira donc pour analyser ce qui relève des biais d'historique. La figure 114 (gauche) présente les écarts de réactivité avec la référence pour le cluster G28-G0 en utilisant le schéma standard macroscopique (les autres schémas donnant des résultats similaires). On observe des biais significatifs à 0 GWj/t, c'est-à-dire avant le premier calcul d'évolution : 257 pcm en TGE-TGE, 691 pcm en TGI-TGE et 206 pcm en TGI-TGI. Il faut noter l'absence d'écarts pour la configuration TGE-TGI. Après 20 GWj/t, les configurations TGE-TGE et TGI-TGI ne présentent plus d'écarts de réactivité importants à l'inverse des configurations alternées TGE-TGI et TGI-TGE. Les écarts de  $F_{xy}$  (figure 114 à droite) offrent un constat similaire avec près de 4,8 % de différence pour la configuration TGI-TGE à 0 GWj/t. Il est intéressant de noter le faible écart initial en configuration TGE-TGI (-0,3%) ; dans ce cas le point chaud est atteint dans l'assemblage G28.

Ces écarts importants peuvent être expliqués par la configuration très asymétrique du cluster G28-G0. En effet, il faut rappeler que les calculs de cœur sont menés avec des bibliothèques construites pour assurer une équivalence réseau-cœur sur des motifs réseau infini. A l'étape réseau, les bibliothèques de sections efficaces sont produites par des calculs de transport utilisant des conditions aux limites de réflexion spéculaire. Puis, les coefficients d'équivalence SPH sont calculés pour assurer l'égalité des taux de réactions par région et pour conserver les flux surfaciques (modèle Selengut) en utilisant toujours des conditions aux limites de réflexion pour réaliser les calculs de diffusion. L'interface G28/G0 est une situation assez éloignée des hypothèses qui ont permis la construction des bibliothèques de sections efficaces. La configuration TGI-TGE, où l'assemblage G28 est grappé, renforçant le gradient de flux dans le cluster, présente les biais les plus importants jusqu'à 20 GWj/t du point de vue de la réactivité et de la puissance. A l'inverse, dans la configuration TGE-TGI, les réactivités des assemblages sont assez proches (G0 est grappé et G28 contient des poisons neufs). Dans cette situation, le calcul d'assemblage et l'équivalence réseau infini sont justifiés. La figure 115 illustre les écarts de puissance en configuration TGE-TGE entre le calcul de cluster à l'étape cœur et le calcul réseau de référence. L'écart maximum est de 3,3 % et il est atteint sur le crayon le plus chaud (16,17). L'écart-type de la distribution est de 2,2 %. La puissance dans l'assemblage G0 (nord-ouest et sud-est) est surestimée par le calcul de cœur. En effet,

le voisinage de G0 est moins réactif en cœur qu'en réseau infini, ce qui entraine une bascule radiale en faveur de l'assemblage G0. L'analyse détaillée a montré que, dans G0, les sections efficaces microscopiques de fission thermique de  $^{235}\text{U}$  sont supérieures (jusqu'à 0,6 % sur le bord de l'assemblage) dans le cas réseau infini par rapport au cas cluster de référence. Ce sont ces sections efficaces qui sont utilisés dans les calculs de cluster à l'étape cœur.

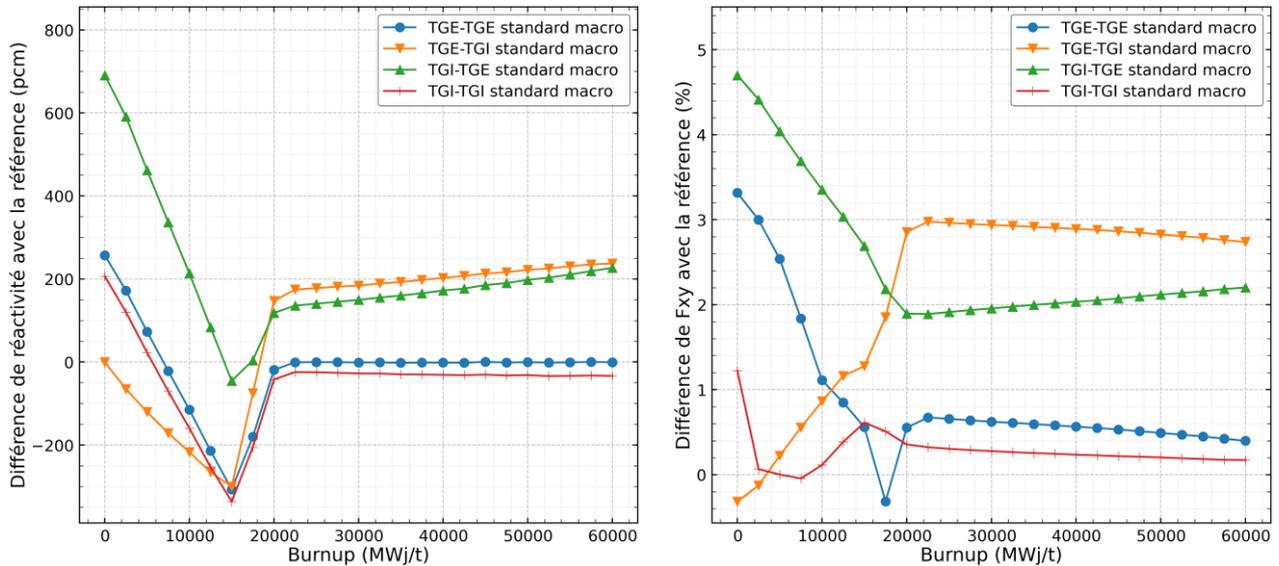


Figure 114 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

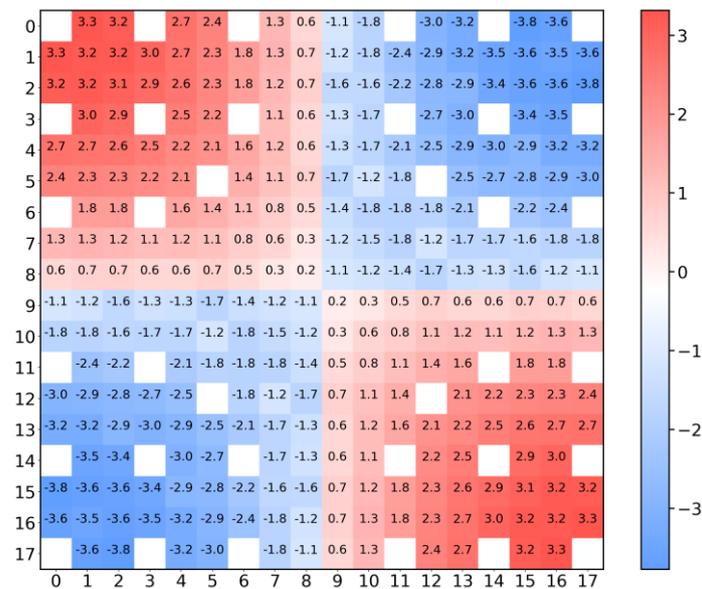


Figure 115 – Ecart de puissance à 0 GWj/t entre le calcul de cœur et le calcul réseau de référence pour le cluster G28-G0 en configuration TGE-TGE.

La même étude est proposée avec le cluster G28-G32 en figure 116. Les biais initiaux pour les configurations TGE-TGE et TGI-TGI sont faibles, à la fois en réactivité et en puissance. Les différences initiales maximales de réactivité et de facteur  $F_{xy}$  sont atteintes pour la configuration TGE-TGI dans laquelle la grappe est insérée dans l'assemblage G32, comportant le plus de poisons consommables. L'évolution des biais en réactivité est impactée par la présence de Gd dans le cluster pour toutes les configurations.

Les écarts  $\delta F_{xy}$  en configurations TGE-TGE et TGI-TGI diminuent avec l'évolution car la disparition du Gd tend à homogénéiser le cluster en évolution. De manière similaire à G28-G0, les écarts de puissance après 20 GWj/t restent élevés (autour de 2,5 %) pour les configurations d'insertion de grappe asymétrique (TGE-TGI et TGI-TGE). Pour le cluster G28-G32, ce sont ces configurations qui s'éloignent le plus du modèle réseau infini utilisé pour la production des sections efficaces équivalentes à deux groupes d'énergie.

Cette étape d'évolution TGE-TGE permet de quantifier les biais du modèle de cluster 2x2 calculé à partir de bibliothèques de sections efficaces produites en réseau infini. Ces écarts sont essentiellement présents pour les situations les plus asymétriques du point de vue de la présence des absorbants dans les assemblages (poisons consommables et grappe de contrôle). Ce travail préalable est nécessaire car ces biais sont aussi présents pour les séquences d'insertion étudiées dans la sous-section suivante, quel que soit le schéma de calcul utilisé.

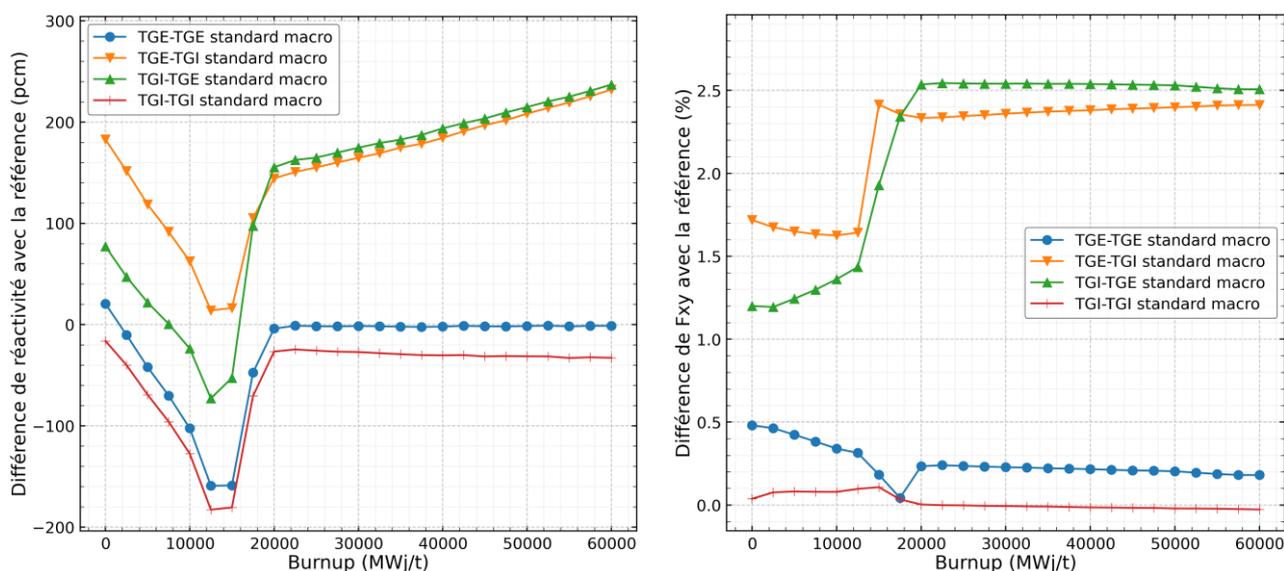


Figure 116 – Ecarts avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

### VI.3.2 Validation avec des séquences d'insertion

Pour la validation de la méthode COHLISEE, on étudie d'abord le cluster G28-G0 (paragraphe VI.3.2.1) puis le cluster G28-G32 (paragraphe VI.3.2.2).

#### VI.3.2.1 Cluster G28-G0

La figure 117 présente les écarts de réactivité et de puissance pour la séquence d'évolution TGE-TGI avec le schéma standard macroscopique. L'ordre de grandeur des écarts de réactivité en évolution, quelle que soit la

configuration de grappes de reprise, est très élevé notamment à partir d'environ 25 GWj/t. On observe aussi des écarts importants sur le facteur de puissance  $F_{xy}$  avec des biais en configuration TGE-TGE compris entre 3,5 % et -5 % tout au long de l'évolution. Ces résultats nous permettent d'écarter ce schéma pour la suite de l'étude afin d'alléger les comparaisons à effectuer en se limitant au schéma standard microscopique et à la méthode COHLISEE. Ainsi, la figure 118 permet de comparer ces calculs lors de la séquence TGE-TGI. Les écarts de réactivité montrent que pour chaque configuration la méthode COHLISEE fournit des valeurs de réactivité plus proches de la référence. Les écarts sont assez faibles à bas burnup puis sont plus marqués après 15 GWj/t. Comme mis en évidence dans la sous-section VI.3.1, la configuration TGI-TGE présente des écarts de réactivité à la référence élevés : 350 pcm pour le schéma standard micro et 230 pcm pour COHLISEE à 20 GWj/t. Dans toutes les configurations sauf pour le cas TGE-TGI, le calcul du facteur  $F_{xy}$  est amélioré avec la méthode COHLISEE. Par exemple, en configuration TGE-TGE à 20 GWj/t, l'écart  $\delta F_{xy}$  passe de 1,4 % avec le schéma standard micro à 0,5 % avec la méthode COHLISEE. La dégradation observée pour la configuration TGE-TGI conduit à un biais maximum de 1,7 % sur le facteur  $F_{xy}$  avec la méthode COHLISEE contre 1,3% avec le schéma standard micro.

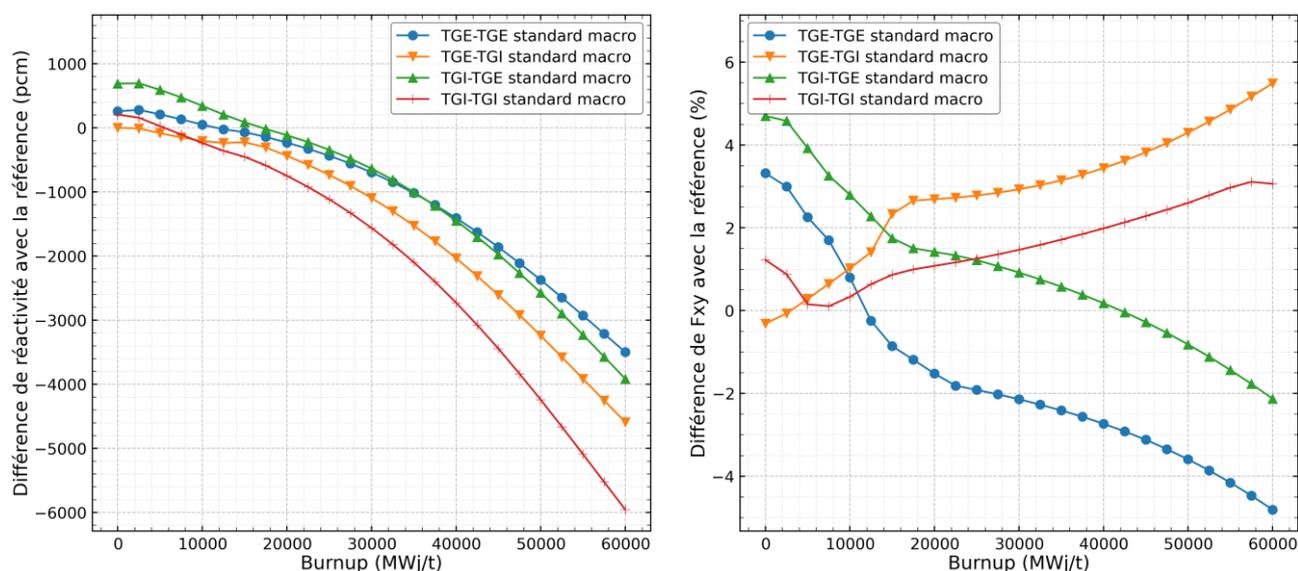


Figure 117 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 avec le schéma standard macroscopique en évolution TGE-TGI. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

Les résultats obtenus lors de la séquence d'évolution TGI-TGE sont présentés en figure 119. On observe des ruptures de pente autour de 15 GWj/t pour les biais sur la réactivité. A la différence de la séquence précédente, il s'agit de l'assemblage G28 qui évolue en configuration TGI. Ce type de comportement rappelle ce qui avait été observé au paragraphe VI.2.4.2 avec l'assemblage G28. Pour analyser ces résultats, il est préférable de délimiter trois régimes : avant 15 GWj/t, de 15 GWj/t à 20 GWj/t, après 20 GWj/t :

- Avant 15 GWj/t, toutes les différences de réactivité sont globalement décroissantes. En valeur absolue, les écarts  $\delta\rho$  de COHLISEE sont plus faibles que ceux obtenus avec le schéma standard micro, sauf pour la configuration TGI-TGE. Il n'y a pas de différences significatives sur les facteurs  $F_{xy}$ , on retrouve les valeurs observées en évolution TGE-TGE à la figure 114.

- Entre 15 GWj/t et 20 GWj/t, on observe de fortes variations sur les écarts de réactivité avec le schéma standard micro pour toutes les configurations de grappe. A l'exception de la configuration TGE-TGI, il est difficile de privilégier un des deux schémas du point de vue de la réactivité. Du point de vue des distributions de puissance, les écarts sur  $\delta F_{xy}$  deviennent significatifs car on peut noter, à 20 GWj/t pour la configuration TGE-TGI, le passage de 3,9 % avec le schéma standard micro à 2,2 % avec la méthode COHLISEE. Seule la configuration TGI-TGE présente un  $\delta F_{xy}$  plus faible avec le schéma standard micro.
- Après 20 GWj/t, les différences de réactivité et de facteur de puissance sont marquées entre les deux schémas. Les réactivités en configuration TGE-TGE, TGI-TGE et TGI-TGI avec la méthode COHLISEE sont très proches de la référence et on note une amélioration de plus de 200 pcm pour la configuration TGE-TGI. Les différences de facteur  $F_{xy}$  sont en faveur de la méthode COHLISEE avec une diminution de  $\delta F_{xy}$  de l'ordre de 1 % pour presque toutes les configurations. Malgré un comportement plutôt défavorable entre 15 GWj/t et 20 GWj/t, la séquence TGI-TGE présente un facteur  $F_{xy}$  qui tend vers la référence au fur et à mesure que l'irradiation augmente. Un tel comportement laisse penser que le schéma microscopique est sujet à une compensation de biais avant 20 GWj/t.

