

**Titre:** Prise en compte de la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 dans la  
Title: simulation de réacteurs à eau sous pression hybride via CLASS

**Auteur:** Maxime Paradis  
Author:

**Date:** 2021

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Paradis, M. (2021). Prise en compte de la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5  
dans la simulation de réacteurs à eau sous pression hybride via CLASS [Master's  
thesis, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/6649/>

## Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/6649/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Alain Hébert, Guy Marleau, & Xavier Doligez  
Advisors:

**Programme:** Génie énergétique  
Program:

**POLYTECHNIQUE MONTRÉAL**

affiliée à l'Université de Montréal

**Prise en compte de la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 dans la  
simulation de réacteurs à eau sous pression hybride via CLASS**

**MAXIME PARADIS**

Département de génie physique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*  
Génie énergétique

Juillet 2021

**POLYTECHNIQUE MONTRÉAL**

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Prise en compte de la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 dans la simulation de réacteurs à eau sous pression hybride via CLASS**

présenté par **Maxime PARADIS**

en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*  
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

**Njuki MUREITHI**, président

**Alain HÉBERT**, membre et directeur de recherche

**Guy MARLEAU**, membre et codirecteur de recherche

**Xavier DOLIGEZ**, membre et codirecteur de recherche

**Fanny COURTIN**, membre externe

## DÉDICACE

«Tous les modèles sont erronés, mais certains sont utiles.»

George E. P. Box.

## REMERCIEMENTS

Mes remerciements se tournent, dans un premier temps, vers les membres du jury : M. Njuki Mureithi pour avoir bien voulu présider le jury d'examen de cette maîtrise et Mme Fanny Courtin pour avoir lu et examiné ce travail. Je remercie sincèrement M. Alain Hébert pour m'avoir fait l'honneur de diriger cette recherche suivant la retraite de M. Guy Marleau.

Je tiens, dans un deuxième temps, à exprimer toute ma reconnaissance à M. Guy Marleau et M. Xavier Doligez pour leur encadrement pendant ces deux années. Merci mille fois pour vos mille et une lectures de ce mémoire ainsi que pour toutes les modifications et corrections tirées de celles-ci. Votre patience et l'attention portée à assurer ma compréhension de la neutronique me touchent. Je souligne également votre écoute et votre support.

Je remercie ensuite mes collègues de bureau à l'IGN, notamment Ulysse qui m'a accompagné tout au long de ce projet de recherche. Également, un gros merci à Martin, Guillaume, Kévin, Ahmed et Atyab de m'avoir transmis leur intérêt pour le nucléaire bien avant le début de cette maîtrise. Parce que sans ce stage d'été, je n'aurai jamais pensé à faire cette maîtrise.

En dernier lieu, je souhaite remercier chaleureusement mes proches : l'ensemble de ma famille et particulièrement mes parents pour leur support dans mon parcours d'étude plus qu'atypique, mes colocataires pour leur amitié et pour m'avoir enduré pendant la dernière année ainsi que tous mes amis qui ne sont pas cités ici.

## RÉSUMÉ

La simulation du cycle de combustible nucléaire évalue usuellement l'évolution isotopique du combustible sous irradiation au moyen de calculs réseaux en milieu infini. Compte tenu du nombre de calculs élevé et des coûts importants générés par le calcul unitaire, les calculs coeurs sont rarement considérés pour ces simulations. Or, le calcul réseau, de par les approximations et les biais de simulations qu'il implique, limite le réalisme des prédictions pour les cycles du combustible étudiés. Bien que cette modélisation donne une précision suffisante pour plusieurs situations, des erreurs importantes peuvent être observées dans d'autres cas ce qui justifie l'étude de l'apport en précision amené par l'échelle coeur sur la composition des inventaires déchargés.

Le code de simulation dynamique du cycle du combustible nucléaire CLASS (Core Library for Advanced Scenario Simulation) permet l'analyse de parcs électronucléaires complexes et des unités les composant. CLASS retranscrit l'évolution isotopique des inventaires à chaque instant et pour chaque unité au moyen de méta-modèles physiques basés sur des prédicteurs constitués de réseaux de neurones spécifiques aux grandeurs neutroniques intervenant à l'échelle interne du réacteur nucléaire. Un premier couplage entre CLASS et DONJON5 a permis d'évaluer les biais générés de ces méta-modèles, lorsque confrontés à la modélisation du coeur complet. Ce couplage consistait à substituer les modèles assemblages présentement utilisés dans CLASS par une modélisation à trois dimensions de la géométrie complète du coeur au moyen d'un code de calcul coeur déterministe, soit le chaînage DRAGON5-DONJON5. DONJON5 permet l'interpolation de sections efficaces microscopiques et macroscopiques, qui sont générées a priori lors de calculs réseaux réalisés via le code DRAGON5, en fonction de la distribution du *burnup* pour la résolution de l'équation de diffusion sur le coeur complet.

Si le précédent couplage CLASS-DONJON5 considérait la simulation de coeurs UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> homogènes, notre travail se focalise sur l'intégration d'un calcul coeur hétérogène représentatif d'un REP 900 MWe hybride (c.-à-d. 1/3 MO<sub>2</sub> - 2/3 UO<sub>2</sub>). La modélisation DONJON5 développée ici considère une concentration en bore soluble critique et des conditions de fonctionnement nominal pour un coeur partiellement chargé d'assemblages de combustible MO<sub>2</sub> trizonés. Les effets d'hétérogénéité engendrés dans le coeur hétérogène par les caractéristiques neutroniques distinctes des combustibles UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> nécessitent la mise en oeuvre d'un modèle de fabrication tenant compte de la qualité du vecteur isotopique des stocks disponibles dans l'élaboration des assemblages MO<sub>2</sub> chargés. Notre étude évalue donc l'applicabilité d'une équivalence UO<sub>2</sub>/MO<sub>2</sub> reposant sur la minimisation du facteur de puissance

en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la composition isotopique du combustible MO<sub>x</sub> et la longueur de campagne dans l'établissement de la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> à charger. Finalement, les résultats obtenus de la modélisation déterministe des coeurs homogènes sont confrontés à la modélisation du réacteur hétérogène développée ici.