Les autres séquences ne sont pas présentées en détail dans ce paragraphe. Les principales observations sont récapitulées dans le tableau 30. Pour quantifier les différences globales sur chaque séquence, nous calculons la moyenne sur l'évolution de la valeur absolue des écarts de réactivité (cf. tableau 31) et de puissance (cf. tableau 32).

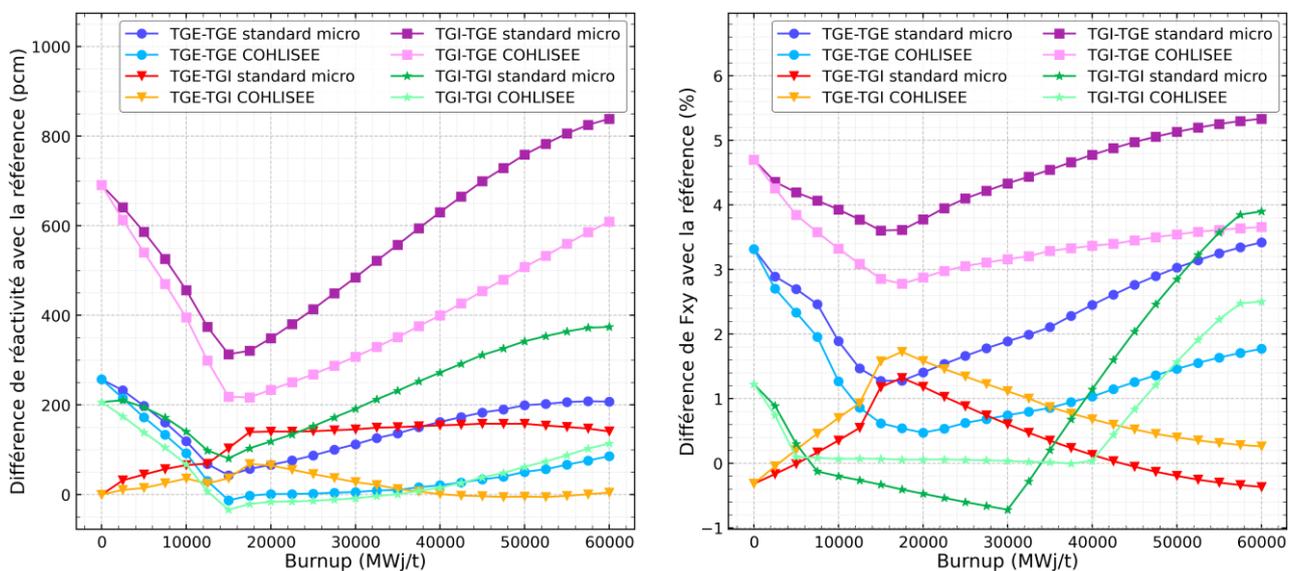


Figure 118 – Ecarts avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 en évolution TGE-TGI avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

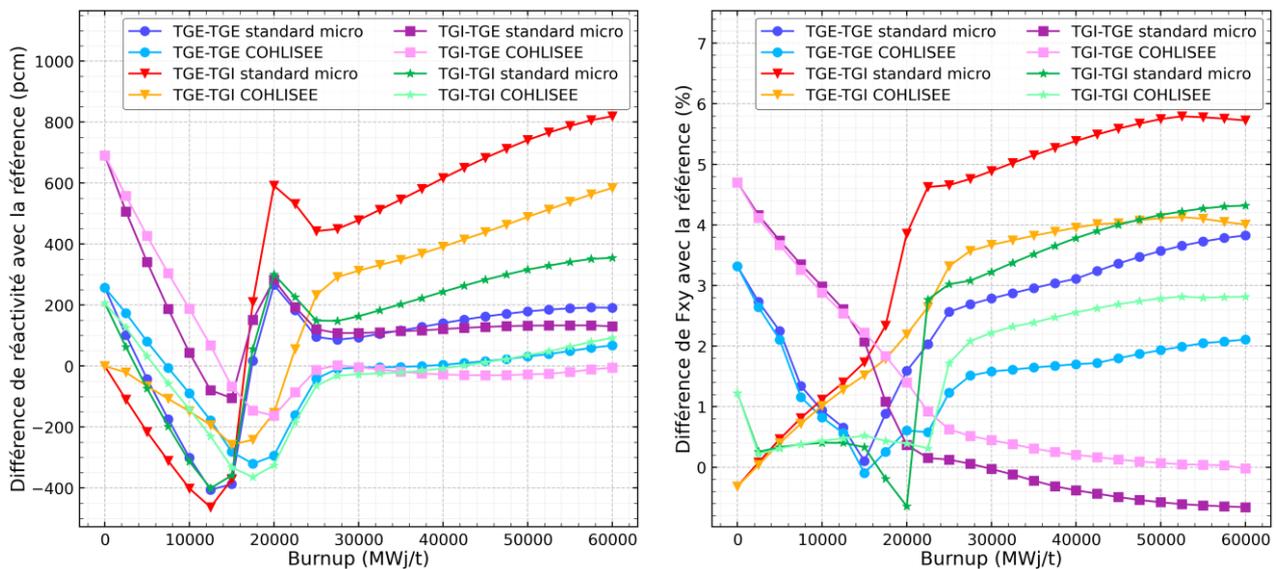


Figure 119 – Ecarts avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G0 en évolution TGI-TGE avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

Tableau 30 – Tableau récapitulatif des comparaisons entre COHLISEE et le schéma standard microscopique

Séquence	Ecarts de réactivité	Ecarts de $F_{xy}$	Remarque
<b>TGE-TGI</b>	COHLISEE améliore toutes les configurations. Biais résiduel important en configuration TGI-TGE (>200 pcm).	COHLISEE améliore les configurations TGE-TGE, TGI-TGE, TGI-TGI. La configuration TGE-TGI est légèrement dégradée. Biais résiduel supérieur à 3 % en TGI-TGE	La grappe est insérée dans l'assemblage G0. Peu d'effet sur l'usure du Gd.
<b>TGI-TGE</b>	Faibles gains avant 20 GWj/t. Améliorations nettes sur toutes les configurations après 20 GWj/t. Biais résiduel supérieur à 300 pcm en configuration TGE-TGI.	Pas de différences avant 15 GWj/t. Amélioration marquée après 20 GWj/t. Biais résiduel supérieur à 3 % en configuration TGE-TGI.	Fortes variations autour de 15 GWj/t à cause de l'épuisement du Gd.
<b>TGI-TGI</b>	COHLISEE améliore nettement les biais. Biais résiduel en TGE-TGI et TGI-TGE inférieurs à 200 pcm.	Amélioration du $F_{xy}$ pour toutes les configurations. Biais résiduel de 2 % en TGI-TGE.	
<b>TGE-M-IN-10</b>	Nettes améliorations à partir de 15 GWj/t pour toutes les configurations (jusqu'à 300 pcm à 30 GWj/t). Biais résiduel supérieur à 200 pcm en TGI-TGE.	Améliorations nettes après 10 GWj/t pour toutes les configurations sauf TGE-TGI qui est légèrement dégradé (0,6 pt à 40 GWj/t). Biais résiduel en TGI-TGE compris entre 2,3 % et 3,4 %.	
<b>TGE-M-EX-10</b>	Améliorations très faibles entre 20 et 50 pcm surtout avant 30 GWj/t.	Améliorations faibles avant 30 GWj/t pour toutes les configurations.	Faible historique de grappe
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	Améliorations nettes après 15 GWj/t. Biais résiduel supérieur à 200 pcm en TGE-TGI.	Faibles différences avant 20 GWj/t. Après 20 GWj/t, améliorations importantes pour toutes les configurations sauf TGI-TGE. Biais résiduel supérieur à 2,5% en TGE-TGI.	Ruptures de pente autour de 15 GWj/t.
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	Améliorations significatives après 20 GWj/t supérieures à 100 pcm pour la plupart les configurations.	Améliorations faibles et significatives seulement après 20 GWj/t.	Oscillations des résultats similaires à la séquence d'insertion

Tableau 31 – Récapitulatif des écarts de réactivité, en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G0 (valeurs en pcm). Pour chaque configuration de grappe, la valeur de gauche correspond au schéma standard microscopique et la valeur de droite correspond à la méthode COHLISEE.

	TGE-TGE		TGE-TGI		TGI-TGE		TGI-TGI	
	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE
<b>TGE-TGI</b>	145	52	124	21	568	406	224	52
<b>TGI-TGE</b>	170	88	516	302	167	110	240	100
<b>TGI-TGI</b>	19	42	397	125	426	217	309	43
<b>TGE-M-IN-10</b>	106	42	121	40	470	339	167	52
<b>TGE-M-EX-10</b>	51	46	130	119	307	287	50	45
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	107	55	342	202	240	144	161	71
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	69	57	241	125	272	176	100	91

Tableau 32 – Récapitulatif des écarts de  $F_{xy}$ , en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G0 (valeurs en %). Pour chaque configuration de grappe, la valeur de gauche correspond au schéma standard microscopique et la valeur de droite correspond à la méthode COHLISEE.

	TGE-TGE		TGE-TGI		TGI-TGE		TGI-TGI	
	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE
<b>TGE-TGI</b>	2,31	1,24	0,46	0,79	4,46	3,37	1,25	0,59
<b>TGI-TGE</b>	2,54	1,50	3,93	2,84	1,18	1,19	2,54	1,69
<b>TGI-TGI</b>	1,03	0,48	2,42	1,74	3,03	2,33	0,57	0,13
<b>TGE-M-IN-10</b>	1,79	0,93	0,76	1,12	3,95	3,06	0,58	0,14
<b>TGE-M-EX-10</b>	0,75	0,64	1,82	1,88	2,87	2,75	0,14	0,09
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	1,96	1,03	3,21	2,43	1,61	1,76	1,06	0,45
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	0,75	0,55	2,19	1,95	2,42	2,22	0,51	0,15

### VI.3.2.2 Cluster G28-G32

Le cluster G28-G32 est composé de deux types d'assemblages avec un nombre et un positionnement des crayons Gd assez proches. La figure 120 présente les écarts de réactivité (gauche) et les écarts de facteur  $F_{xy}$  (droite) lors de la séquence TGE-TGI avec le schéma standard micro et avec la méthode COHLISEE. Pour simplifier l'analyse de ces résultats, l'évolution est découpée en trois plages.

- De 0 GWj/t à 10 GWj/t, les écarts de réactivité obtenus avec le schéma standard micro varient presque linéairement et deviennent inférieurs à -200 pcm quelle que soit la configuration. On observe que les différences de réactivité provenant de COHLISEE sont, en valeur absolue, plus faibles que le schéma standard micro pour toutes les configurations à l'exception de la configuration TGE-TGI. A 10 GWj/t, la différence de réactivité TGE-TGI est de 40 pcm en schéma standard micro et de 270 pcm avec la méthode COHLISEE. Du côté des distributions de puissance, les différences de  $F_{xy}$  sont indiscernables jusqu'à 10 GWj/t.
- De 10 GWj/t à 20 GWj/t, les écarts de réactivité issus du schéma standard micro augmentent fortement pour atteindre, à 20 GWj/t, 800 pcm en configuration TGI-TGE et au moins 400 pcm pour toutes les autres configurations. Les biais provenant de COHLISEE diminuent et sont compris entre -250 pcm et -100 pcm à 20 GWj/t. Des écarts faibles de facteur  $F_{xy}$  apparaissent à partir de 10 GWj/t et sont en faveur de la méthode COHLISEE pour toutes les configurations sauf TGE-TGI où  $\delta F_{xy}$  est dégradé

jusqu'à environ 1 pt. A 20 GWj/t,  $\delta F_{xy}$  en configuration TGI-TGE est de 4,6 % avec le schéma standard micro et de 2,2 % avec la méthode COHLISEE.

- Après 20 GWj/t, les écarts de réactivité sont en faveur de la méthode COHLISEE même si le biais résiduel en configuration TGI-TGE est important (supérieur à 200 pcm) et croissant. L'exception de la configuration TGE-TGI, les différences de facteur  $F_{xy}$  sont plus faibles avec la méthode COHLISEE malgré des biais résiduels élevés dans certains cas ( $\delta F_{xy} > 3\%$  en configuration TGI-TGE). En configuration TGE-TGI, la différence de facteur  $F_{xy}$  tend vers 0 avec la méthode COHLISEE malgré des biais intermédiaires supérieurs au schéma standard micro. Ce comportement semble indiquer la présence de compensations de biais affectant les distributions de puissance.

La figure 121 montre les résultats obtenus avec la séquence d'évolution TGI-TGE. On remarque que les écarts de réactivité et de puissance sont très similaires à ceux obtenus lors de la séquence TGE-TGI car les assemblages G28 et G32 jouent des rôles symétriques. Ainsi, les valeurs correspondant à la configuration TGE-TGI de la figure 121 sont très semblables à celles de la configuration TGI-TGE de la figure 120 (idem pour les autres configurations). Les particularités de la séquence TGI-TGE apparaissent principalement sur les réactivités avant 15 GWj/t. Les écarts de réactivité sont améliorés avec la méthode COHLISEE uniquement pour les configurations TGE-TGE et TGI-TGI. Les autres configurations dégradent légèrement les différences à bas burnup.

Les autres séquences ne sont pas présentées en détail dans ce paragraphe. Les principales observations sont récapitulées dans le tableau 33. Pour quantifier les différences globales sur chaque séquence, nous calculons la moyenne sur l'évolution de la valeur absolue des écarts de réactivité (cf. tableau 34) et de puissance (cf. tableau 35).

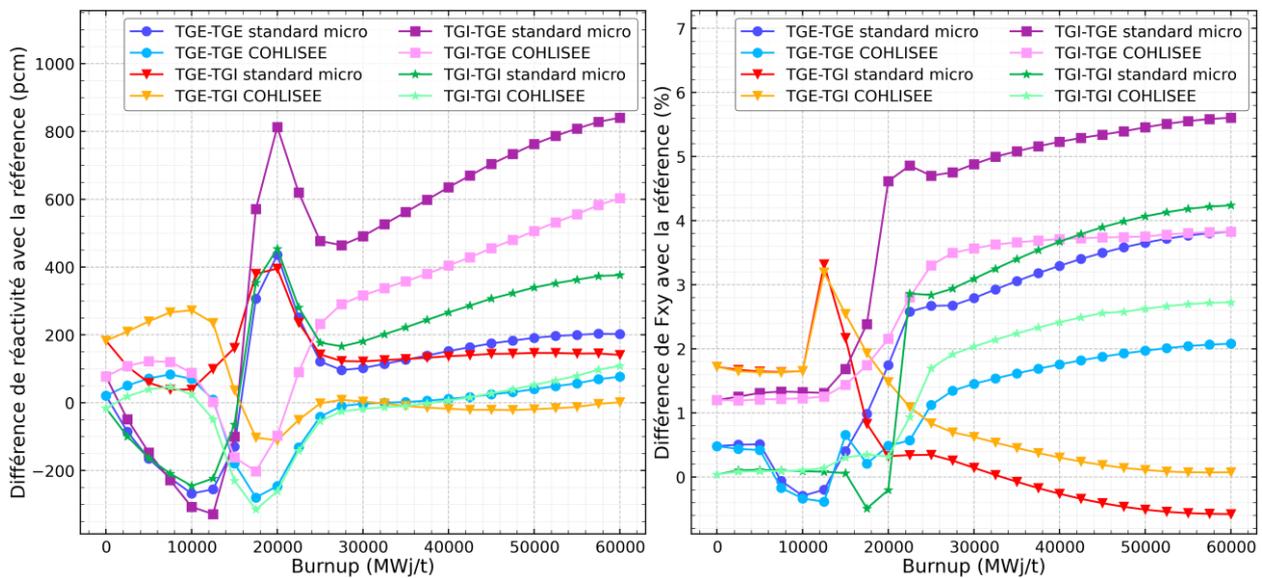


Figure 120 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 en évolution TGE-TGI avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

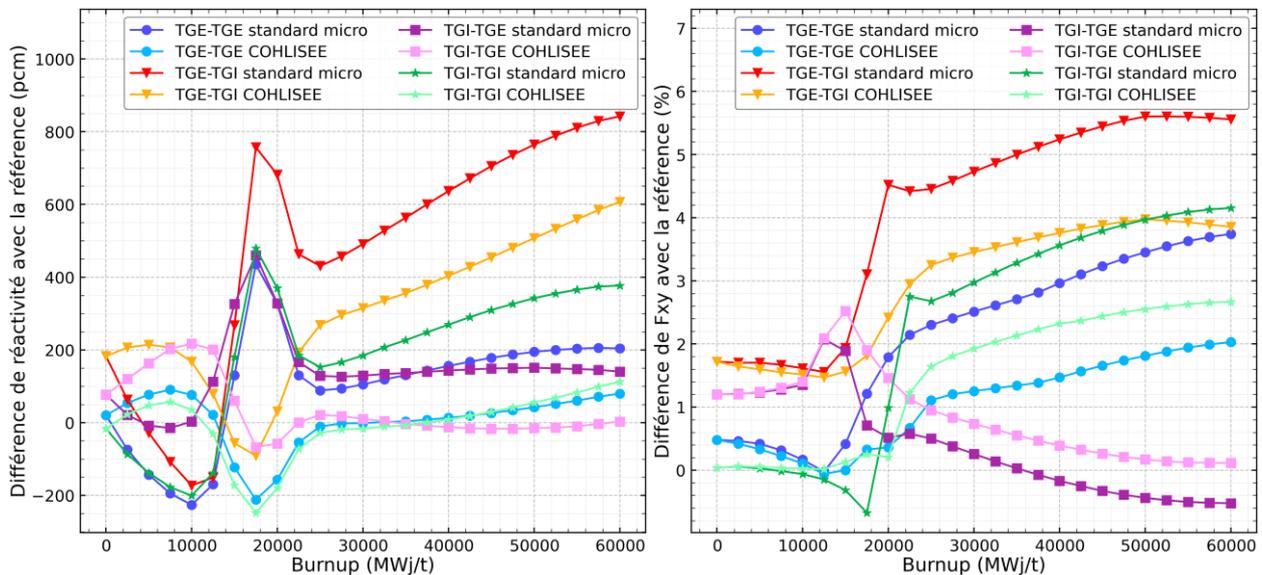


Figure 121 – Ecart avec la référence réseau pour des calculs de cluster G28-G32 en évolution TGI-TGE avec le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE. A gauche écarts de réactivité (en pcm), à droite écarts sur le facteur  $F_{xy}$  (en %).

Tableau 33 – Tableau récapitulatif des comparaisons entre COHLISEE et le schéma standard microscopique

Séquence	Ecarts de réactivité	Ecarts de $F_{xy}$	Remarque
<b>TGE-TGI</b>	Améliorations nettes sauf pour la configuration TGE-TGI jusqu'à 15 GWj/t. Biais résiduels supérieur à 200 pcm en configuration TGI-TGE.	Améliorations significatives après 15 GWj/t sauf pour la configuration TGE-TGI qui dégrade l'écart de $F_{xy}$ jusqu'à près de 1pt. Biais résiduel supérieurs à 3 % en TGI-TGE.	Effets de compensation affectant la configuration TGE-TGI.
<b>TGI-TGE</b>	Avant 15 GWj/t, améliorations uniquement pour TGE-TGE et TGI-TGI et dégradations notables pour les autres configurations. Après 15 GWj/t, toutes les configurations sont améliorées par COHLISEE. Biais résiduels supérieur à 200 pcm en configuration TGE-TGI.	Améliorations significatives après 15 GWj/t sauf pour la configuration TGE-TGI qui dégrade l'écart de $F_{xy}$ jusqu'à près de 1pt. Biais résiduel supérieurs à 3 % en TGI-TGE.	Résultats similaires à la séquence TGE-TGI car les assemblages jouent des rôles symétriques.
<b>TGI-TGI</b>	Améliorations très importantes pour toutes les configurations. Biais résiduels de l'ordre de 200 pcm pour les configurations TGE-TGI et TGI-TGE.	Améliorations significatives pour toutes les configurations. Biais résiduels de l'ordre de 2 % pour les configurations TGE-TGI et TGI-TGE.	Evolution dans une configuration proche du réseau infini.
<b>TGE-M-IN-10</b>	Après 15 GWj/t, améliorations très importantes pour toutes les configurations. Biais résiduels supérieurs à 200 pcm pour la configuration TGI-TGE.	Améliorations significatives après 15 GWj/t sauf pour la configuration TGE-TGI qui dégrade l'écart de $F_{xy}$ jusqu'à près de 1pt. Biais résiduel supérieurs à 2,5 % en TGI-TGE.	
<b>TGE-M-EX-10</b>	Avant 20 GWj/t, améliorations pour toutes les configurations sauf TGE-TGI. Pour la configuration TGE-TGI, il y a une dégradation jusqu'à 15 GWj/t puis une amélioration entre 15 GWj/t et 20 GWj/t. Après 20 GWj/t, les écarts entre les deux schémas sont faibles.	Pas de différences avant 15 GWj/t. Améliorations faibles pour toutes les configurations sauf TGE-TGI qui dégrade légèrement $\delta F_{xy}$ .	Faible historique d'insertion de grappe. Ruptures de pentes autour de 15 GWj/t.
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	Améliorations pour toutes les configurations sauf TGE-TGI qui dégrade légèrement les écarts entre 0 GWj/t et 12,5 GWj/t. A 15 GWj/t, les écarts de réactivité avec le schéma standard micro sont très élevés (entre 550 pcm et 800 pcm pour) pour toutes les configurations. La méthode COHLISEE limite $\delta\rho$ entre -100 pcm et +150 pcm à cet instant.	Pas de différences significatives jusqu'à 10 GWj/t. Entre 10 GWj/t et 20 GWj/t, les améliorations sont assez faibles pour toutes les configurations sauf pour TGE-TGI qui dégrade légèrement $\delta F_{xy}$ . Après 20 GWj/t, améliorations significatives pour toutes les configurations sauf TGI-TGE qui dégrade légèrement $\delta F_{xy}$ .	Effets de compensation pour les configurations TGE-TGI et TGI-TGE visibles sur la réactivité et la puissance.
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	Entre 0 GWj/t et 12,5 GWj/t, les configurations TGE-TGI et TGI-TGE dégradent légèrement les écarts A 15 GWj/t, les écarts de réactivité avec le schéma standard micro sont très élevés (entre 550 pcm et 700 pcm pour) pour toutes les configurations. La méthode COHLISEE limite $\delta\rho$ entre -50 pcm et +100 pcm à cet instant.	Améliorations faibles pour toutes les séquences. Biais résiduels supérieurs à 2 % pour les configurations TGE-TGI et TGI-TGE.	Oscillations des résultats similaires à la séquence d'insertion

Tableau 34 – Récapitulatif des écarts de réactivité, en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G32 (valeurs en pcm). Pour chaque configuration de grappe, la valeur de gauche correspond au schéma standard microscopique et la valeur de droite correspond à la méthode COHLISEE.

	TGE-TGE		TGE-TGI		TGI-TGE		TGI-TGI	
	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE
<b>TGE-TGI</b>	183	64	150	75	528	300	254	71
<b>TGI-TGE</b>	172	53	509	314	147	54	249	59
<b>TGI-TGI</b>	323	18	472	166	497	143	430	20
<b>TGE-M-IN-10</b>	96	41	152	64	405	266	161	51
<b>TGE-M-EX-10</b>	75	35	164	151	267	204	74	41
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	142	29	384	246	217	66	199	45
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	100	39	258	151	244	121	136	71

Tableau 35 – Récapitulatif des écarts de  $F_{xy}$ , en valeur absolue, moyennées sur l'ensemble de l'évolution pour le cluster G28-G32 (valeurs en %). Pour chaque configuration de grappe, la valeur de gauche correspond au schéma standard microscopique et la valeur de droite correspond à la méthode COHLISEE.

	TGE-TGE		TGE-TGI		TGI-TGE		TGI-TGI	
	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE	micro	COHLISEE
<b>TGE-TGI</b>	2,31	1,22	0,81	0,93	4,02	2,84	2,38	1,54
<b>TGI-TGE</b>	2,14	1,06	4,11	2,97	0,67	0,87	2,36	1,47
<b>TGI-TGI</b>	0,62	0,15	2,64	1,94	2,59	1,84	0,80	0,05
<b>TGE-M-IN-10</b>	1,87	0,98	0,91	1,17	3,58	2,73	1,29	0,66
<b>TGE-M-EX-10</b>	0,62	0,53	1,88	1,94	2,64	2,42	0,10	0,05
<b>M-IN-10-M-EX-10</b>	1,27	0,47	3,33	2,55	1,19	1,36	0,77	0,18
<b>P-IN-5-P-EX-5</b>	0,34	0,15	2,31	2,05	2,11	1,91	0,50	0,07

La figure 122 compare deux distributions d'écarts relatifs de concentration en  $^{155}\text{Gd}$  à 15 GWj/t et lors d'une évolution TGE-TGI. La figure de gauche est obtenue avec le schéma standard microscopique (min=3,6 %, max=31,3 % et écart-type=7,4 %) et la figure de droite avec la méthode COHLISEE (min=6,4 %, max=24,5 % et écart-type=5,3 %). On observe que dans les deux cas, les écarts les plus importants sont portés par l'assemblage G28 qui évolue sans grappe. Bien que la concentration soit surestimée par les deux calculs, la méthode COHLISEE fournit des écarts plus faibles par rapport au calcul étalon déterministe.

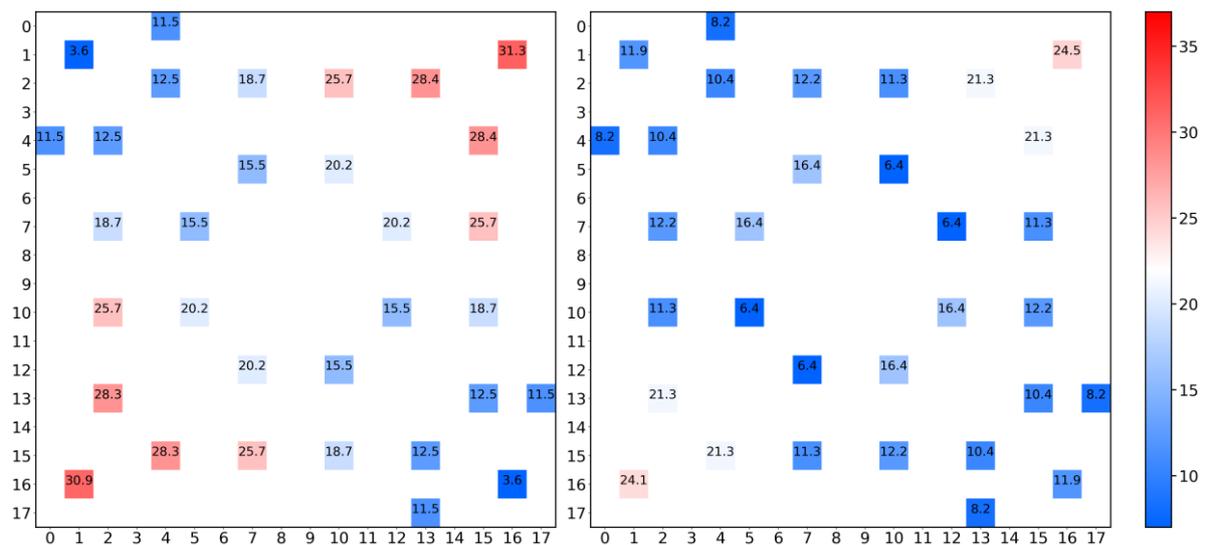


Figure 122 – Ecarts relatifs (en %) de concentration en  $^{155}\text{Gd}$  pour le cluster G28-G32 à 15 GWj/t en évolution TGE-TGI. A gauche, le schéma standard microscopique et à droite, la méthode COHLISEE.

### VI.3.2.3 Bilan de la validation sur un cluster 2x2

L'étude de séquence d'insertion de grappes sur un cluster 2x2 permet d'effectuer une validation numérique de la méthode COHLISEE en comparaison avec les schémas standards macroscopique et microscopique. Les calculs d'évolution sans insertion de grappes (TGE-TGE) montrent que tous les schémas sont affectés par des biais numériques importants sur la réactivité et la distribution de puissance, dans les configurations générant de forts gradients de flux inter-assemblages. Ces écarts existent à burnup nul et sont une conséquence de la construction des bibliothèques de sections efficaces en réseau infini pour chaque type d'assemblage (calcul d'équivalence compris).

L'étape de validation est menée sur deux clusters 2x2 en 2D (G28-G0 et G28-G32) où les grappes sont insérées simultanément dans les assemblages de même type. L'étude approfondie des séquences d'évolution TGE-TGI et TGI-TGE permet d'identifier des comportements singuliers pour des historiques d'insertion de grappes élevés. La comparaison des résultats obtenus avec le schéma standard macroscopique et ceux du calcul de référence montre que les écarts observés sont très élevés notamment après 20 GWj/t. Les différences entre le schéma standard microscopique et la méthode COHLISEE varient beaucoup selon le burnup et l'historique d'insertion des grappes du fait de compensations et de la méthode de génération des sections efficaces. Avant l'épuisement du Gd, on peut observer des configurations de grappes où ponctuellement la réactivité issue du calcul standard micro est plus proche de la référence que celle obtenue avec la méthode COHLISEE, bien que les résultats obtenus avec COHLISEE soient globalement meilleurs. Après l'épuisement du Gd (généralement après 15 GWj/t),  $\delta\rho$  est toujours plus faible avec la méthode COHLISEE malgré des biais résiduels élevés dans certaines configurations. Les écarts de distributions de puissance entre les deux calculs sont généralement très faibles avant l'épuisement du Gd. Après 15 GWj/t, les valeurs de  $\delta F_{xy}$  sont, le plus souvent, plus faibles avec COHLISEE même s'il existe certaines configurations où la valeur de  $F_{xy}$  est plus proche de la référence avec le schéma standard microscopique.

En conclusion, le schéma standard microscopique corrige une grande partie des effets d'historique non modélisés par le schéma standard macroscopique mais certains biais numériques, induits par la présence de poisons consommables, persistent. Dans le cadre de calculs de cluster 2x2 évolués avec des séquences d'insertion de grappes, la méthode hybride de correction COHLISEE permet globalement de diminuer les biais numériques non-corrigés par le schéma standard microscopique bien que dans certaines situations particulières les résultats soient comparables à ceux obtenus avec un schéma en évolution microscopique.

## VI.4 Evaluation de COHLISEE sur un calcul de cœur complet

Le calcul d'évolution d'un petit cœur de REP en 3D piloté par des grappes de contrôle est l'objectif final de la mise en place du schéma de calcul en deux étapes. Dans cette section, nous considérons le petit cœur de REP sans bore soluble défini en III.3.3. La modélisation avec le code APOLLO3® repose sur l'utilisation d'un maillage axial de 4 cm et d'un critère de convergence de 30 pcm pour l'atteinte de la criticité. Trois calculs différents sont réalisés avec les schémas présentés précédemment : le schéma standard macroscopique, le schéma standard microscopique et la méthode hybride COHLISEE qui couple une évolution microscopique et un indicateur de correction des effets d'historique de spectre.

Il n'existe pas de calcul de référence identifié pour ce calcul 3D du cœur en évolution intégrant des itérations sur l'insertion des groupes de pilotage. Les étapes de validation effectuées en VI.2 et VI.3, ont permis de confirmer la précision supplémentaire apportée par la méthode COHLISEE pour des motifs d'assemblage seul et de cluster 2x2, contenant des poisons consommables. Ainsi, dans cette étude, l'analyse des résultats consiste donc à comparer le calcul réalisé avec la méthode COHLISEE aux autres calculs pour évaluer l'apport de cette correction supplémentaire à l'échelle d'un cœur complet en évolution.

Les comparaisons des trois calculs portent sur plusieurs aspects :

- la longueur de cycle (cf. sous-section VI.4.1) ;
- la position des grappes de contrôle (cf. sous-section VI.4.2) ;
- la réactivité et l'efficacité totale d'insertion des groupes de grappes pour des configurations imposées (cf. sous-section VI.4.3) ;
- les distributions de puissance (cf. sous-section VI.4.4) ;
- le bilan matière (cf. sous-section VI.4.5).

### VI.4.1 Longueur de cycle

La longueur de cycle détermine la durée de fonctionnement du cœur dans la limite de sa réactivité et de ses moyens de pilotage. Le cœur de REP étudié fonctionne sans fractionnement de rechargement de son combustible (*single-batch*). La fin de cycle est considérée atteinte lorsque la réactivité du cœur en configuration TGE (tous les groupes de grappes sont extraits) est inférieure à 100 pcm. Les pas d'évolution utilisés étant faibles (100 MWj/t), aucune méthode d'interpolation pour la recherche de la fin de cycle n'a été implémentée. Les longueurs de cycle présentées dans le tableau 36 montrent qu'il existe un écart significatif entre le schéma standard macroscopique (731 jepp) et les autres schémas (environ 750 jepp). La différence de longueur de cycle entre les deux autres calculs est plus faible (200 MWj/t = 6 jepp).

Tableau 36 – Longueurs de cycle issues des trois calculs d'évolution du cœur de benchmark.

	Standard macroscopique	Standard microscopique	COHLISEE
Longueur de cycle (MWj/t)	25600	26400	26200
Longueur de cycle (jepp)	731	754	748

### VI.4.2 Cotes d'insertion des groupes de pilotage

Quel que soit le schéma utilisé, les cœurs sont rendus critiques avant chaque calcul d'évolution en effectuant des itérations sur l'insertion des groupes de grappes (critère de convergence de  $\pm 30$  pcm avec des mailles axiales de 4 cm). Le mode de pilotage utilisé pour ces calculs est un mode d'insertion avec recouvrement du groupe N+1 sur le groupe N à la moitié du cœur. Afin d'atteindre le critère de convergence sans redécoupage axial des mailles, le groupe N peut s'insérer d'un pas vertical avant le groupe N+1. La recherche de criticité est optimisée par un algorithme d'interpolation-extrapolation utilisant les deux ou trois dernières positions calculées et les réactivités associées.