## ABSTRACT

Most fuel cycle simulation tools are based either on fixed recipes or assembly calculations for reactor modeling. Due to the high number of calculations and extensive computational power requirements, full-core computations are often seen as not viable for this purpose. However, this leads to additional hypotheses and modeling biases, thus limiting the physics realism of the resulting fuel cycle. For several applications, the current modeling method is sufficient, but precise calculations of discharged compositions may require further refinement.

CLASS (Core Library for Advanced Simulation Scenarios) is a dynamic fuel cycle simulation code developed with reactor models based on neural networks to produce nuclear data and physical quantities. Past work has shown a first coupling between CLASS and DONJON5 to quantify neural networks approach biases. This work assesses the applicability of 3D full-core calculations using a deterministic calculation code coupled with nuclear scenario simulations to allow realistic simulation of a full PWR core at equilibrium cycle conditions. The deterministic calculation is provided by the chaining of DRAGON5 and DONJON5. DONJON5 enables interpolation of burnup dependent diffusion coefficients and cross sections generated beforehand by DRAGON5, a deterministic lattice calculation tool.

Whereas previous studies considered only homogeneous reactors (i.e. homogeneous assembly in terms of composition and enrichments as well as homogeneous core), the present contribution focuses on the integration of full-core calculations in CLASS for fuel cycles involving a MOX/UO<sub>2</sub> PWR core (i.e. 1/3 MO<sub>x</sub> - 2/3 UO<sub>x</sub>). The DONJON5 model considered in this work is for a core with critical boron concentration at equilibrium cycle conditions loaded partially with MO<sub>x</sub> heterogeneous assemblies composed of three enrichments. In fuel cycle calculations, the main issue is to adapt, in the fabrication stage, the fresh fuel composition for the reactor with regards to the isotopic composition of the available stocks. This work presents a fuel loading model based on power-peaking factors minimization that respects cycle time reloading scheme, <sup>235</sup>U enrichment as well as Pu concentration and fissile quality, hence, ensuring a more uniform power distribution about the core. This project provides an illustration as to the viability and robustness of this new multiparameter fuel loading model. Also, results obtained via our deterministic approach for homogeneous and heterogeneous reactors are discussed.

## TABLE DES MATIÈRES

|  |      |
|--|------|
| DÉDICACE . . . . .   | iii  |
| REMERCIEMENTS . . . . .  | iv   |
| RÉSUMÉ . . . . .   | v    |
| ABSTRACT . . . . .   | vii  |
| TABLE DES MATIÈRES . . . . .   | viii |
| LISTE DES TABLEAUX . . . . .   | xi   |
| LISTE DES FIGURES . . . . .  | xiv  |
| LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .                           | xx   |
| LISTE DES ANNEXES . . . . .  | xxi  |
| INTRODUCTION . . . . .   | 1    |
| CHAPITRE 1 LE CODE DE SCÉNARIO CLASS . . . . .                       | 6    |
| 1.1 Fonctionnement général des réseaux de neurones . . . . .         | 8    |
| 1.2 Fonctionnement actuel de CLASS . . . . .                         | 11   |
| 1.2.1 Élaboration de la banque de données . . . . .                  | 11   |
| 1.2.2 Étude de la dimension temporelle . . . . .                     | 12   |
| 1.2.3 Modèle de chargement . . . . .                                 | 13   |
| 1.2.4 Modèle d'irradiation . . . . .                                 | 14   |
| 1.3 Étude du précédent couplage et perspectives envisagées . . . . . | 15   |
| CHAPITRE 2 PRÉREQUIS DE NEUTRONIQUE . . . . .                        | 17   |
| 2.1 Équation de Boltzmann . . . . .                                  | 17   |
| 2.1.1 La section efficace . . . . .                                  | 17   |
| 2.1.2 Population de neutrons . . . . .                               | 18   |
| 2.1.3 Équation de transport . . . . .                                | 19   |
| 2.1.4 Formalisme multigroupe . . . . .                               | 20   |
| 2.1.5 Autoprotection des résonances . . . . .                        | 21   |

|   |   |     |
|---|---|-----|
| 2.1.6   | Forme intégrale de l'équation de transport . . . . .                          | 22  |
| 2.1.7   | Conditions limites . . . . .  | 23  |
| 2.2   | Méthode de résolution . . . . .   | 24  |
| 2.2.1   | Tracking . . . . .  | 24  |
| 2.2.2   | Probabilités de collisions . . . . .  | 25  |
| 2.2.3   | Monte Carlo . . . . .   | 27  |
| 2.3   | Homogénéisation et condensation . . . . .                                     | 29  |
| 2.3.1   | Homogénéisation . . . . .   | 29  |
| 2.3.2   | Condensation . . . . .  | 29  |
| 2.4   | Équation de diffusion . . . . .   | 30  |
| 2.5   | Équation de Bateman . . . . .   | 31  |
| CHAPITRE 3 CALCUL RÉSEAU . . . . .  |   | 32  |
| 3.1   | Étude des paramètres du <i>tracking</i> . . . . .                             | 36  |
| 3.1.1   | Nombre d'angles et densité de lignes . . . . .                                | 37  |
| 3.1.2   | Conditions limites . . . . .  | 38  |
| 3.2   | Étude de la discrétisation géométrique et temporelle . . . . .                | 39  |
| 3.2.1   | Cellules et assemblages de combustible . . . . .                              | 40  |
| 3.2.2   | Réflecteur . . . . .  | 45  |
| 3.2.3   | Discrétisation temporelle . . . . .   | 48  |
| 3.3   | Étude du trizonage de l'assemblage MOx . . . . .                              | 49  |
| 3.4   | Étude de l'homogénéisation spatiale et de l'autoprotection des résonances . . | 54  |
| 3.5   | Étude de la bibliothèque des sections efficaces . . . . .                     | 57  |
| 3.6   | Étude de la topologie de l'assemblage MOx . . . . .                           | 66  |
| 3.6.1   | Introduction à la problématique . . . . .                                     | 67  |
| 3.6.2   | Justification du choix de la topologie . . . . .                              | 71  |
| CHAPITRE 4 CALCUL COEUR . . . . .   |   | 78  |
| 4.1   | Étude du plan de rechargement . . . . .                                       | 80  |
| 4.2   | Impact de la topologie de l'assemblage MOx . . . . .                          | 88  |
| 4.3   | Étude de la discrétisation géométrique et temporelle . . . . .                | 92  |
| 4.3.1   | Discrétisation axiale et radiale de la géométrie . . . . .                    | 92  |
| 4.3.2   | Discrétisation temporelle . . . . .   | 95  |
| 4.4   | Étude des dimensions de l'objet <i>MULTICOMPO</i> . . . . .                   | 98  |
| CHAPITRE 5 MODÉLISATION DE LA FABRICATION DU COMBUSTIBLE : ÉQUI-<br>VALENCE ENTRE LES COMBUSTIBLES UOX ET MOX . . . . . |   | 104 |

|   |  |     |
|---|--|-----|
| 5.1   | Étude de l'équivalence entre les combustibles UO <sub>2</sub> et MO <sub>2</sub> . . . . . | 107 |
| 5.2   | Équivalence par perturbation . . . . .   | 109 |
| 5.2.1   | Principe de la méthode . . . . .   | 109 |
| 5.2.2   | Importance de la correction en fonction des paramètres . . . . .                           | 120 |
| 5.2.3   | Précision de la méthode . . . . .  | 120 |
| 5.3   | Équivalence par réseau . . . . .   | 124 |
| 5.3.1   | Construction de la base de donnée pour l'apprentissage du réseau . .                       | 124 |
| 5.3.2   | Apprentissage du réseau . . . . .  | 125 |
| 5.3.3   | Précision du modèle . . . . .  | 126 |
| CHAPITRE 6 ACCÉLÉRATION DU CALCUL COEUR . . . . . |  | 131 |
| 6.1   | Enrichissement critique en uranium 235 . . . . .   | 131 |
| 6.2   | Bore critique . . . . .  | 137 |
| 6.2.1   | Calcul automatique et prédition du bore . . . . .  | 137 |
| 6.2.2   | Efficacité du bore . . . . .   | 139 |
| 6.3   | <i>Burnups</i> de recharge . . . . .   | 145 |
| 6.3.1   | Prédition des <i>burnups</i> de recharge . . . . .   | 148 |
| 6.3.2   | Étude des déviations engendrées par la prédition . . . . .                                 | 152 |
| CHAPITRE 7 CALCUL SCÉNARIO . . . . .              |  | 160 |
| 7.1   | Étude des scénarios élémentaires . . . . .   | 160 |
| 7.1.1   | Recharges identiques . . . . .   | 162 |
| 7.1.2   | Recharges distinctes . . . . .   | 169 |
| 7.2   | Étude des scénarios complexes . . . . .  | 172 |
| 7.2.1   | Scénario A . . . . .   | 177 |
| 7.2.2   | Scénario B . . . . .   | 183 |
| 7.2.3   | Scénario C . . . . .   | 184 |
| CHAPITRE 8 CONCLUSION . . . . .                   |  | 188 |
| RÉFÉRENCES . . . . .                              |  | 195 |
| ANNEXES . . . . .                                 |  | 199 |

## LISTE DES TABLEAUX

|                |  |    |
|----------------|--|----|
| Tableau 1.1 :  | Caractéristiques des installations considérées dans le cycle du combustible dans CLASS. . . . .  | 7  |
| Tableau 3.1 :  | Données géométriques. . . . .  | 34 |
| Tableau 3.2 :  | Compositions isotopiques étudiées pour la caractérisation des assemblages UO <sub>x</sub> et MO <sub>x</sub> simulés. . . . .  | 35 |
| Tableau 3.3 :  | Données physiques. . . . .   | 35 |
| Tableau 3.4 :  | Caractéristiques du calcul SERPENT. . . . .  | 36 |
| Tableau 3.5 :  | Erreur maximale (%) sur le volume et la surface générée par le choix des paramètres du <i>tracking</i> . . . . .   | 38 |
| Tableau 3.6 :  | Erreurs maximales (%) et RMS générés sur le volume et la surface lors du <i>tracking</i> en fonction du nombre de couronnes. . . . .   | 42 |
| Tableau 3.7 :  | Écarts (%) sur le contenu massique et déviations (pcm) du facteur de multiplication infini engendrés par les modélisations SERPENT et DRAGON5 en fonction de la discréétisation du modérateur. . . . . | 44 |
| Tableau 3.8 :  | Écarts sur les inventaires massiques (%) et le facteur de multiplication infini (pcm) générés par la segmentation du modérateur dans la cellule de combustible. . . . .                                | 44 |
| Tableau 3.9 :  | Erreurs sur le volume et la surface (%) générées lors du <i>tracking</i> en fonction du nombre de couronnes. . . . .   | 45 |
| Tableau 3.10 : | Données géométriques associées aux composantes du réflecteur. . . . .  | 47 |
| Tableau 3.11 : | Discréétisation temporelle. . . . .  | 49 |
| Tableau 3.12 : | Écarts sur les inventaires massiques (%) et le facteur de multiplication infini (pcm) générés par le trizonage de la topologie de l'assemblage combustible. . . . .                                    | 52 |
| Tableau 3.13 : | Discréétisations énergétiques. . . . .   | 58 |
| Tableau 3.14 : | Écarts (%) sur les inventaires des isotopes d'intérêt générés par le choix de la bibliothèque utilisée. . . . .  | 66 |
| Tableau 3.15 : | Écarts sur les inventaires massiques (%) et le facteur de multiplication infini (pcm) générés par le choix de la topologie de l'assemblage. . . . .  | 70 |
| Tableau 3.16 : | Erreurs maximales (%) sur les sections efficaces thermiques et rapides homogénéisées sur l'assemblage en fonction de la topologie de l'assemblage étudié. . . . .                                      | 75 |