Pour comparer différents résultats obtenus, on s'intéresse à la somme des cotes d'insertion de groupes de grappes, variant de 0 cm à 1800 cm, et appelée cote cumulée. La cote critique des groupes de contrôle à chaque pas est sensible au schéma de calcul utilisé (cf. figure 123). En effet, il y a une différence notable entre le calcul effectué avec le schéma standard macro et les deux autres calculs, très proches. Le maximum d'insertion des grappes est atteint à 6100 MWj/t (cote cumulée à 1680 cm) avec le schéma standard macro, à 6850 MWj/t (1632 cm) avec le schéma standard micro, et à 6700 MWj/t (cote cumulée à 1632 cm) avec la méthode COHLISEE.

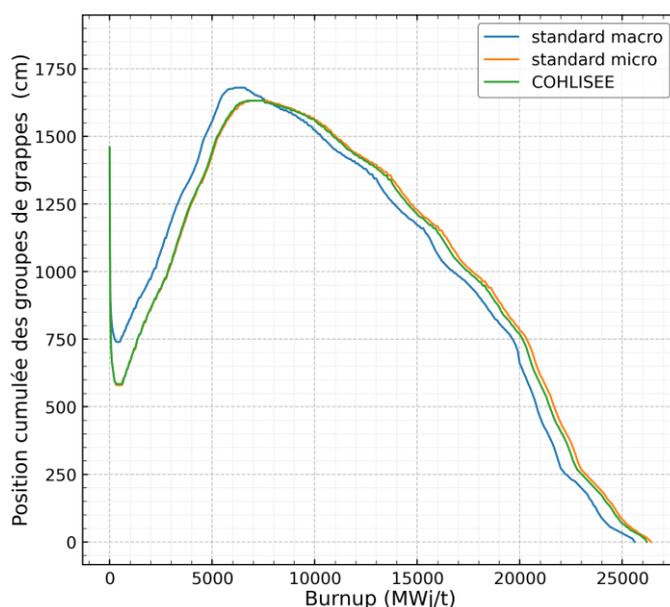


Figure 123 – Position cumulée des groupes de grappes en évolution pour les différents schémas de calcul.

### VI.4.3 Réactivités

La comparaison de la réactivité entre les différents calculs doit être effectuée à burnup global équivalent et pour la même cote d’insertion des groupes de pilotage. Les comparaisons de réactivité portent sur les configurations TGE et TGI, ce qui permet de calculer une efficacité totale des groupes de pilotage. Les écarts de réactivité atteignent plusieurs centaines de pcm entre les schémas standards micro et macro. Les différences entre les schémas utilisant un modèle d’évolution microscopique sont plus faibles mais dépassent la centaine de pcm en fin de cycle.

Tableau 37 – Comparaisons des  $k_{\infty}$ TGE et TGI et de l’efficacité totale des grappes de contrôle selon le schéma de calcul utilisé. Les nombres entre parenthèses sont les différences de réactivité (en pcm) calculées par rapport à la colonne précédente dans le tableau. Le schéma standard microscopique est comparé au schéma standard macroscopique et COHLISEE est comparé au schéma standard microscopique.

Burnup global	Grandeur comparée	Standard macroscopique	Standard microscopique	COHLISEE
5 GWJ/t	$k_{eff}$ TGE	1,08111	1,07096 (-877)	1,07174 (+68)
	$k_{eff}$ TGI	0,98021	0,97405 (-645)	0,97472 (+71)
	Efficacité totale (pcm)	9521	9290 (-231)	9287 (-3)
10 GWj/t	$k_{eff}$ TGE	1,08071	1,08031 (-34)	1,07975 (-48)
	$k_{eff}$ TGI	0,98459	0,98640 (+186)	0,98616 (-25)
	Efficacité totale (pcm)	9033	8812 (-221)	8789 (-23)
15 GWJ/t	$k_{eff}$ TGE	1,06093	1,06224 (+116)	1,06103 (-107)
	$k_{eff}$ TGI	0,97260	0,97638 (+398)	0,97555 (-87)
	Efficacité totale (pcm)	8560	8278 (-282)	8252 (-20)
20 GWj/t	$k_{eff}$ TGE	1,03516	1,03950 (+403)	1,03796 (-143)
	$k_{eff}$ TGI	0,95613	0,96111 (+542)	0,96019 (-100)
	Efficacité totale (pcm)	7985	7846 (-139)	7810 (-36)
25 GWj/t	$k_{eff}$ TGE	1,00611	1,01271 (+648)	1,01120 (-147)
	$k_{eff}$ TGI	0,93417	0,93986 (+648)	0,93877 (-124)
	Efficacité totale (pcm)	7654	7654 (0)	7630 (-24)

## VI.4.4 Distributions de puissance

Afin de comparer simplement les trois calculs, nous utilisons des facteurs de puissance à l'échelle du cœur ( $F_{xy}$ ,  $F_z$ ,  $FQ$ ,  $F\Delta H$  et  $AO$  définis en Annexe C). Ces facteurs permettent de quantifier les hétérogénéités spatiales de la puissance dans le cœur. Ils sont obtenus à partir des calculs à cote critique et intègrent donc la différence d'insertion des grappes existant entre les schémas. La figure 124 montre l'évolution des quatre facteurs de puissance étudiés selon le schéma de calcul utilisé. On observe à nouveau des différences importantes lors de l'utilisation du schéma standard macroscopique, par comparaison aux autres schémas. La différence de longueurs de cycle entre les trois calculs rend délicate la comparaison à burnup global identique. En effet, on remarque que certains maximums locaux apparaissent plus tardivement avec les schémas utilisant un modèle d'évolution microscopique. Une comparaison numérique plus détaillée des valeurs de fin de cycle est proposée dans le tableau . On observe que les valeurs du facteur  $F_{xy}$  sont peu sensibles au schéma utilisé. Les valeurs de fin de cycle obtenues pour les facteurs  $F_z$ ,  $FQ$  et  $AO$  sont plus faibles avec le schéma standard micro. Les différences entre la méthode COHLISEE et le schéma standard micro atteignent quelques pourcents sur les facteurs  $F_z$  et  $FQ$  et près de 10 % sur l'axial-offset.

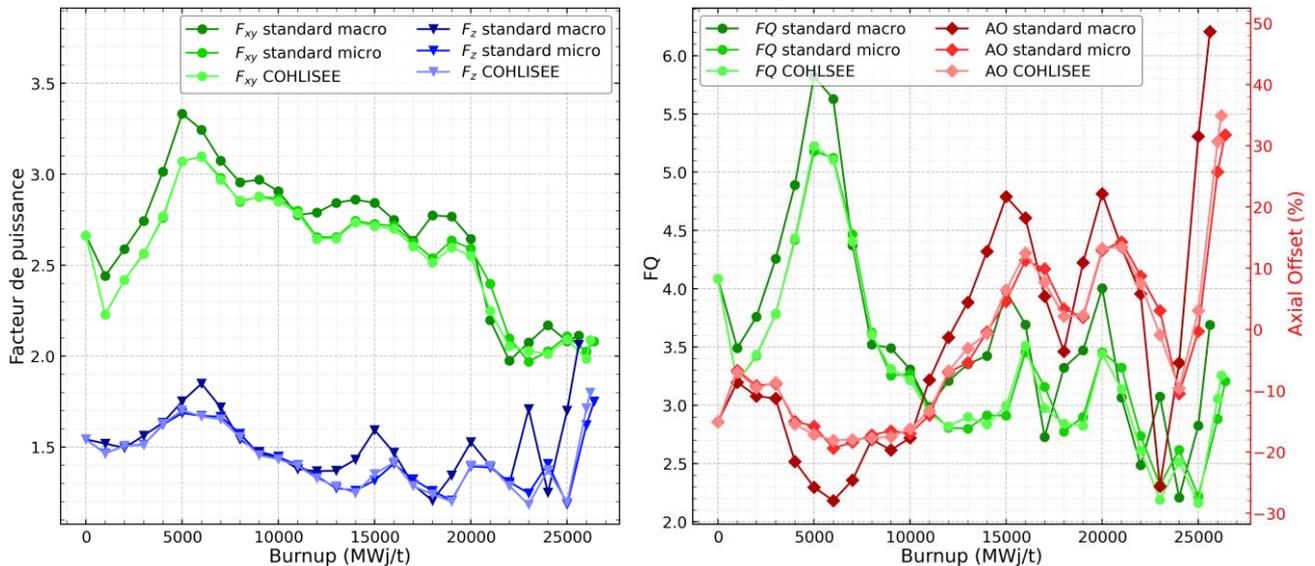


Figure 124 – Evolution des facteurs de puissance en configuration critique selon le type de calcul.  
A gauche  $F_{xy}$  et  $F_z$  et à droite  $FQ$  et  $AO$ .

Tableau 40 – Comparaison des facteurs de puissance en fin de cycle selon le schéma de calcul utilisé. Les grappes sont complètement extraites à la fin du cycle.

	Standard macroscopique	Standard microscopique	COHLISEE
$F_{xy}$	2,11	2,08 (-1,42 %)	2,09 (0,48 %)
$F_z$	2,06	1,75 (-15,0 %)	1,80 (2,86 %)
$FQ$	3,69	3,21 (-13,0 %)	3,26 (1,56%)
$AO$ (%)	48,6	31,8 (-34,6 %)	34,9 (9,75 %)

Sur l'ensemble du cycle, les différences sont très faibles entre les résultats obtenus avec la méthode COHLISEE et ceux obtenus avec le schéma standard microscopique. En effet, les indicateurs étudiés fournissent un comportement global du cœur et ne traduisent pas nécessairement les différences locales pouvant exister. Une étude plus fine des différences entre les deux calculs utilisant une évolution microscopique a été effectuée. Pour cette étude, nous considérons un burnup global de 25 GWj/t car il s'agit du dernier point commun à tous les

calculs. Tous les groupes de contrôle sont retirés (TGE) afin de pouvoir comparer les distributions de puissance à configuration de grappes identique. La figure 125 présente les évolutions axiales des facteurs  $F_{xy}(z)$  et  $P(z)$  selon le schéma utilisé. Les différences sur  $P(z)$  sont faibles car il s'agit d'un indicateur moyen par tranche axiale. On observe que la puissance est surtout développée dans la partie haute du cœur, avec un *axial-offset* d'environ 55 %. Les différences de  $F_{xy}(z)$  sont nettes entre les trois schémas. Le schéma standard macroscopique donne systématiquement l'évaluation la plus faible du facteur d'hétérogénéité radiale  $F_{xy}(z)$ . A 170 cm (maximum de  $P(z)$ ),  $F_{xy}(z = 170 \text{ cm})$  vaut 1,90 avec le schéma standard microscopique et 1,86 (-2%) avec la méthode COHLISEE.

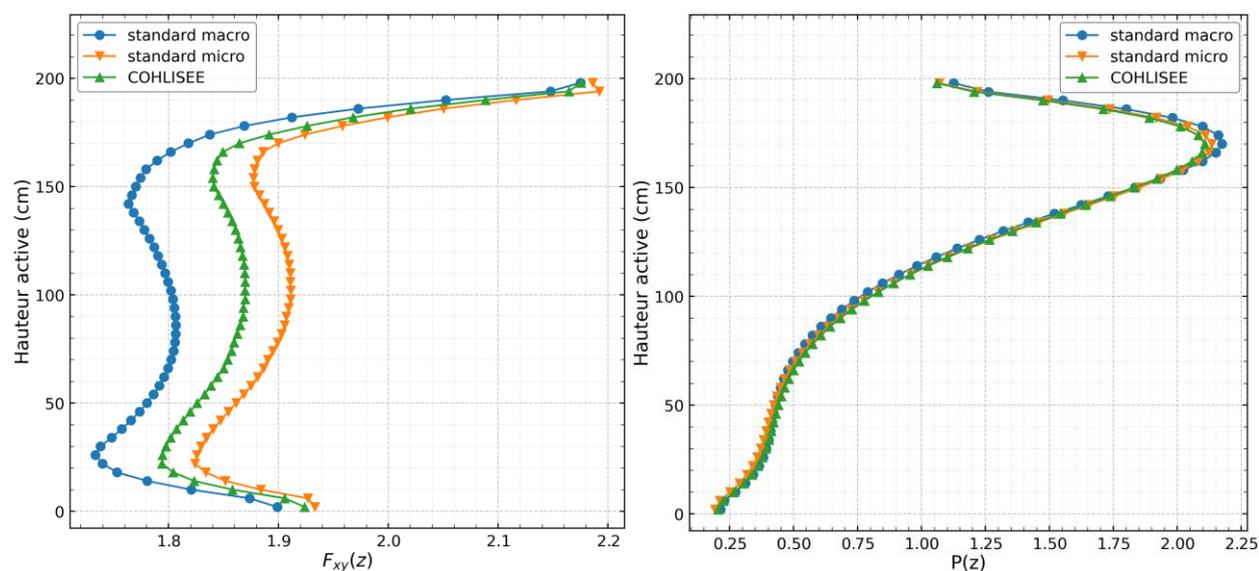


Figure 125 – Comparaison de facteurs de puissance entre les calculs standards et la méthode COHLISEE. A gauche évolution du facteur  $F_{xy}(z)$ , à droite évolution de  $P(z)$ .

La figure 126 présente une comparaison des puissances locales (la maille est une cellule de hauteur 4 cm) en configuration TGE à 25 GWj/t. Les histogrammes représentent la répartition des écarts relatifs (figure de gauche) et absolus (figure de droite) entre la puissance issue de COHLISEE et celle issue du schéma standard microscopique, en échelle logarithmique. La distribution des écarts relatifs montre que la majeure partie des écarts sont compris entre -2,5 % et 7,5 % et que les écarts minimums vont jusqu'à -11,5 %. L'histogramme des absolus met en évidence la faible valeur de l'écart maximum +18,8 W à comparer avec la valeur moyenne de la puissance dans une maille : 474 W. La comparaison des deux histogrammes est intéressante car elle permet de réaliser que les écarts absolus les plus importants correspondent aux écarts relatifs négatifs les plus faibles. Ces histogrammes permettent de donner une quantification du nombre de mailles portant les écarts les plus importants :

- 0,80 % des mailles portent une différence de puissance inférieure à -50 W (ou inférieure à -2,94 %) ;
- 3,83 % des mailles portent une différence de puissance inférieure à -25 W (ou inférieure à -2,08 %).

Afin de situer ces écarts dans le cœur, nous étudions la figure 127 qui présente les écarts relatifs sur les nappes de  $F\Delta H$  entre les deux calculs. Le facteur  $F\Delta H$  est un indicateur de la puissance intégrée sur toute la hauteur active. La comparaison permet de positionner radialement les crayons dont la puissance totale développée est le plus influencée par le changement de schéma. Les résultats montrent que les valeurs négatives sont atteintes dans les assemblages porteurs des groupes de pilotage. Les groupes 1 à 4 sont particulièrement visibles car ils ont un historique d'insertion plus important que les groupes 5 à 9. Lorsqu'on considère uniquement le quart supérieur du cœur, les écarts de puissances intégrées axialement sont encore plus importants. On note des écarts

locaux supérieurs à 5 % en valeur absolue sur les crayons Gd (cf. figure 128 à gauche). La figure de droite représente les écarts absolus dans la même partie du cœur (quart supérieur).

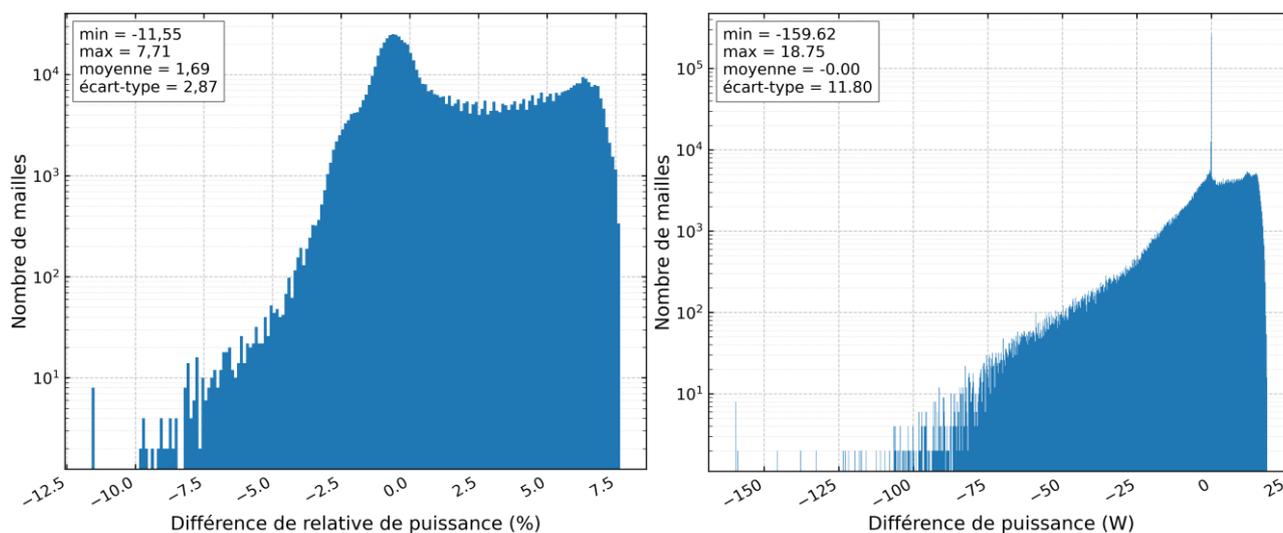


Figure 126 – Histogrammes des écarts de puissance en configuration TGE entre la méthode COHLISEE et le schéma standard microscopique. Le burnup global du cœur est de 25 GWj/t. Echelle verticale logarithmique. A gauche, les écarts relatifs et à droite les écarts absolus.

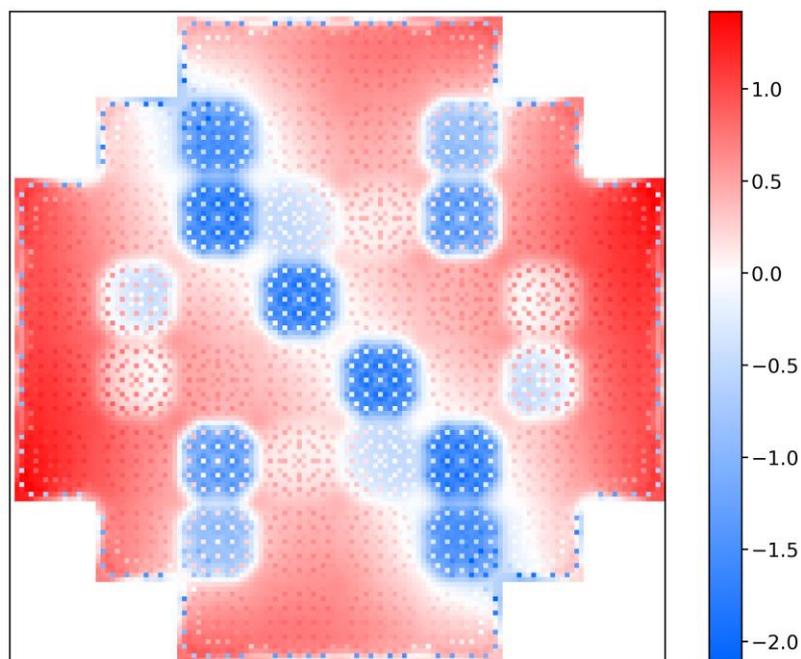


Figure 127 – Ecart relatif (%) de  $F\Delta H(x, y)$  entre le calcul avec la méthode COHLISEE et le schéma standard microscopique.

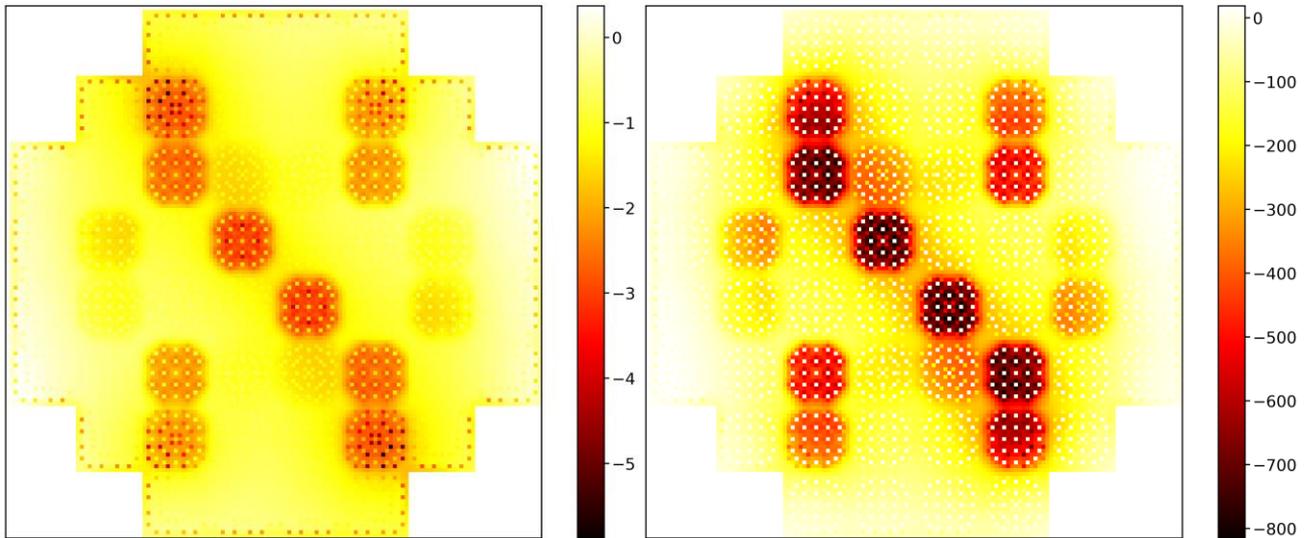


Figure 128 – Nappes d'écarts de puissances intégrées entre 150 cm et 200 cm (haut du cœur). A gauche écarts relatifs (en %) et à droite, écarts absolus (en W).

#### VI.4.5 Bilan matière et burnup

Pour quantifier les différences de bilan matière selon le schéma de calcul utilisé, nous comparons la quantité totale en réacteur des principaux actinides au dernier point de calcul commun entre les trois calculs. Le tableau 38 présente les bilans matière de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$  à 25 GWj/t. Les isotopes fissiles du plutonium sont sous-évalués par le schéma standard macroscopique de plus de 5 %, par rapport au schéma standard microscopique. Les différences sont globalement faibles entre COHLISEE et le schéma standard microscopique avec moins de 1 % de différence sur les isotopes étudiés. Ce dernier résultat peut être expliqué par l'utilisation commune du modèle d'évolution microscopique. De plus, à l'échelle du cœur, seuls 20 assemblages sur 52 contiennent une grappe de contrôle dont l'insertion n'est pas permanente au cours du cycle. Les mailles axiales d'assemblages ayant le plus fort taux d'insertion de grappe développent peu de puissance et n'atteignent pas des burnup de décharge élevés en fin de cycle. La distribution des burnup moyens par crayon lors d'un calcul de fin de cycle avec la méthode COHLISEE est présentée en figure 129. Les assemblages des groupes 1 à 6 sont différenciables par les valeurs plus faibles de burnup moyen par rapport à leurs proches voisins.

Tableau 38 – Comparaison de la masse totale (en kg) des principaux isotopes à 25 GWj/t.

	Standard macroscopique	Standard microscopique	COHLISEE
$^{235}\text{U}$	278,54	281,68 (+1,13 %)	281,71 (+0,01 %)
$^{238}\text{U}$	12037,03	12029,61 (-0,06 %)	12029,38 (0 %)
$^{239}\text{Pu}$	63,35	66,78 (+5,41 %)	66,88 (+0,15 %)
$^{240}\text{Pu}$	18,883	19,31 (+2,26 %)	19,44 (0,67 %)
$^{241}\text{Pu}$	10,84	11,47 (+5,81 %)	11,45 (-0,17 %)
$^{242}\text{Pu}$	3,06	3,10 (+1,31 %)	3,09 (-0,32 %)

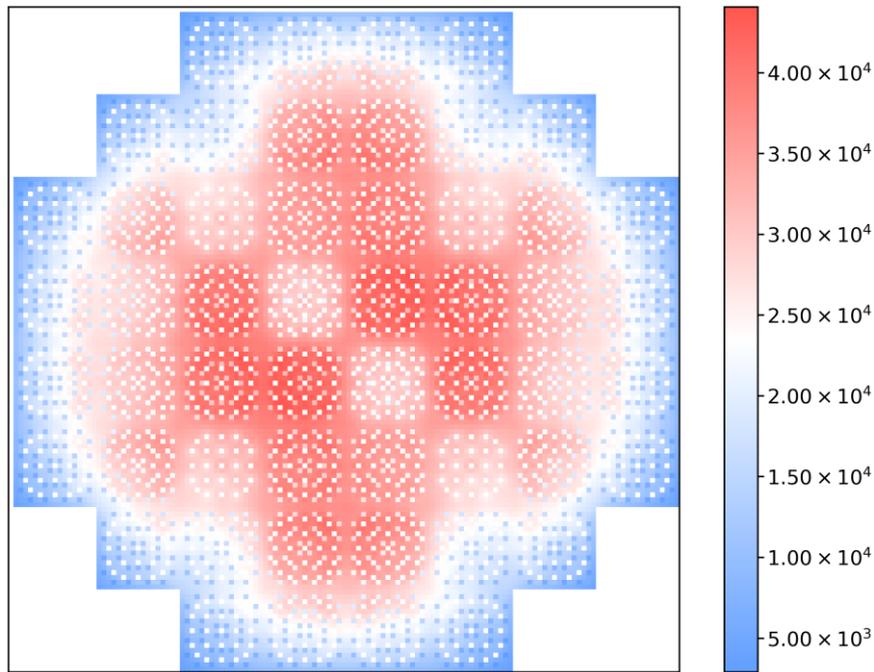


Figure 129 – Burnup moyen par crayon lors du calcul de cœur en fin de cycle avec la méthode COHLISEE.

#### VI.4.6 Bilan de l'évaluation comparée sur un cœur complet

La comparaison des calculs de cœur complet évoluant réalisés avec trois schémas différents a permis de quantifier séparément l'apport d'un modèle d'évolution microscopique et d'une méthode de correction des effets d'historique de spectre. Cette étude a montré que les écarts entre le modèle d'évolution microscopique et macroscopique sont importants sur toutes les grandeurs considérées (longueurs de cycle, réactivité, efficacité des grappes, bilan matière, etc.). A l'échelle du cœur complet, les différences issues de l'utilisation de la méthode COHLISEE, par rapport au schéma standard microscopique, sont faibles mais non négligeables, notamment concernant les distributions de puissance cellule par cellule.

#### VI.5 Pistes d'améliorations de la méthode COHLISEE

La V&V numérique de la méthode COHLISEE a conduit à identifier des biais résiduels, tels que nous les avons décrits dans les sections précédentes. Dans cette section, nous proposons une analyse plus poussée des effets dynamiques en évolution, suite à des mouvements de grappe dans un assemblage. Nous considérons les résultats des calculs en réseau infini pour les assemblages G0 et G28 lors des séquences TGE, TGI et C-IN-5-15. Pour une cellule donnée, une interpolation en burnup nous permet d'étudier, à configuration de grappe identique pour le calcul de reprise, l'évolution des sections efficaces en fonction du burnup. Afin de cibler la dynamique d'évolution, nous définissons  $\sigma_\rho^{norm}$  la section efficace normalisée pour une réaction  $\rho$  donnée, telle que :

$$\sigma_\rho^{norm} = \frac{\sigma_\rho - \sigma_\rho^{TGI}}{\sigma_\rho^{TGE} - \sigma_\rho^{TGI}} \quad (VI.1)$$

Ainsi, de manière similaire à la normalisation de l'indicateur de spectre en cœur avec la méthode COHLISE, la section  $\sigma_{\rho}^{TGE}$  est ramenée à 0 et la  $\sigma_{\rho}^{TGI}$  est ramenée à 1. On se retrouve avec  $\sigma_{\rho}$  qui, lors du calcul d'évolution en séquence, varie entre 0 et 1. La figure 130 présente l'évolution, lors de la séquence C-IN-5-15, des sections efficaces microscopiques normalisées d'absorption des isotopes  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  pour les assemblages G0 et G28, en configuration TGE. On observe deux régimes transitoires : de 5 GWj/t à 15 GWj/t l'insertion de la grappe et à partir de 15 GWj/t l'extraction de la grappe. Chaque isotope suit une évolution caractéristique légèrement différente de celle des autres. Les différences sont d'autant plus marquées après l'extraction. L'assemblage G28 se démarque de l'assemblage G0, par l'évolution de la section efficace de  $^{239}\text{Pu}$  aux alentours de 15 GWj/t (épaulement des poisons consommables). Ces résultats semblent nous indiquer qu'on ne peut pas trouver un indicateur « parfait » qui suivrait fidèlement le comportement de tous les isotopes en même temps.

La figure 131 présente la corrélation de la section efficace normalisée d'absorption thermique avec le paramètre HG, calculé par normalisation de l'indicateur PU. On observe une tendance générale à suivre la droite d'équation  $y = x$ , notamment pour le  $^{239}\text{Pu}$ . Cependant, l'écart peut devenir important pour certains isotopes comme le  $^{240}\text{Pu}$ . On remarque que pour tous les isotopes les courbes ne sont pas confondues et donc qu'une insertion de grappes n'est pas équivalente à une extraction de grappe. Ces résultats peuvent donc nous donner une idée de l'erreur commise, lors du calcul de cœur, lorsqu'on interpole HG entre 0 et 1.

Ces éléments, ainsi que les biais résiduels observés lors de la validation, montrent qu'il existe des pistes d'amélioration potentielles pour la méthode COHLISEE. Nous allons les décrire brièvement dans cette section.

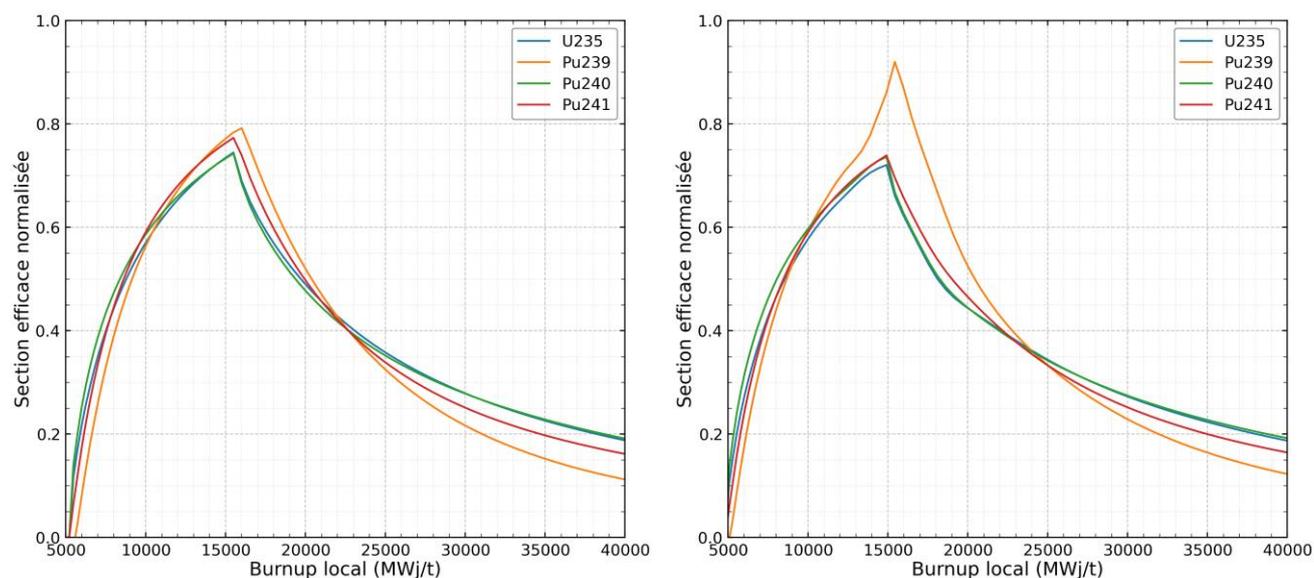


Figure 130 – Evolution de la section efficace d'absorption normalisée en fonction du burnup pour une séquence C-IN-5-15 dans la cellule n°10. A gauche assemblage G0 et à droite assemblage G28.

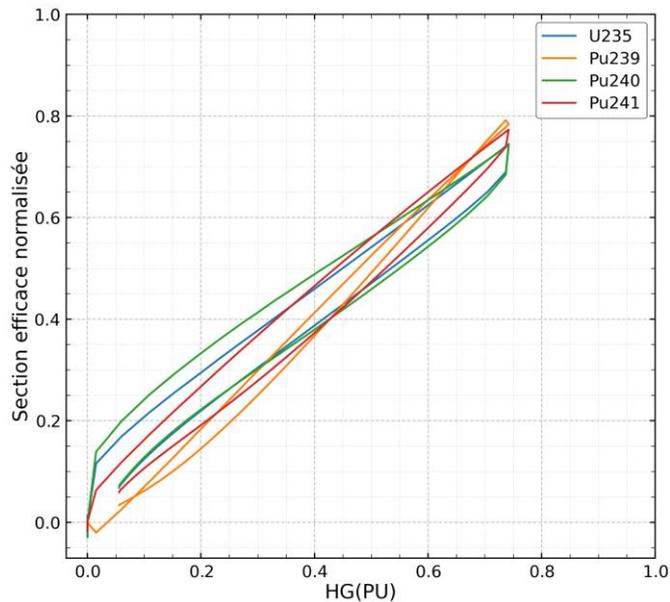


Figure 131 – Corrélation de la section efficace normalisée avec le paramètre HG, calculé par normalisation de PU. Assemblage G0 en évolution C-IN-5-15.

### VI.5.1 Points de paramétrages supplémentaires pour HG

Comme évoqué ci-dessus, plusieurs indices laissent penser que l'interpolation linéaire entre les points HG=0 et HG=1 ne tient pas suffisamment compte des effets dynamiques différents entre une insertion et une extraction de grappes. Une piste d'amélioration de COHLISEE pourrait consister à utiliser des séquences particulières pour la construction de MPO3 et où le signe de HG pourrait indiquer si la grappe a été insérée ou extraite. Le développement de ce type de méthode soulève plusieurs problèmes :

- Comment choisir les séquences permettant la construction des bibliothèques ? Quelles seraient les dépendances du choix des séquences vis-à-vis du type d'assemblage modélisé ?
- La mise à jour du paramètre HG doit tenir compte du proche historique d'insertion de la grappe dans chaque assemblage, ce qui complexifie l'implémentation à l'échelle d'un cœur complet ;
- Le coût de calcul de la préparation des bibliothèques de sections efficaces est directement proportionnel au nombre de calculs d'évolution réalisés.