|               |  |     |
|---------------|--|-----|
| Tableau 4.1 : | Données géométriques. . . . .  | 79  |
| Tableau 4.2 : | <i>Burnups</i> des assemblages MOx et UOx enregistrés à la fin des quatre cycles d'irradiation pour les plans de recharge COEUR1, COEUR2 et COEUR3. . . . .                                  | 86  |
| Tableau 4.3 : | Discrétisation axiale de la géométrie du cœur et de la cartographie de flux. . . . .   | 95  |
| Tableau 4.4 : | Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la discrétisation temporelle considérée. . . . .  | 97  |
| Tableau 4.5 : | Discrétisation temporelle retenue. . . . .   | 98  |
| Tableau 4.6 : | Perturbations considérées pour l'échantillonnage temporel. . . . .   | 99  |
| Tableau 4.7 : | Perturbations considérées pour les combustibles UOx et MOx. . .  | 100 |
| Tableau 4.8 : | Perturbations considérées pour les différentes dimensions de la composition isotopique. . . . .  | 101 |
| Tableau 4.9 : | Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la taille de la multicampo. . . . .   | 101 |
| Tableau 5.1 : | Isotopes perturbés pour le combustible MOx. . . . .  | 110 |
| Tableau 5.2 : | Paramètres perturbés pour la construction d'une nappe de facteur radial de puissance. . . . .  | 110 |
| Tableau 5.3 : | Compositions isotopiques de MOx utilisées dans la création du modèle par perturbation. . . . .   | 111 |
| Tableau 5.4 : | Composition isotopique des MOx utilisée dans la validation du modèle par perturbation. . . . .   | 123 |
| Tableau 5.5 : | Topologie du réseau de neurones entraîné. . . . .  | 127 |
| Tableau 6.1 : | Détails de l'ajustement généré pour la prédiction l'enrichissement critique. . . . .   | 133 |
| Tableau 6.2 : | Écarts (ppm) engendrés sur la concentration en bore critique en début et fin de cycle par la prédiction de l'enrichissement critique en fonction de la durée du cycle d'irradiation. . . . . | 136 |
| Tableau 6.3 : | Écarts (ppm) engendrés sur la concentration en bore critique par la prédiction de l'enrichissement critique en fonction de la durée du cycle d'irradiation. . . . .                          | 138 |
| Tableau 6.4 : | Architecture des réseaux de neurones entraînés. . . . .  | 151 |
| Tableau 6.5 : | Options de gestions des coeurs traités dans l'évaluation des <i>burnups</i> de recharge. . . . .   | 153 |

|               |  |     |
|---------------|--|-----|
| Tableau 6.6 : | Écarts relatifs au déchargeement (%) sur les inventaires des isotopes d'intérêt générés par la prédition des <i>burnups</i> de recharge. . . . .               | 156 |
| Tableau 7.1 : | Caractéristiques des modèles de réacteurs utilisés dans les scénarios élémentaires. . . . .  | 161 |
| Tableau 7.2 : | Composition des coeurs considérés dans l'étude des modèles d'irradiation. . . . .  | 163 |
| Tableau 7.3 : | Écarts sur les inventaires en uranium calculés au moyen des différents modèles de fabrication et d'irradiation considérés. . . . .                             | 169 |
| Tableau 7.4 : | Caractéristiques des scénarios complexes. . . . .  | 177 |
| Tableau A.1 : | Composition isotopique des MOx utilisée dans l'étude des paramètres du calcul réseau. . . . .  | 199 |
| Tableau A.2 : | Composition isotopique des MOx utilisée dans la création du modèle d'équivalence par perturbation. . . . .   | 200 |
| Tableau A.3 : | Composition isotopique des MOx utilisée dans la validation des modèles d'équivalence. . . . .  | 201 |
| Tableau A.4 : | Composition isotopique des MOx considérés dans l'étude du déséquilibre de puissance. . . . .   | 201 |
| Tableau C.1 : | Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargeement en fonction de la discréétisation géométrique. . . . .                            | 213 |
| Tableau C.2 : | Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargeement en fonction de la discréétisation géométrique de la cartographie du flux. . . . . | 214 |
| Tableau D.1 : | Composition des coeurs considérés dans l'étude du <i>tilt</i> . . . . .  | 217 |
| Tableau E.1 : | Caractéristiques du scénario complexe B. . . . .   | 222 |
| Tableau F.1 : | Caractéristiques du scénario complexe C. . . . .   | 228 |

## LISTE DES FIGURES

|               |  |    |
|---------------|--|----|
| Figure 1.1 :  | Schématisation simplifiée des unités composant le cycle du combustible considérées dans CLASS. . . . .                   | 6  |
| Figure 1.2 :  | Schématisation simplifiée des éléments composant un réseau de neurones. . . . .  | 9  |
| Figure 2.1 :  | Section efficace totale des isotopes d'intérêt pour le vecteur uranium et plutonium. . . . .                             | 22 |
| Figure 3.1 :  | Schématisation simplifiée de la modélisation d'une cellule et d'un assemblage typiques du REP 900 MWe. . . . .           | 33 |
| Figure 3.2 :  | Schématisation simplifiée de la modélisation des assemblages de combustible UO <sub>x</sub> et MO <sub>x</sub> . . . . . | 40 |
| Figure 3.3 :  | Discrétisation de la géométrie des cellules constituant l'assemblage. . . . .  | 41 |
| Figure 3.4 :  | Évolution des facteurs de multiplication infinis d'un assemblage de combustible MO <sub>x</sub> . . . . .                | 43 |
| Figure 3.5 :  | Coupe axiale d'un quart de cœur d'un REP 900. . . . .  | 47 |
| Figure 3.6 :  | Segmentation d'un quart de cœur d'un REP 900. . . . .  | 47 |
| Figure 3.7 :  | Schématisation de la géométrie simplifiée d'un réflecteur caractéristique du REP 900. . . . .                            | 48 |
| Figure 3.8 :  | Schématisation des topologies d'assemblages MO <sub>x</sub> simulées via DRAGON5. . . . .                                | 50 |
| Figure 3.9 :  | Évolution des contenus isotopiques d'intérêt en fonction du zonage de l'assemblage MO <sub>x</sub> . . . . .             | 53 |
| Figure 3.10 : | Schéma d'homogénéisation par crayon et combustible de l'assemblage MO <sub>x</sub> . . . . .                             | 55 |
| Figure 3.11 : | Évolution des contenus isotopiques d'intérêt en fonction de la méthode d'homogénéisation. . . . .                        | 56 |
| Figure 3.12 : | Section efficace totale des isotopes d'intérêt pour le vecteur uranium et plutonium. . . . .                             | 59 |
| Figure 3.13 : | Fraction de flux normalisée en début de cycle en fonction du nombre de groupes énergétiques. . . . .                     | 61 |
| Figure 3.14 : | Fraction de flux normalisée en fin de cycle en fonction du nombre de groupes énergétiques. . . . .                       | 62 |
| Figure 3.15 : | Comparaison du facteur de multiplication infini en fonction de la bibliothèque de sections efficaces. . . . .            | 63 |