### VI.5.2 Choix de l'indicateur d'historique de spectre

Comme nous avons pu l'observer en sous-section VI.2.3, la précision de la méthode est influencée par le choix de l'indicateur d'historique de spectre. Le choix de l'indicateur PU peut être critiqué et la recherche d'un indicateur plus performant pourrait constituer une piste raisonnable d'amélioration. Par exemple, il pourrait être envisageable de mettre en place une méthode permettant de tester et de comparer la précision d'un grand nombre d'indicateurs de spectre. Le déploiement d'une méthode de type *machine learning* est une voie possible pour la recherche d'un indicateur optimal.

Le paramétrage des sections efficaces en cœur est dépendant de la maille de calcul. Dans chaque maille, les sections efficaces de tous les isotopes sont interpolées avec le même jeu de paramètres. Dans le cadre de la modélisation des effets d'historique de spectre, il pourrait être intéressant d'être capable d'affecter une valeur différente de HG pour un certain nombre d'isotopes particuliers (par exemple  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  et  $^{242}\text{Pu}$ ).

### VI.5.3 Calcul de flux en cœur

La validation de la méthode COHLISEE a été effectuée avec le solveur MINOS en considérant deux groupes d'énergie pour les neutrons. Les sections efficaces utilisées en cœur ont été agrémentées de coefficients d'équivalence SPH (méthode de normalisation Selengut). Dans la méthode COHLISEE, les évolutions TGE et TGI réalisées pour construire MPO3 présentent des différences de spectre importantes. On peut se questionner sur la pertinence d'un modèle d'interpolation linéaire des sections efficaces entre les points HG=0 et HG=1. Il pourrait être intéressant d'effectuer des comparaisons de différentes méthodes de calcul de flux pour des valeurs de paramètre d'historique intermédiaires (par exemple HG proche de 0,5 avec une séquence M-EX) en augmentant le nombre de groupes d'énergie et en utilisant une méthode numérique de résolution plus raffinée. Par exemple, des calculs de validation en réseau infini pourraient être réalisés avec une méthode  $S_N$  avec le solveur MINARET et les calculs de cœur complet avec une méthode  $SP_3$  avec le solveur MINOS.

### VI.5.4 Modèle de fuites

Comme évoqué lors du bilan VI.2.5, le processus de V&V de COHLISEE a été réalisé sans la prise en compte d'un modèle de fuites lors de la préparation des sections efficaces à l'étape réseau. La généralisation de la validation de la méthode COHLISEE passe par l'intégration d'un modèle de fuites lors des calculs en réseau infini. Le processus de validation via des motifs d'assemblage et de cluster en réseau infini doit être adapté pour s'assurer de la pertinence des comparaisons effectuées entre les calculs à l'étape cœur et les calculs de référence à l'étape réseau.

## VI.6 Conclusion partielle

La vérification et la validation numérique de la méthode COHLISEE ont été réalisées à travers des motifs 2D d'assemblages seuls ou de cluster 2x2. La vérification a montré que l'implémentation de la méthode n'introduit pas de biais supplémentaires lorsqu'on impose le paramètre de grappe HG. Lorsque le paramètre est calculé dynamiquement, de faibles écarts peuvent apparaître en fonction de l'indicateur de spectre utilisé notamment en présence de poisons consommables gadoliniés. La validation de la méthode COHLISEE a été effectuée par comparaison systématique avec un calcul de référence effectué en réseau infini (calcul étalon déterministe) et évolué avec la séquence d'insertion de grappe adéquate. Pour chaque séquence étudiée, des calculs de cœur ont été réalisés avec les schémas standards macroscopique et microscopique (utilisant des bibliothèques de sections efficaces évoluées en configuration TGE) et permettent de mettre en évidence les gains de précision obtenus avec la méthode COHLISEE.

L'étude des effets d'historique d'insertion de grappes avec un schéma standard macroscopique a révélé des écarts très importants pour toutes les séquences étudiées. D'après les résultats des études réalisées en assemblage et en cluster 2x2, l'utilisation de ce schéma n'est pas recommandée pour modéliser de tels phénomènes. L'étude spécifique de l'assemblage G28 avec des séquences marche, créneau et quelconque a révélé que la présence de poisons consommables génère des biais en réactivité très importants avec les schémas standards. Bien que le modèle d'évolution microscopique permette une amélioration sensible des résultats en comparaison d'un modèle macroscopique, l'utilisation de la méthode hybride COHLISEE corrige des biais supplémentaires.

Les calculs de vérification en cluster 2x2 ont montré qu'il existe des biais en réactivité et en puissance importants, notamment à burnup nul. Ces biais s'expliquent par la génération des sections efficaces et des coefficients d'équivalence en réseau infini. La validation numérique à l'échelle d'un cluster 2x2 en 2D a montré l'apport de la méthode COHLISEE dans la plupart des configurations, malgré l'existence de compensations de biais pouvant affecter la réactivité selon la disposition des grappes. Les calculs de clusters 2x2 évoluant avec des séquences de grappes constituent des situations plus perturbées que des calculs de cœur complet.

Afin de compléter la validation numérique de la méthode COHLISEE, plusieurs calculs d'évolution à l'échelle d'un petit cœur de REP en 3D ont été menés. L'objectif de cette étude est d'évaluer par comparaison l'apport successif d'un modèle d'évolution microscopique et de la méthode hybride COHLISEE. Les résultats principaux ont confirmé des différences importantes existant entre les schémas standards microscopique et macroscopique. Les résultats obtenus avec COHLISEE sont proches de ceux provenant du schéma standard microscopique malgré l'identification de différences locales notamment concernant la distribution de puissance 3D.

Dans toutes les études menées avec COHLISEE, aucune différence significative de temps de calcul, au niveau cœur, n'a été observée par rapport au schéma standard microscopique. Il faut toutefois rappeler que la préparation des sections efficaces nécessite d'effectuer une évolution TGI de chaque assemblage présent dans le cœur et donc de doubler tous les points de reprise.

# Chapitre VII

## Conclusions et perspectives

Le contrôle de la réactivité des cœurs de REP sans bore soluble repose sur l'insertion prolongée des grappes de contrôle ainsi que sur le recours massif aux poisons consommables. L'évolution du combustible et des absorbants est perturbée par le durcissement du spectre neutronique induit par la présence des grappes. En effet, un spectre durci favorise la capture de  $^{238}\text{U}$  par rapport à la fission de  $^{235}\text{U}$ , ce qui conduit à former davantage de plutonium, d'abord  $^{239}\text{Pu}$  puis les isotopes plus lourds par captures successives. De plus, l'épuisement des poisons consommables est très sensible au spectre d'évolution. La modélisation des effets d'historique d'insertion de grappes est donc un enjeu pour la simulation des petits cœurs de REP (SMR) sans bore soluble fortement empoisonnés.

Les schémas de calculs standards utilisés pour la conception de REP reposent sur une méthode de double étape réseau-cœur. Pour ce type de schéma, les bibliothèques de sections efficaces des assemblages sont produites en configuration d'évolution non-grappée dans des calculs en réseau infini puis sont utilisées pour calculer un cycle d'évolution d'un cœur complet. L'hypothèse d'évolution TGE pour la construction des bibliothèques de sections efficaces en réseau infini est justifiée dans le cadre de REP de forte puissance dont le fonctionnement repose sur une insertion limitée des grappes absorbantes mais doit être reconsidérée dans le cadre de la simulation de cœur de REP sans bore soluble fortement empoisonnés. Parmi les schémas dits standards, il existe deux modèles d'évolution du bilan matière à l'étape cœur :

- le modèle d'évolution macroscopique dans lequel les concentrations isotopiques dans chaque maille sont interpolées dans les tables multiparamétrées en fonction des paramètres locaux ;
- le modèle d'évolution microscopique dans lequel les concentrations isotopiques dans chaque maille sont calculées par résolution de l'équation de Bateman en utilisant une chaîne d'évolution particulière.

Le modèle microscopique présente l'avantage d'utiliser le spectre local pour la condensation des sections efficaces à un groupe d'énergie avant la résolution de l'équation de Bateman. Ce modèle traduit donc plus fidèlement la configuration locale d'évolution, i.e. le spectre neutronique, dans l'évolution du bilan matière local au prix d'un temps de calcul bien plus important que le modèle macroscopique. Néanmoins, les sections efficaces utilisées pour le calcul de flux sont issues de l'évolution réseau infini en configuration nominale.

La méthode de prise en compte des effets d'historique d'insertion de grappes mise en place dans cette thèse (COHLISEE) repose sur l'utilisation simultanée d'une évolution microscopique en cœur et de l'indicateur d'historique de spectre PU basé sur le bilan matière (rapport entre la somme des concentrations des isotopes du Pu et la concentration en  $^{238}\text{U}$ ). Cet indicateur, issu de l'étude bibliographique, a été sélectionné suite à une comparaison à d'autres indicateurs de spectre sur une séquence particulière. Au regard des résultats de l'étude comparative, un autre indicateur aurait également pu être choisi au prix d'une analyse plus poussée pour justifier

de son utilisation. L'implémentation de la méthode COHLISEE a nécessité de fusionner les bibliothèques de sections efficaces utilisées par le code APOLLO3®, générées par des calculs d'assemblage évoluant avec et sans grappes, et de produire une bibliothèque annexe permettant de travailler avec un paramètre normalisé variant entre 0 et 1.

Le processus de vérification et de validation de la méthode COHLISEE repose sur des calculs 2D d'assemblages et de clusters 2x2 contenant du combustible  $UO_2$  parfois fortement gadolinié. Les résultats de référence sont obtenus par des calculs en transport réalisés avec des séquences particulières d'insertion de grappes de contrôle et permettent d'évaluer la précision de chaque schéma.

L'étape de vérification de l'implémentation est globalement très satisfaisante même si elle a révélé quelques biais résiduels pour les calculs d'assemblages pouvant être liés au choix de l'indicateur de spectre. De plus, les calculs de cluster ont montré la faiblesse de tous les schémas à prédire des situations très hétérogènes à l'origine d'un gradient de flux important. Il s'agit d'une faiblesse propre à la génération des sections efficaces et des calculs d'équivalence, et est hors du cadre des travaux menés au cours de la thèse.

L'étape de validation de la méthode COHLISEE est effectuée au niveau assemblage avec diverses séquences d'insertion de grappe. Pour chaque séquence, on s'intéresse à la précision des schémas standards macroscopique et microscopique ainsi que celle de la méthode COHLISEE sur les principales grandeurs d'intérêt (réactivité, distributions de puissance, bilan matière). Le tableau 39 présente un récapitulatif des écarts absolus moyens de réactivité et de puissance. La comparaison au calcul de référence montre que le schéma macroscopique présente des biais considérables sur la réactivité pour toutes les séquences étudiées à la fois sur les motifs assemblage et cluster. Les biais numériques du schéma standard microscopique sont relativement faibles pour l'assemblage G0 sans crayons gadoliniés mais peuvent être comparables au schéma macroscopique pour l'assemblage G28 avec 28 crayons gadoliniés. Les calculs d'assemblages réalisés avec la méthode COHLISEE réduisent les biais numériques observés avec le modèle d'évolution microscopique seul, notamment pour l'assemblage G28. Le gain de précision en réactivité est important pendant toute la durée d'épuisement des poisons consommables.

L'étude des clusters a révélé que les différences entre COHLISEE et le schéma standard microscopique sont dépendantes des séquences étudiées. Les biais maximums de réactivité du schéma standard microscopique sont moins élevés que ceux mis en évidence dans l'étude des assemblages seuls. Le gain de précision apporté par la méthode COHLISEE est presque systématique après 20 GWj/t. Le

tableau 40 présente un récapitulatif des écarts absolus moyens de réactivité et de puissance pour deux clusters. Dans tous les calculs réalisés, les temps de calcul sont comparables entre la méthode COHLISEE et le schéma standard microscopique. Rappelons ici que la préparation des bibliothèques utilisées par la méthode COHLISEE nécessite de doubler le nombre de calculs à réaliser à l'étape réseau.

Des calculs de cœur complet en 3D en évolution ont été réalisés sur un benchmark cœur défini au cours de la thèse. En l'absence de calculs de référence en évolution, la méthode COHLISEE a été comparée aux schémas standards pour évaluer son apport sur les principales grandeurs d'intérêt. Cette étude a montré des différences entre les schémas standards selon le modèle d'évolution utilisé. Les écarts entre les résultats de la méthode COHLISEE et l'évolution microscopique seule sont faibles sur les indicateurs globaux (réactivité, longueur de cycle) mais, en revanche, la comparaison des distributions fines de puissance a permis de mettre en évidence des écarts locaux pouvant atteindre 10 % dans certains cas.

Ces travaux constituent une première tentative de prise en compte des effets d'historique d'insertion de grappes de contrôle dans la conception de cœurs de SMR-REP sans bore soluble avec la plateforme déterministe APOLLO3®. Les perspectives identifiées de poursuite des travaux concernent à la fois une amélioration de la précision du schéma (1 à 4) et une réduction des coûts de calcul (5) :

1. la mise en place d'une méthode d'optimisation et de critères de sélection pour la recherche d'un indicateur d'historique de spectre optimal. Cette recherche pourrait mettre à profit des techniques d'intelligence artificielle pour identifier un indicateur de spectre différent, moins basé sur le sens physique, mais étant adapté à ce genre de problème.
2. l'interpolation des sections efficaces en cœur en fonction de l'isotope considéré et pas uniquement de la maille;
3. la tabulation avec des points de paramètres supplémentaires dans la préparation des bibliothèques de sections efficaces à l'étape réseau;
4. la réalisation de calculs plus raffinés à l'étape cœur en augmentant le nombre de groupes d'énergie et en changeant la méthode de résolution numérique pour le calcul du flux. Il est envisageable de passer à une méthode SP3 pour les calculs de cœur complet et à une méthode  $S_N$  pour la validation en réseau infini.
5. la recherche et la validation d'une chaîne d'évolution microscopique réduite et optimisée adaptée à l'indicateur d'historique de spectre. La chaîne d'évolution réduite doit contenir, a minima, la chaîne de formation des isotopes du plutonium de 239 à 242.

Tableau 39 – Ecart de réactivité et de facteur de radial de point chaud ( $F_{xy}$ ), en valeur absolue, moyennés sur l'ensemble de l'évolution pour les assemblages G0 ( $UO_2$ ) et G28 ( $UO_2+28Gd$ ). Les assemblages évoluent avec une grappe grise (12 crayons AIC) jusqu'à 10 GWj/t puis sans grappe jusqu'à 60 GWj/t.

Assemblage G0	Standard macro		Standard micro		COHLISEE	
Réactivité TGE / TGI	372 pcm	716 pcm	37 pcm	68 pcm	14 pcm	15 pcm
$F_{xy}$ TGE / TGI	0,43 %	0,61 %	0,08 %	0,27 %	0,02 %	0,06 %
Assemblage G28	Standard macro		Standard micro		COHLISEE	
Réactivité TGE / TGI	579 pcm	803 pcm	181 pcm	185 pcm	25 pcm	27 pcm
$F_{xy}$ TGE / TGI	0,40 %	0,58 %	0,15 %	0,28 %	0,03 %	0,07 %

Tableau 40 – Ecart de réactivité et de facteur de radial de point chaud ( $F_{xy}$ ), en valeur absolue, moyennés sur l'ensemble de l'évolution pour les clusters 2x2 G28-G0 ( $UO_2+28Gd - UO_2$ ) et G28-G32 ( $UO_2+28Gd - UO_2+32Gd$ ). Le 1<sup>er</sup> assemblage évolue sans grappe et le 2<sup>ème</sup> assemblage évolue avec une grappe (TGE-TGI).

Cluster G28-G0	Standard macro		Standard micro		COHLISEE	
Réactivité TGE-TGE / TGI-TGI	1095 pcm	2067 pcm	145 pcm	224 pcm	52 pcm	52 pcm
$F_{xy}$ TGE / TGI	2,46 %	1,58 %	2,31 %	1,25 %	1,24 %	0,59 %
Cluster G28-G32	Standard macro		Standard micro		COHLISEE	
Réactivité TGE / TGI	1137 pcm	1969 pcm	183 pcm	253 pcm	64 pcm	71 pcm
$F_{xy}$ TGE / TGI	1,28 %	0,80 %	2,31 %	2,38 %	1,22 %	1,54 %



# Bibliographie

- [1] Particle Data Group, « Review of Particle Physics », *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020, no. 8, (2020).
- [2] W. E. Shoupp, J. E. Hill, « Thresholds for Fast Neutron Fission in Thorium and Uranium », *Phys. Rev.*, 75, no. 5, p. 785–789, (1949).
- [3] P. Reuss, *Précis de neutronique*. EDP Sciences, Collection Génie Atomique, (2003).
- [4] R. Sher, C. Beck, « Fission Energy Release for 16 Fissioning Nuclides », Electric Power Research Institute report EPRI-NP-1771, (1981).
- [5] A. Santamarina, D. Bernard, P. Blaise, M. Coste, A. Courcelle, T. Huynh, C. Jouanne, P. Leconte, O. Litaize, S. Mengelle, G. Noguère, J.-M. Ruggiéri, O. Sérot, J. Tommasi, C. Vaglio, J.-F. Vidal, « The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library. Validation Results from JEF-2.2 to JEFF-3.1.1 », *OECD 2009 NEA No. 6807*, (2009).
- [6] M. Coste-Delclaux, C. Diop, A. Nicolas, B. Bonin, *La Neutronique*. CEA Saclay et Groupe Moniteur, (2013).
- [7] J.-F. Vidal, « Cours de neutronique : Traitement de l'équation de Boltzmann appliquée au transport des neutrons », Génie Atomique, INSTN, (2022).
- [8] J. Lamarsh, *Introduction to nuclear theory*. Addison-Wesley, (1966).
- [9] H. Bateman, « Solution of a System of Differential Equations Occuring in the Theory of Radioactive Transformations », *Proc. Of Cambridge Philos. Soc.*, 15, (1910).
- [10] A. Hébert, *Applied Reactor Core Physics*. Presses internationales Polytechnique, (2009).
- [11] E. Masiello, R. Clemente, S. Santandrea, « Higher-order method of characteristic for 2-D unstructured meshes », *International Conference on Advances in Mathematics, Computational Methods, and Reactor Physics*, (May 3-7 2009).
- [12] A.-M. Baudron, L. J.-J., « Minos : A Simplified Pn Solver for Core Calculation », *Nuclear Science and Engineering*, 155, no. 2, p. 250–263, (2007).
- [13] E. M. Gelbard, « Simplified Spherical Harmonics Equations and Their Use in Shielding Problems. », Rapport WAPD-T-1182(Rev.1), Westinghouse Electric Corp. Bettis Atomic Power Lab., (1961).
- [14] S. Lahaye, P. Bellier, H. Mao, A. Tsilanizara, Y. Kawamoto, « First verification and validation steps of MENDEL release 1.0 cycle code system », *PHYSOR 2014*, (Oct. 2014).

- [15] K. Rosman, P. Taylor, « Isotopic compositions of the elements 1997 », *Pure and Applied Chemistry*, (1997).
- [16] P. Boiron, « Réacteurs à eau ordinaire pressurisée », *Techniques de l'ingénieur, collection Génie nucléaire*, (2008).
- [17] IAEA, « Nuclear Power Reactors in the World », Reference Data Series No. 2, (2021).
- [18] J.-P. Hutin, « Maintenance des centrales nucléaires - Composants de la chaudière », *Techniques de l'ingénieur, collection Génie nucléaire*, (2008).
- [19] D. Destre, J.-P. Izard, « Construction des centrales REP - Équipements primaires », *Techniques de l'ingénieur, collection Génie nucléaire*, (2012).
- [20] Y. Guérin, J. Henckes, « Conception et fabrication de combustibles à base d'uranium », *Techniques de l'ingénieur, collection Génie nucléaire*, (2008).
- [21] N. Kerkar, P. Paulin, *Exploitation des coeurs de REP*. EDP Sciences, collection Génie Atomique, (2008).
- [22] B. Martin Cabanas, « Comportement des produits de corrosion dans le circuit primaire des centrales REP : sorption du cobalt et du nickel sur des ferrites représentatifs », Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, (2010).
- [23] « Sources de production et gestion du tritium produit par les installations nucléaires », IRSN, Direction de la sûreté des usines, des laboratoires, des transports et des déchets, Rapport DSU 217, (2010).
- [24] D. Gosset, P. Herter, « Matériaux absorbants neutroniques pour le pilotage des réacteurs », *Techniques de l'ingénieur, collection Génie nucléaire*, (2007).
- [25] P. Dario, « Optimisation de l'utilisation du gadolinium comme poison consommable dans le combustible nucléaire : Vers une REP sans bore », Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille, (2013).
- [26] J.-J. Ingremeau, M. Cordiez, « Flexblue core design : optimisation of fuel poisoning for a soluble boron free core with full or half core refuelling », *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, 1, no. 11, (2015).
- [27] *Advances in Small Modular Reactor Technology Developments*. IAEA Advanced Reactors Information System (ARIS), (2020).
- [28] IAEA, « Nuclear Power Reactors in the World », Reference Data Series No. 2, (2022).
- [29] A. Godfrey, « VERA Core Physics Benchmark Progression Problem Specifications, Revision 4 », CASL Technical Report, (2011).
- [30] D. Schneider, F. Dolci, F. Gabriel, J.-M. Palau, M. Guillo, B. Pothet, et al. « APOLLO3 CEA/DEN deterministic multi-purpose code for reactor physics analysis », *PHYSOR 2016 - Unifying Theory and Experiments in the 21st Century*, Sun Valley, ID, USA (May 1-5 2016).
- [31] R. Sanchez, I. Zmijarevic, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz, N. Guler, « Apollo2 year 2010 », *Nuclear Engineering and Technology*, 42, no. 5, (2010).
- [32] R. Sanchez, C. Magnaud, J. Lautard, D. Caruge, et al. « SAPHYR : A Code System from Reactor Design to Reference Calculations », *International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications*, Paris, France, (Sept. 2003).

- [33] J.-M. Ruggieri, J. Tommasi, J.-F. Lebrat, C. Suteau, D. Plisson-Rieunier, C. De Saint Jean, G. Rimpault, J.-C. Sublet, « ERANOS 2.1 : The international code system for GEN IV fast reactor analysis », *ICAPP'06*, Reno, Nevada, USA, (June 2006).
- [34] I. Zmijarevic, « IDT solution to the 3D transport benchmark over a range in parameter space », *PHYSOR 2008, International Conference on Reactor Physics, Nuclear Power : A Sustainable Resource*, Interlaken, Suisse (2008).
- [35] J.-Y. Moller, J.-J. Lautard, « MINARET, a deterministic neutron transport solver for nuclear core deterministic neutron transport solver for nuclear core calculations », *Mathematics and Computation (MC2011)*, Rio de Janeiro, Brazil, (2011).
- [36] R. MacFarlane, D. Muir, R. Boicourt, A. Kahler, J. Conlin, « The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 2016 », Los Alamos National Lab.(LANL), (2017).
- [37] A. Greganti, « Validation of an Isotope Evolution Model for Apollo3 Calculations in SFR Core », Mémoire de master, Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal, (2017).
- [38] C. Brosselard, H. Leroyer, M. Fliscounakis, E. Girardi, D. Couyras, « Normalization methods for diffusion calculations with various assembly homogenizations », *PHYSOR 2014 - The Role of Reactor Physics Toward a Sustainable Future*, Kyoto, Japan, (Sept. 28 - Oct.3 2014).
- [39] P. Guérin, « Méthodes de décomposition de domaine pour la formulation mixte duale du problème critique de la diffusion des neutrons. », Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, (2007).
- [40] M. Coste-Delclaux, « Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2 », Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, (2006).
- [41] J.-F. Vidal, « Contributions à l'amélioration des méthodes déterministes et des schémas de calcul neutronique des réacteurs nucléaires », Habilitation à Diriger des Recherches, CEA Cadarache SPRC/LEPh, Université Grenoble Alpes, (2018).
- [42] A. Santamarina, N. Hfaiedh, « The SHEM energy mesh for accurate fuel depletion and BUC calculations », *ICNC2007 - International Conference on Nuclear Criticality-Safety*, St Petersburg, Russie (May 2007).
- [43] F. Hoareau, F. Laugier, D. Couyras, « Elements of validation of microscopic depletion for the future EDF calculation scheme based on APOLLO2 and COCAGNE codes », *Proceedings of ICAPP*, Anaheim, CA, USA, (June 8-12 2008).
- [44] F. Hoareau, N. Schwartz, D. Couyras, « A predictor-corrector scheme for the microscopic depletion solver of the COCAGNE core code », *Journal of Energy and Power Engineering*, p. 369–378, (2012).
- [45] P. Devaux, M. Guyot, J.-F. Vidal, « Control Rod History Effect Assessment in a Soluble Boron-Free S-PWR », *The International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering*, Visioconférence, (Oct. 4-7 2021).
- [46] Base de données en ligne ENDSF, consulté le 10 avril 2022, <https://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals/>.
- [47] R. D. Mosteller, « Impact of Moderator History on Physics Parameters in Pressurized Water Reactors », *Nuclear Science and Engineering*, 98, no. 2, p. 149–153, (1988).

- [48] E. Szames, D. Tomatis, « A review of history parameters in PWR core analysis », *Nuclear Engineering and Design*, 347, p. 158–174, (2019).
- [49] D. Price, T. Folk, M. Duschenes, K. Garikipati, B. Kochunas, « Methodology for Sensitivity Analysis of Homogenized Cross-Sections to Instantaneous and Historical Lattice Conditions with Application to AP1000® PWR Lattice », *Energies*, 14, no. 12, (2021).
- [50] T. Fujita, T. Endo, A. Yamamoto, « A macroscopic cross-section model for BWR pin-by-pin core analysis », *Journal of Nuclear Science and Technology*, 51, no. 3, p. 282–304, (2014).
- [51] B. Zhang, « Pseudo pin-by-pin calculations methodology for pin power recovery », PhD thesis, *The Pennsylvania State University*, The Graduate School, College of Engineering, (2010).
- [52] C. Lee, J. Kim, Y. and Song, C. Park, « Incorporation of a New Spectral History Correction Method into Local Power Reconstruction for Nodal Methods », *Nuclear Science and Engineering*, 124, no. 1, p. 160–166, (1996).
- [53] T. Iwamoto, M. Yamamoto, « Advanced Nodal Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS », *Journal of Nuclear Science and Technology*, 36, no. 11, p. 996–1008, (1999).
- [54] Y. Bilodid, « Spectral History Modeling in the Reactor Dynamics Code DYN3D », PhD thesis, Faculty of Mechanical Engineering, Dresden University of Technology, (2014).
- [55] A. Rintala, V. Valtavirta, J. Leppänen, « Microscopic cross section calculation methodology in the Serpent 2 Monte Carlo code », *Annals of Nuclear Energy*, 164, (2021).
- [56] Y. Bilodid, D. Kotlyar, E. Shwageraus, E. Fridman, S. Kliem, « Hybrid microscopic depletion model in nodal code DYN3D », *Annals of Nuclear Energy*, 92, p. 397–406, (2016).
- [57] Y. Bilodid, D. Kotlyar, M. Margulis, E. Fridman, E. Shwageraus, « Spectral history model in DYN3D : Verification against coupled Monte-Carlo thermal-hydraulic code BGCore », *Annals of Nuclear Energy*, 81, p. 34–40, (2015).
- [58] P. Girieud, L. Daudin, C. Garat, P. Marotte, S. Tarle, « Science version 2 : the most recent capabilities of the Framatome 3-D nuclear code package », *International Conference on Nuclear Engineering ICONE-9*, Nice Acropolis, France., (Jul 1 2001).
- [59] J. Aragonés, « Fundamentals of 3-D Neutron Kinetics and Current Status », *THICKET-2008*, Pisa, Italy, (May 5-9 2008).
- [60] E. Szames, « Homogenized few-group cross section modeling by machine learning for nuclear reactors », PhD thesis, Université Paris-Saclay, (2020).
- [61] B. Zhang, L. Mayhue, H. Huria, B. Ivanov, « Development of a Three-Dimensional Pseudo Pin-by-Pin Calculation Methodology in ANC », *Nuclear Technology*, 183, p. 527–534, (2013).
- [62] D. Tomatis, A. Galia, S. Pastoris, I. Zmijarevic, « Quantification of history effects in PWR modelling », *Nuclear Engineering and Design*, 235, p. 205–217, (2017).
- [63] M. Vermaut, « Modélisation de l’historique d’usure neutronique des grappes de contrôle de réacteur SMR sans bore soluble », Rapport de stage, (2021).

- [64] T. Bahadir, S. Lindahl, S. Palmtag, « SIMULATE-4 multigroup nodal code with microscopic depletion model », *Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Nuclear and Biological Applications*, Palais des Papes, Avignon, France, (Sept. 12-15 2005).
- [65] P. Mala, A. Pautz, « Development and verification of pin-by-pin homogenized simplified transport solver Tortin for PWR core analysis », *Nuclear Engineering and Technology*, (2020).
- [66] T. Ida, Y. Tahara, « Two group micro-depletion correction model for ALPHA/PHOENIX-P/ANC code system », *PHYSOR 2000 - Advances In Reactor Physics, and Mathematics and Computation into the Next Millennium*, Pittsburgh, PA, USA, (May 7-12 2000).
- [67] Y. Bilodid, S. Mittag, « Use of the local Pu239 concentration as an indicator of burnup spectral history in DYN3D », *Annals of Nuclear Energy*, 37, p. 1208–1213, (2010).
- [68] Y. Bilodid, E. Fridman, M. Margulis, D. Kotlyar, E. Shwageraus, « Verification of the spectral history correction method with fully coupled Monte Carlo code BGCore », *PHYSOR 2014 - The Role of Reactor Physics Toward a Sustainable Future*, Kyoto, Japan, (Sept. 28 - Oct. 3 2014).
- [69] R. Lenain, « Amélioration des méthodes de calcul de coeurs de réacteurs nucléaires dans APOLLO3 : décomposition de domaine en théorie du transport pour des géométries 2D et 3D avec une accélération non linéaire par la diffusion. », Thèse de doctorat, Université Paris Sud, (2015).
- [70] A. Galia, « A Dynamic Homogenization Method for Nuclear Reactor Core Calculations », PhD thesis, Université Paris-Saclay, (2020).
- [71] B. Toueg, « Modélisation des effets d'historique dans un réacteur à eau pressurisée », Mémoire de master, Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal, (2011).
- [72] M. Guillo, D. Couyras, F. Fevotte, F. Hoareau, « The optimized algorithm for the microscopic depletion models in the COCAGNE code, a 2-level core partitioning approach », *PHYSOR 2014 - The Role of Reactor Physics Toward a Sustainable Future*, Kyoto, Japan, (Sept. 28 - Oct. 3 2014).
- [73] H. Grard, *Physique, fonctionnement et sûreté des REP : Le réacteur en production*. EDP Sciences, collection Génie Atomique, (2015).

## Annexe A

# Homogénéisation et condensation de sections efficaces multigroupes

Soit un domaine divisé en plusieurs macrorégions, elles-mêmes subdivisées en microrégions. Soit  $G$  un macrogroupe défini entre les énergies  $E_0$  et  $E_N$ , avec  $N$  un entier positif et non nul. Soit  $g$  un microgroupe d'énergie appartenant à  $G$ , c'est-à-dire défini entre les énergies  $E_p$  et  $E_q$ , avec  $(p, q) \in [0, N]$  et  $p > q$ . Soit  $r$  une réaction et  $i$  un isotope, on cherche à écrire la section efficace  $\sigma_{M,G}^{i,r}$  dans le macrogroupe  $G$  et la macrorégion  $M$  en fonction des microgroupes  $g$  et des microrégions  $m$ . On note respectivement  $N_m^i$  et  $N_M^i$  les concentrations de l'isotope  $i$  dans la microrégion  $m$  et la macrorégion  $M$ .

Soit  $\phi_{z,g}$  le flux neutronique intégré sur le microgroupe  $g$  au sein d'une microrégion homogène  $m$ . Le flux condensé sur le macrogroupe  $G$  est donné par :

$$\phi_{m,G} = \sum_{g \in G} \phi_{m,g} \quad (A.1)$$

La section efficace microscopique  $\sigma_{m,G}^{i,r}$  condensée sur le macrogroupe  $G$  pour la réaction  $r$  et l'isotope  $i$  est définie par :

$$\sigma_{m,G}^{i,r} = \frac{1}{\phi_{m,G}} \sum_{g \in G} \sigma_{m,g}^{i,r} \phi_{m,g} = \sum_{g \in G} \sigma_{m,g}^{i,r} \phi_{m,g}^* \quad (A.2)$$

avec :

$\sigma_{m,g}^{i,r}$  la section efficace microscopique autoprotégée dans le microgroupe  $g$  ;

$\phi_{m,g}^* = \frac{\phi_{m,g}}{\phi_{m,G}}$  le flux normalisé dans le microgroupe  $g$  ;

La définition du taux de réaction volumique  $R_{m,g}^{i,r}$  est donnée par l'équation (A.3) :

$$R_{m,g}^{i,r} = \Sigma_{m,g}^{i,r} \cdot \phi_{m,g} = \sigma_{m,g}^{i,r} \cdot N_m^i \cdot \phi_{m,g} \quad (A.3)$$

Par homogénéisation sur la macrorégion  $M$  et condensation sur le macrogroupe  $G$  des taux de réactions, on obtient  $R_{M,G}^{i,r}$ .

$$\begin{aligned} R_{M,G}^{i,r} &= \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} R_{m,G}^{i,r} \cdot V_m = \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} \Sigma_{m,G}^{i,r} \cdot \phi_{m,G} \cdot V_m \\ &= \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} N_m^i \cdot \phi_{m,G} \cdot V_m \cdot \sigma_{m,G}^{i,r} \end{aligned} \quad (A.4)$$

$$= \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} \left( N_m^i \cdot \phi_{m,G} \cdot V_m \cdot \sum_{g \in G} \sigma_{m,g}^{i,r} \cdot \phi_{m,g}^* \right)$$

avec :

$V_m$  le volume de la microrégion  $m$  ;

$V_M$  le volume de la macrorégion  $M$  ;

En écrivant  $R_{M,G}^{i,r}$  sous la forme suivante

$$R_{M,G}^{i,r} = \sigma_{M,G}^{i,r} \cdot N_M^i \cdot \phi_{M,G} \quad (\text{A.5})$$

avec :

$$N_M^i = \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} N_m^i \cdot V_m \quad (\text{A.6})$$

$$\phi_{M,G}^i = \frac{1}{V_M} \sum_{m \in M} \phi_{m,G}^i \cdot V_m \quad (\text{A.7})$$

On obtient la section efficace microscopique dans le macrogroupe  $G$  et la macrorégion  $M$   $\sigma_{M,G}^{i,r}$  :

$$\sigma_{M,G}^{i,r} = \frac{R_{M,G}^{i,r}}{N_M^i \cdot \phi_{M,G}} \quad (\text{A.8})$$

# Annexe B

## Les difficultés de l'évolution microscopique

### Schéma prédicteur-correcteur

Les travaux menés par EDF dans le code COCAGNE concernant le modèle d'évolution microscopique [43] montrent une nécessité de se limiter à des pas de temps courts (100 MWj/t) pour préserver l'accord avec les calculs de transport en réseau infini. Néanmoins, le déploiement d'une méthode de prédicteur-correcteur (cf. figure 132) permet d'utiliser des pas de temps allant jusqu'à 1000 MWj/t sans dégrader significativement les résultats, au regard des exigences attendues pour un schéma de calcul industriel. Le principe de ce schéma repose sur l'utilisation des sections efficaces et du flux à  $t_i + \frac{\Delta t}{2}$  pour calculer l'évolution du bilan matière entre  $t$  et  $t + \Delta t$ . On peut résumer le calcul en trois étapes:

1. Une évolution microscopique est effectuée sur la moitié de l'intervalle de temps afin d'obtenir le bilan matière  $N_{t_i + \frac{\Delta t}{2}}$  ;
2. À  $t_i + \frac{\Delta t}{2}$ , les itérations thermohydrauliques pour la recherche de bore critique permettent de converger sur  $\sigma_{t_i + \frac{\Delta t}{2}}$  et  $\phi_{t_i + \frac{\Delta t}{2}}$ , par interpolation dans les tables multiparamétrées;
3. Ces informations de sections efficaces et de flux à la moitié du pas de temps sont utilisées pour effectuer l'évolution complète entre  $t$  et  $t + \Delta t$  et obtenir  $N_{t_i + \Delta t}$ .