|               |   |     |
|---------------|---|-----|
| Figure 3.16 : | Écart sur le facteur de multiplication infini généré par la discrétisation en énergie du maillage utilisé. . . . .  | 65  |
| Figure 3.17 : | Schématisation des topologies d'assemblages étudiées. . . . .   | 68  |
| Figure 3.18 : | Évolution de l'écart sur le facteur de multiplication infini et le contenu massique en plutonium d'un assemblage MOx trizoné en fonction de la topologie de l'assemblage étudié . . . . .           | 71  |
| Figure 3.19 : | Sections efficaces de fission homogénéisées sur l'assemblage pour les différents isotopes d'intérêt. . . . .  | 73  |
| Figure 4.1 :  | Coupe axiale d'un quart de cœur REP 900. . . . .  | 78  |
| Figure 4.2 :  | Modélisation simplifiée d'un quart de cœur REP 900. . . . .   | 78  |
| Figure 4.3 :  | Schématisation des plans de rechargement envisagés (Coupe X-Y). . . . .   | 83  |
| Figure 4.4 :  | Évolution du facteur radial de puissance découlant des trois plans de rechargement étudiés. . . . .   | 84  |
| Figure 4.5 :  | Nappes de puissance mesurée dans une tranche radiale du cœur. . . . .   | 85  |
| Figure 4.6 :  | Facteur radial de puissance et différences de <i>burnup</i> enregistrés en fin de cycle en fonction de la teneur en plutonium du combustible MOx pour différentes compositions isotopiques. . . . . | 87  |
| Figure 4.7 :  | Rapport de spectre observé sur la tranche radiale médiane d'assemblages MOx en fin de cycle en fonction de la topologie de l'assemblage MOx. . . . .  | 90  |
| Figure 4.8 :  | Déviation des <i>burnups</i> enregistrés en fin de cycle engendrée par la topologie des assemblages. . . . .  | 91  |
| Figure 4.9 :  | Évolution du facteur radial de puissance en fonction de la topologie des assemblages considérée. . . . .  | 91  |
| Figure 4.10 : | Évolution axiale du flux thermique et rapide pour différents assemblages. . . . .   | 94  |
| Figure 4.11 : | Évolution du facteur de multiplication effectif découlant de coeurs hétérogènes pour les isotopies MOX1, MOX2 et MOX3. . . . .  | 96  |
| Figure 5.1 :  | Évolution des facteurs de multiplication infini découlant de calculs d'assemblages. . . . .   | 104 |
| Figure 5.2 :  | Facteurs de puissance radiaux calculés en fin de cycle en fonction de l'enrichissement en uranium 235 et de la teneur en plutonium des combustibles UOx et MOx. . . . .                             | 112 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure 5.3 : Facteurs de puissance radiaux calculés sur les assemblages UO <sub>x</sub> , MO <sub>x</sub> et sur l'ensemble du cœur en fonction de l'enrichissement en uranium 235 et de la teneur en plutonium des combustibles UO <sub>x</sub> et MO <sub>x</sub> . . . . . | 113 |
| Figure 5.4 : Ajustements linéaires retranscrivant la teneur en plutonium équivalente du combustible MO <sub>x</sub> en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .   | 114 |
| Figure 5.5 : Variation de la teneur équivalente en plutonium (% <sub>ML</sub> ) du combustible MO <sub>x</sub> en fonction de l'isotopie étudiée pour différentes valeurs d'enrichissement en uranium 235 (% <sub>ML</sub> ) du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .         | 115 |
| Figure 5.6 : Variation de la teneur en plutonium du combustible MO <sub>x</sub> en fonction de l'isotopie étudiée pour trois différentes valeurs d'enrichissement en <sup>235</sup> U du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .  | 117 |
| Figure 5.7 : Variation de la teneur estimée en plutonium du combustible MO <sub>x</sub> en fonction de l'isotopie étudiée et de l'enrichissement en <sup>235</sup> U du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .   | 118 |
| Figure 5.8 : Évolution des poids associés aux différentes corrections appliquées à la teneur estimée du combustible MOX1 en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .  | 119 |
| Figure 5.9 : Comparaison entre la teneur en plutonium équivalente obtenue des calculs DONJON5 et du modèle d'équivalence par perturbation. . . . .  | 121 |
| Figure 5.10 : Distribution des erreurs relatives calculées entre la teneur équivalente tirée des nappes de facteur de puissance et celle prédite au moyen du modèle d'équivalence par perturbation. . . . .   | 122 |
| Figure 5.11 : Teneur équivalente en plutonium prédite à l'aide du modèle d'équivalence par perturbation en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO <sub>x</sub> . . . . .   | 123 |
| Figure 5.12 : Distribution des erreurs relatives calculées entre les facteurs de puissance obtenus via un calcul DONJON5 et les réseaux de neurones. . . . .  | 127 |
| Figure 5.13 : Distribution des erreurs relatives calculées entre la teneur équivalente tirée des nappes de facteur de puissance et celle prédite au moyen du modèle d'équivalence par perturbation et par réseau. . . . .   | 128 |
| Figure 5.14 : Teneur équivalente en plutonium prédite à l'aide du modèle d'équivalence par perturbation et par réseau. . . . .  | 129 |
| Figure 6.1 : Évolution de l'enrichissement critique en uranium 235 du combustible UO <sub>x</sub> en fonction de la durée du cycle. . . . .   | 132 |