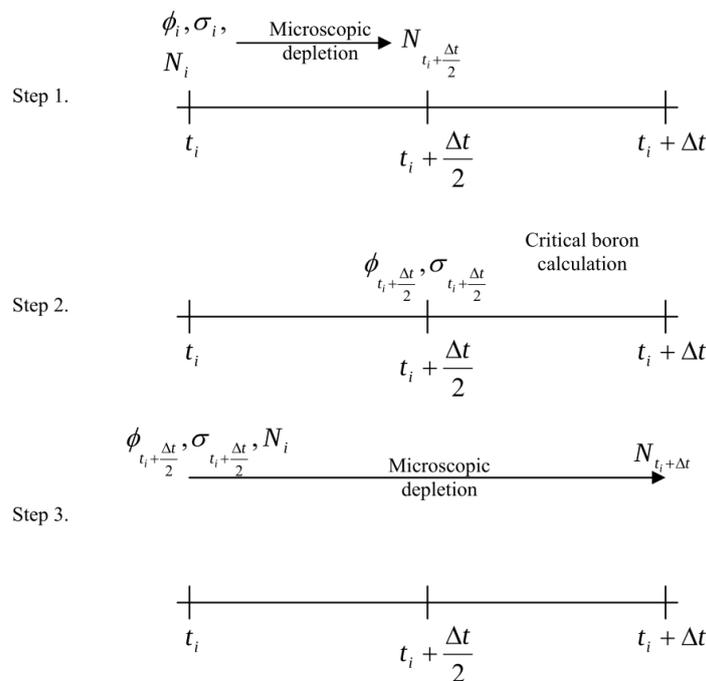


Figure 132 – Schéma prédicteur-correcteur pour une évolution microscopique [43].

La mise en place de ce schéma de prédiction-corréction a permis de diminuer le temps de calcul de l'évolution microscopique d'un facteur 5. Cela revient à une diminution d'un facteur 3 sur l'ensemble du calcul de cœur (i.e. en incluant le calcul de flux). Il faut toutefois noter que dans le schéma présenté ici, il n'y a pas de test effectué pour s'assurer de la convergence du calcul d'évolution. D'autres solveurs d'évolution utilisent des méthodes analogues comme c'est le cas pour le solveur VENTINA [65].

### Partitionnement en double niveau

Le déploiement d'un calcul d'évolution microscopique sur un cœur complet peut soulever des problèmes de temps d'accès aux données dans les bibliothèques multiparamétrées [72]. Le problème est exacerbé si l'on considère une homogénéisation crayon par crayon et une discrétisation axiale de l'ordre de plusieurs dizaines de plans. Les travaux d'optimisation du code COCAGNE proposent une méthodologie de partitionnement en double niveau pour diminuer le coût total du calcul. Deux objectifs principaux sont présentés :

- Accroître l'utilisation des données chargées en mémoire
- Trouver les invariants qui, par définition, ne changent pas au cours du calcul

La première étape passe par l'introduction de la notion de zone dont la définition suivante est proposée :

« Définition de la zone : Une *zone* est une association entre un modèle de reconstruction de sections efficaces et les différentes parties du cœur. En pratique les différentes parties du cœur sont représentées par leur numéro de maille. Les différents modèles considérés sont les suivantes :

- Modèle macroscopique : utilisé pour le réflecteur et les tubes guides ;
- Modèle microscopique : Utilisé seulement pour le combustible. Deux modèles microscopiques qui utilisent des chaînes d'évolution microscopiques avec différentes options de résolution de l'équation de Bateman sont considérés comme des modèles différents» [72](traduit de l'anglais).

Les zones permettent une lecture unique, en début de calcul, des chaînes d'évolution afin d'identifier les types de taux de réactions et les rapports de branchement nécessaires dans chaque zone. Pour tenir compte des hétérogénéités de composition au sein d'une même zone, la notion de *visualisation* est introduite. Il s'agit de l'association des mailles contenant le même matériau au sein d'une même zone. La figure 133 est un exemple de cluster composé d'assemblages homogènes (A et B) appartenant à la zone 1 entourés par un réflecteur (C) appartenant à la zone 2. Les visualisations 1 et 2 de la zone 1 permettent de prendre en compte les différences de matériaux et d'insertion de grappes malgré l'utilisation d'un modèle d'évolution identique.

La notion de visualisation peut aussi s'appliquer axialement pour la prise en compte des hétérogénéités de composition des grappes de contrôle. La figure 134 permet de représenter le problème de modélisation engendré par la remontée d'une grappe de contrôle hétérogène dans un maillage axial statique. La solution proposée ici consiste à pondérer la proportion de matériaux dans chaque maille par la hauteur correspondante. Puisqu'il s'agit de matériaux d'une même zone, les isotopes nécessaires par le solveur de l'équation de Bateman sont invariants. Le vecteur de sections efficaces est construit simplement à partir des vecteurs de chaque matériau. L'interpolation dans les tables multiparamétrées est effectuée seulement une fois au mouvement de la grappe.

Le problème de réattribution des concentrations aux matériaux après le calcul n'est cependant pas évoqué dans cet article. Il s'agit d'un problème de dé-homogénéisation pouvant être source d'erreur, notamment lors de la prise en compte de l'évolution des absorbants.

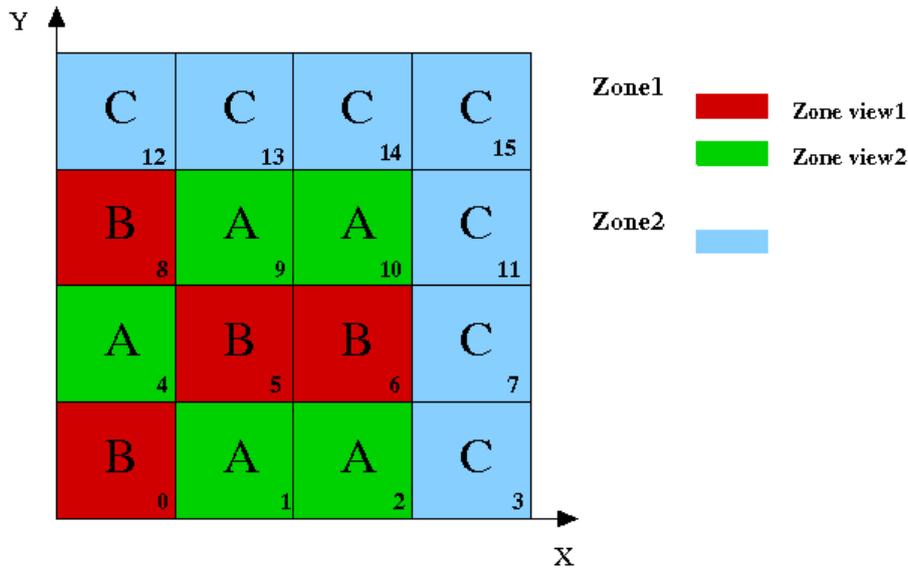


Figure 133 – Exemple d'utilisation de zones et de visualisations sur un cluster [72].

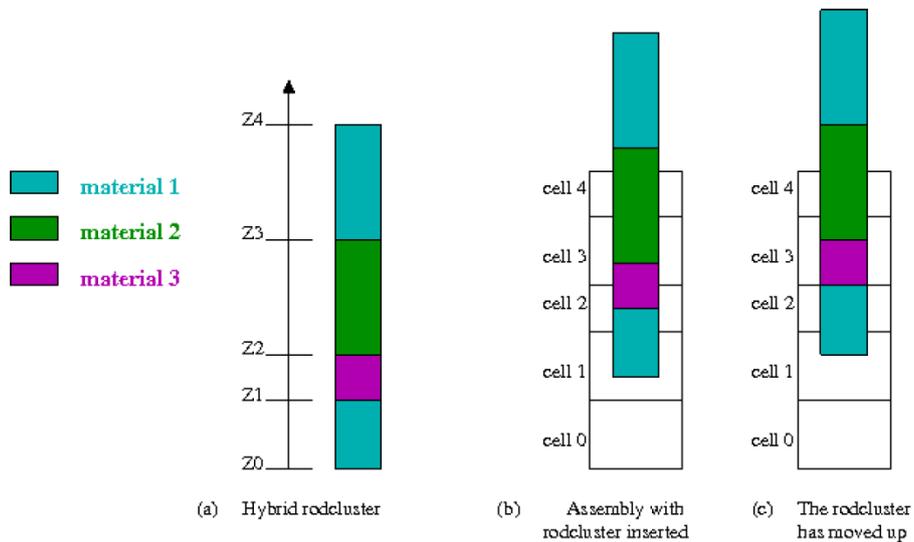


Figure 134 – Actualisation des matériaux dans le maillage lors du mouvement de la grappe [72].

## Parallélisme

La mise en pratique de calculs parallélisés nécessite de revoir l'architecture des algorithmes de mise à jour des concentrations. L'étude de cas du code COCAGNE, met en avant l'importance du partage d'informations communes pour le traitement parallélisé des cellules. L'amélioration de l'algorithme existant s'appuie sur le partitionnement en double niveau, ce qui permet à tous les travailleurs de partager le même modèle (options de solveur, chaîne d'évolution) et les mêmes données (sections efficaces). Le déploiement du parallélisme est effectué au niveau le plus profond, c'est-à-dire les itérations sur les cellules.

# Annexe C

## Indicateurs de puissance en cœur

Soit un cœur cylindrique de hauteur  $H$  et de section  $S$ , on note  $P(x, y, z)$  la puissance du cœur en  $(x, y, z)$  et  $V$  le volume actif total. La puissance moyenne  $P_{moy}$  est définie par :

$$P_{moy} = \frac{1}{V} \int_V P(x, y, z) dV \quad (C.1)$$

En considérant une tranche du cœur à l'altitude  $z$ , on définit le facteur de forme  $F_{xy}(z)$  comme le rapport entre la puissance maximale développée à l'altitude  $z$  et la puissance moyennée sur la tranche. On appelle aussi ce facteur normalisé, et sans dimension, le pic radial de puissance [73]. Lors de l'étude du cœur complet, on considère  $F_{xy}$  le maximum de  $F_{xy}(z)$ .

$$P_{max}(z) = \max_{(x,y) \in S} [P(x, y, z)] \quad (C.2)$$

$$P_{moy}(z) = \frac{1}{S} \int_S P(x, y, z) dS \quad (C.3)$$

$$F_{xy}(z) = \frac{P_{max}(z)}{P_{moy}(z)} \quad (C.4)$$

$$F_{xy} = \max_{z \in [0, H]} [F_{xy}(z)] \quad (C.5)$$

$P(z)$  représente la moyenne de la puissance de la tranche, à l'altitude  $z$ . Cet indicateur est normalisé par la puissance moyenne du cœur  $P_{moy}$ .  $F_z$  est le maximum de  $P(z)$ .

$$P(z) = \frac{P_{moy}(z)}{P_{moy}} \quad (C.6)$$

$$F_z = \max_{z \in [0, H]} [P(z)] \quad (C.7)$$

$Q(z)$  est produit entre  $F_{xy}(z)$  et  $P(z)$  et s'interprète comme la puissance développée par un crayon chaud fictif qui serait composé des tronçons les plus chauds de chaque altitude. Le facteur de point chaud  $FQ$  est défini comme le maximum de  $Q(z)$  et est équivalent au rapport de la puissance maximum sur la puissance moyenne du cœur.

$$Q(z) = F_{xy}(z) P(z) \quad (C.8)$$

$$FQ = \max_{z \in [0, H]} [Q(z)] = \frac{\max_{(x,y,z) \in V} [P(x, y, z)]}{P_{moy}} \quad (C.9)$$

Le facteur d'élévation d'enthalpie, noté  $F\Delta H(x, y)$  mesure la puissance moyenne développée dans un canal. En l'absence de modèle thermohydraulique, on considère que  $F\Delta H(x, y)$  peut être défini comme l'intégrale sur  $z$  de  $P(x, y, z)$ . On note  $F\Delta H$  le maximum de  $F\Delta H(x, y)$ .

$$F\Delta H(x,y) = \frac{1}{H} \int_0^H P(x,y,z) dz \quad (C.10)$$

$$F\Delta H(x,y) = \max_{(x,y) \in S} [F\Delta H(x,y)] \quad (C.11)$$

La bascule axiale de la puissance est mesurée par l'axial-offset, noté AO [21], où  $P_H$  et  $P_B$  sont respectivement la puissance développée dans la partie haute du cœur et dans la partie basse.

$$AO = \frac{P_H - P_B}{P_H + P_B} \quad (12)$$

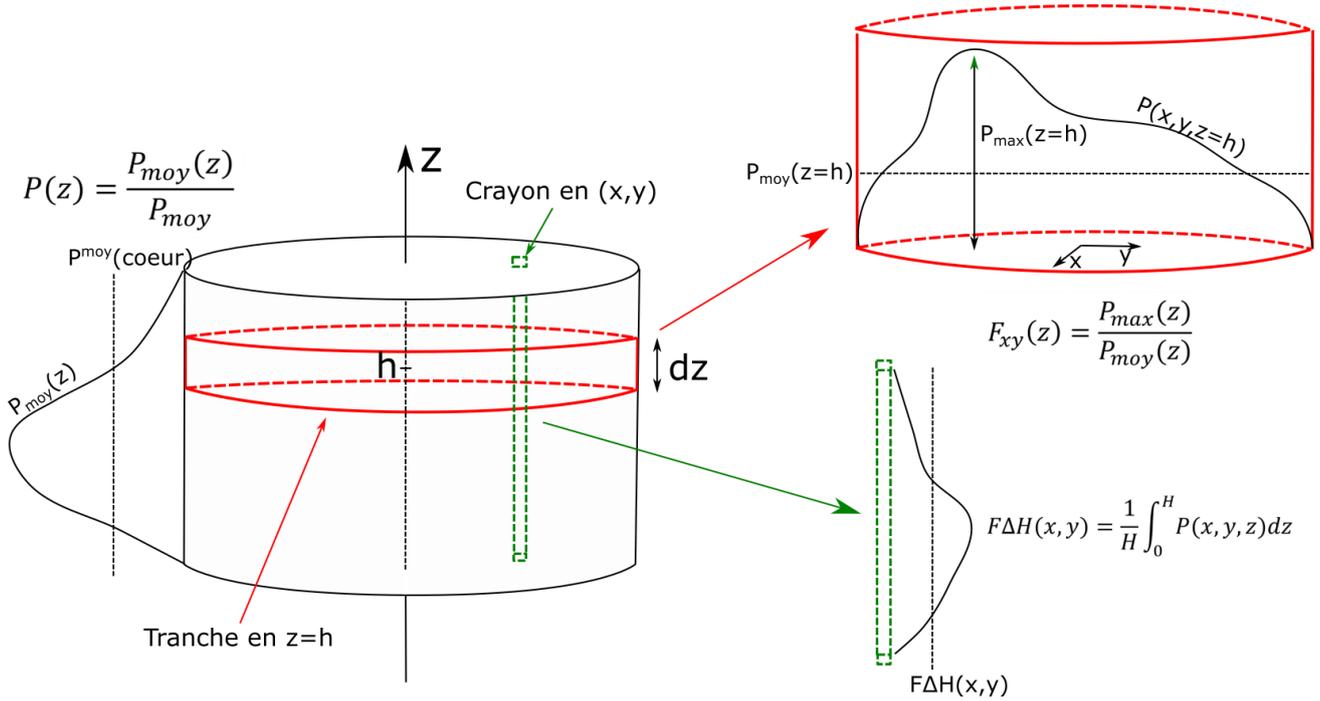


Figure 135 – Schéma des indicateurs de puissance en cœur.