|               |  |     |
|---------------|--|-----|
| Figure 6.2 :  | Évolution de la concentration de bore critique en fonction de la durée du cycle pour la valeur d'enrichissement critique calculée et prédictée.                                  | 134 |
| Figure 6.3 :  | Prédiction de la concentration en bore soluble critique en fonction de la longueur de campagne pour différentes compositions isotopiques.  | 140 |
| Figure 6.4 :  | Efficacité du bore soluble en fonction du contenu fissile composant les assemblages UO <sub>x</sub> et MO <sub>x</sub> .   | 141 |
| Figure 6.5 :  | Efficacité du bore soluble en fonction de la composition des assemblages UO <sub>x</sub> et MO <sub>x</sub> constituant le cœur hétérogène étudié.                               | 144 |
| Figure 6.6 :  | Plan de rechargement d'un cœur hétérogène présentant les zones de combustion prises en compte dans la modélisation du REP 900 hybride.   | 146 |
| Figure 6.7 :  | Évolution des <i>burnups</i> de rechargement pour différentes zones de combustion en fonction de la longueur de campagne.  | 147 |
| Figure 6.8 :  | Évolution des <i>burnups</i> de rechargement pour différentes compositions isotopiques du combustible MO <sub>x</sub> en fonction de la longueur de campagne.                    | 147 |
| Figure 6.9 :  | Distribution des erreurs relatives calculées entre les <i>burnups</i> de rechargement obtenus via un calcul DONJON5 et les réseaux de neurones entraînés.                        | 151 |
| Figure 6.10 : | Taux de combustion de rechargement calculés via DONJON5 pour la composition isotopique MOX1 et écarts entre ces derniers et les valeurs prédictes via 20 réseaux de neurones.    | 154 |
| Figure 6.11 : | Taux de combustion de rechargement calculés via DONJON5 pour la composition isotopique MOX2 et écarts entre ces derniers et les valeurs prédictes via 20 réseaux de neurones.    | 155 |
| Figure 6.12 : | Comparaison entre les inventaires isotopiques découlant du schéma de calcul DONJON5 rigoureux et accéléré.   | 159 |
| Figure 7.1 :  | Évolution des inventaires en uranium et plutonium retranscrite au moyen des différents modèles d'irradiation considérés pour les coeurs dénotés HET1, HET2 et HET3.              | 164 |
| Figure 7.2 :  | Écarts relatifs sur les isotopes du vecteur plutonium générés par les différents modèles d'irradiation considérés, lorsque rapportés aux inventaires découlant de CLASS-DONJON5. | 167 |

|               |  |     |
|---------------|--|-----|
| Figure 7.3 :  | Évolution des inventaires en uranium 235 et 238 découlant d'un réacteur UO <sub>2</sub> et d'un réacteur hétérogène sous irradiation en fonction des modèles de fabrication et d'irradiation employés. . . . . | 168 |
| Figure 7.4 :  | Évolution des inventaires en uranium et en plutonium retranscrite au moyen des différents modèles de fabrication et d'irradiation considérés pour les coeurs dénotés HET1, HET2 et HET3. . . . .               | 170 |
| Figure 7.5 :  | Schématisation simplifiée des unités composant le cycle du combustible considérées pour les scénarios A, B et C. . . . . . . . .   | 173 |
| Figure 7.6 :  | Comparaison entre les inventaires isotopiques découlant de l'irradiation d'un cœur 100% UO <sub>2</sub> et les inventaires isotopiques chargés dans un cœur hétérogène en fonction du temps de cycle. . . . .  | 174 |
| Figure 7.7 :  | Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario A. . . . . . . . .  | 179 |
| Figure 7.8 :  | Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario A. .   | 180 |
| Figure 7.9 :  | Évolution des inventaires cumulés du rechargement et déchargement des différents réacteurs constituant le scénario A. . . . .  | 181 |
| Figure 7.10 : | Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario A. . . . . . . . .  | 182 |
| Figure 7.11 : | Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario A.   | 183 |
| Figure 7.12 : | Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario B.   | 184 |
| Figure 7.13 : | Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario C.   | 186 |
| Figure B.1 :  | Sections efficaces autoprotégées de fission des différents isotopes fissiles d'intérêt dans le domaine thermique. . . . .  | 204 |
| Figure B.2 :  | Sections efficaces autoprotégées de fission des différents isotopes fissiles d'intérêt dans le domaine rapide. . . . .   | 205 |
| Figure B.3 :  | Fraction calculée sur le flux par unité de léthargie de la topologie de l'assemblage combustible rapportée à la référence. . . . .   | 207 |
| Figure B.4 :  | Fraction calculée sur le flux par unité de léthargie de la topologie de l'assemblage combustible. . . . .  | 210 |
| Figure C.1 :  | Modélisation réduite du profil axial de flux de l'assemblage central en fonction de la discréétisation de la géométrie de référence. . . .   | 212 |
| Figure D.1 :  | Distribution des dissymétries maximales sur les taux de combustion au rechargement. . . . .  | 216 |
| Figure D.2 :  | Comparaison entre la distribution de <i>burnup</i> prédicta et calculée au rechargement pour la composition isotopique MOX41. . . . .  | 218 |

|   |     |
|---|-----|
| Figure D.3 : Comparaison entre la distribution de <i>burnup</i> prédite et calculée au rechargement pour la composition isotopique MOX1*.         | 219 |
| Figure E.1 : Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario B.                              | 224 |
| Figure E.2 : Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario B. | 225 |
| Figure E.3 : Évolution des inventaires cumulés du rechargement et déchargement des différents réacteurs constituant le scénario B.                | 226 |
| Figure E.4 : Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario B.  | 227 |
| Figure F.1 : Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario C.                              | 229 |
| Figure F.2 : Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario C. | 230 |
| Figure F.3 : Évolution des inventaires cumulés du rechargement et déchargement des différents réacteurs constituant le scénario C.                | 231 |
| Figure F.4 : Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario C.  | 232 |

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

|        |  |
|--------|--|
| ANN    | <i>Artificial neural networks</i> - Réseau de neurones                       |
| AM     | Actinides mineurs  |
| ASN    | Autorité de sûreté nucléaire française                                       |
| Burnup | Unité de combustion exprimée en $\text{GWj} \cdot \text{t}_{\text{ML}}^{-1}$ |
| CLASS  | <i>Core library for advanced scenario simulation</i>                         |
| CNRS   | Centre national de la recherche scientifique                                 |
| CV     | Coefficient de variation   |
| DdC    | Début de cycle   |
| EdF    | Électricité de France  |
| EPR    | <i>European pressurised reactor</i> - Réacteur pressurisé européen           |
| FdC    | Fin de cycle   |
| FiFo   | <i>First In First Out</i> - Premier entrant, premier sorti                   |
| IGN    | Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique                         |
| IN2P3  | Institut national de physique nucléaire et de physique des particules        |
| JEPP   | Jours équivalents pleine puissance   |
| LAR    | <i>Lifetime average reactivity</i> - Réactivité moyennée sur le cycle        |
| LiFo   | <i>Last In First Out</i> - Dernier entrant, premier sorti                    |
| MdC    | Milieu de cycle  |
| mk     | $10^{-3}$ k  |
| ML     | Métaux lourds  |
| MOx    | <i>Mixed oxide</i> - Oxydes mixtes   |
| pcm    | Pour cent mille  |
| PF     | Produits de fission  |
| PMC    | Perceptrons multicouche  |
| ppm    | Partie par million   |
| PuOx   | <i>Plutonium oxide</i> - Oxyde de plutonium                                  |
| REP    | Réacteur à eau sous pression   |
| UOx    | <i>Uranium oxide</i> - Oxyde d'uranium                                       |
| Tilt   | Dissymétrie de puissance observée entre les quadrants du coeur               |

**LISTE DES ANNEXES**

|          |   |     |
|----------|---|-----|
| Annexe A | Compositions isotopiques utilisées . . . . .                            | 199 |
| Annexe B | Analyse neutronique de la topologie de l'assemblage . . . . .           | 202 |
| Annexe C | Étude de la discrétisation axiale de la géométrie du cœur REP . . . .   | 211 |
| Annexe D | Étude du déséquilibre de puissance relevé de gestions atypiques . . . . | 215 |
| Annexe E | Résultats du scénario B . . . . .                                       | 222 |
| Annexe F | Résultats du scénario C . . . . .                                       | 228 |

## INTRODUCTION

À l'aube d'une transition énergétique visant à sauvegarder le climat, la communauté internationale se doit de favoriser le développement des sources d'énergie à faibles émissions de carbone. La production d'électricité d'origine nucléaire se trouve dès lors au cœur des divers débats et projets de loi concernant la mise en place de solutions viables à la crise écologique. Si l'administration Biden s'est prononcée sur le rôle prépondérant du développement de parcs nucléaires dans la production d'électricité propre aux États-Unis, notamment quant au développement de réacteurs Génération IV, le déploiement d'une nouvelle génération de réacteurs nucléaires français n'est toujours pas confirmé. En effet, la construction de nouveaux réacteurs nucléaires de type EPR (*European Pressurised Reactor*) n'interviendra pas avant 2023 malgré la fermeture d'une douzaine de réacteurs REP prévue d'ici 2028. La place de l'énergie nucléaire au cœur de la programmation pluriannuelle de l'énergie française semble limitée par certaines dispositions, notamment la perception du public quant à la production de déchets radioactifs résultant de l'irradiation du combustible.

C'est dans ce contexte d'incertitude quant à l'évolution future du parc électronucléaire français que s'inscrit la pertinence des études de scénarios. Les codes dits de scénarios consistent en des codes de simulation dynamique du cycle du combustible nucléaire permettant la modélisation de parcs électronucléaires complexes (c.-à-d. les usines de fabrication, les réacteurs, les piscines de refroidissement, les usines de séparation et les stocks). L'aspect dynamique de certains codes de scénarios s'interprète comme leur capacité à adapter le combustible chargé en fonction de la matière valorisable disponible (c.-à-d. l'uranium et le plutonium renfermant des isotopes fissiles). De par leur flexibilité sur les recharges et leur temps d'exécution relativement faible, ces outils sont fréquemment utilisés dans l'étude de faisabilité de transitions progressives de parcs électronucléaires. Mentionnons que le code de scénario considéré dans ce mémoire, soit le code CLASS (**C**ore **L**ibrary for **A**dvanced **S**cenario **S**imulation) [1], retranscrit l'évolution isotopique des inventaires à chaque instant et pour chaque unité considérée au moyen de méta-modèles physiques reposant essentiellement sur des prédicteurs constitués de réseaux de neurones spécifiques aux différentes grandeurs neutroniques d'intérêt. En l'occurrence, les réseaux de neurones considérés sont les PMC (**P**erceptrons **M**ulti**C**ouche). Mentionnons également que ces derniers sont élaborés sur des calculs de réseau infini englobant ainsi des processus physiques limités à l'échelle assemblage. Cette réduction de la géométrie modélisée est fondée sur l'hypothèse selon laquelle l'évolution isotopique de l'assemblage combustible sous irradiation retranscrit les comportements neutroniques attendus pour le cœur. De surcroît, cette approximation considère l'influence des divers assemblages

constituant le coeur comme étant identique nonobstant leur voisinage. Cette approximation, qui est d'ailleurs fréquemment adoptée dans les codes de scénarios, est à même de limiter significativement le réalisme de la simulation et justifie l'investigation d'un éventuel apport en précision engendré par la considération de l'échelle coeur.

La référence [2] fait l'étude de la précision des méta-modèles appelés dans CLASS. Il y fut démontré que les principales sources d'erreurs sont liées aux modèles réacteurs, soit à la fabrication et à l'évolution du combustible. Ces étapes sont respectivement reproduites dans CLASS par les modèles de chargement et d'irradiation (cf. chapitre 1). Le modèle de chargement permet d'établir l'enrichissement du combustible à fabriquer afin d'alimenter les réacteurs considérés, et ce, en fonction de la matière fissile disponible et des options de retraitement des matières définies pour le cycle du combustible étudié. Le modèle d'irradiation permet, quant à lui, de retranscrire l'évolution du combustible sous irradiation. Nous nous proposons dès lors de substituer les modèles assemblages présentement utilisés dans CLASS par une modélisation à trois dimensions de la géométrie complète du coeur au moyen d'un code de calcul coeur déterministe. L'approche adoptée repose sur une caractérisation à doubles niveaux de l'irradiation du combustible (c.-à-d. constituée de calculs de réseau et de calculs de coeur). Concrètement, cette approche consiste en la mise en oeuvre d'un couplage entre le code de scénarios CLASS et la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 [3, 4] permettant la résolution de l'équation de transport et de diffusion, respectivement.

Notre travail s'est focalisé sur la modélisation d'un REP 900 MWe représentatif d'un réacteur de palier CPY. En détail, le réacteur hétérogène considéré dans la suite est un REP 900 MWe hybride composé à 69.5 % de combustible UO<sub>2</sub> (**Uranium Oxyde**) et à 30.5 % de combustible MO<sub>2</sub> (**Mixed Oxides**). Mentionnons que les combustibles UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> sont constitués de dioxyde d'uranium et d'un mélange de dioxyde d'uranium et de dioxyde de plutonium, respectivement. Compte tenu de son utilisation efficace des réserves d'uranium, sa faible production de dioxyde de carbone et la réduction en masse des inventaires en plutonium présents dans les déchets radioactifs, le combustible MO<sub>2</sub> est valorisé en France comme solution viable à la crise écologique situant ainsi notre étude dans le contexte évoqué ci-haut. Il est à noter qu'un plan de recharge par quart est envisagé pour ce coeur hétérogène. Ainsi, la proportion d'assemblages MO<sub>2</sub> étudiée ici est définie conformément à la pratique industrielle actuelle et le recharge par quart est adopté pour les deux combustibles afin d'assurer une gestion analogue à celle d'un coeur chargé entièrement d'UO<sub>2</sub> selon la gestion GARANCE proposée par l'exploitant EdF (**Électricité de France**) [5].

L'objet de ce mémoire est donc d'évaluer l'éventuel apport en précision amené par des modèles d'équivalence et d'irradiation considérant l'échelle coeur pour des réacteurs hétérogènes.

Ceci engendre le développement, dans un premier temps, d'un modèle physique permettant la simulation de coeur REP hétérogène dans CLASS et, dans un deuxième temps, d'une modélisation d'un coeur REP hétérogène fonctionnel via le chaînage DRAGON5-DONJON5. Afin d'expliciter les différents défis et travaux impliqués de ce développement, les paragraphes ci-dessous détaillent la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 et présentent la structure logique du couplage CLASS-DONJON5.

Le code de simulation DRAGON5 permet le calcul des caractéristiques physiques dans les unités composant le réseau interne du réacteur nucléaire (c.-à-d. la cellule et l'assemblage) au moyen de différents modèles décrivant la neutronique, la thermodynamique et l'évolution isotopique de la matière exposée à un flux de neutrons. Ainsi, la simulation du réseau interne, dite calcul réseau, se fait via des modules codés en Fortran dans DRAGON5 et visant à effectuer : l'interpolation des sections efficaces microscopiques fournies des bibliothèques introduites de la littérature, l'autoprotection des résonances, la résolution de l'équation de transport par l'application d'hypothèses simplificatrices telles que l'homogénéisation des mélanges et la condensation des groupes d'énergies, le traitement de sa solution et finalement, la prise en compte des désintégrations naturelles au cours de l'évolution [6]. Ces dimensions du calcul réseau sont traitées au chapitre 3.

Si l'approche évoquée ci-haut est prouvée efficace pour la retranscription de l'évolution d'un assemblage combustible dans un milieu infini, appliquer ce schéma de calcul pour un coeur entier engendrerait des coûts fort importants. En s'appuyant sur la littérature [7] et les architectures de calcul coeur adoptées par différents auteurs [2, 8, 9], on peut envisager de réduire les opérateurs de l'équation de transport notamment par l'approximation de diffusion. Mentionnons que la résolution de l'équation de transport et les principales hypothèses adoptées dans le traitement de cette dernière sont introduites au chapitre 2. Ainsi le code de simulation DRAGON5 est employé, d'une part, pour fournir une estimation de l'irradiation d'un assemblage de combustible dans un environnement infini et, d'autre part, pour évaluer les sections efficaces microscopiques et macroscopiques, homogénéisées spatialement et condensées en énergie, lorsque requis, tenant compte des phénomènes et mécanismes internes à l'échelle réseau. Ces sections efficaces sont, par la suite, traitées dans une optique de chaînage avec le code de calcul DONJON5 pour la simulation à trois dimensions de la géométrie complète du coeur sous l'hypothèse de diffusion. Le calcul réseau est donc réalisé sous une multitude de conditions initiales perturbées résultant en une base de données rassemblant l'ensemble des paramètres neutroniques et physiques nécessaires à la modélisation du coeur. En s'appuyant sur cette base de données multiparamétrique dénommée *MULTICOMPO*, le code DONJON5 interpole les grandeurs neutroniques intervenant dans l'équation de diffusion en fonction de la composition du combustible et de l'irradiation étudiée. Puisque les irradiations étudiées

dans les scénarios d'intérêt et, par conséquent, évaluées ici par des calculs coeurs sont a priori inconnues, la construction de l'objet *MULTICOMPO* se doit d'englober largement et précisément les paramètres prépondérants. Dans le cadre de ce mémoire, les dimensions de cet objet sont l'échantillonnage temporel, la concentration en bore soluble, l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et la teneur en plutonium ainsi que la composition isotopique constituant le combustible MO<sub>x</sub>. Le calcul coeur résultant de ce chaînage est détaillé au chapitre 4.

La composition des combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> fait l'objet d'une étude visant à réduire les effets d'hétérogénéité engendrés dans le coeur hétérogène par les comportements neutroniques différents pour ces combustibles. À titre d'exemple, on s'attend à observer une chute de la réactivité au cours des premiers jours plus prononcée pour le combustible UO<sub>x</sub> lorsque comparé au combustible MO<sub>x</sub> pour cette même période. Citons également la dépression du facteur de multiplication infini significativement plus rapide pour l'assemblage UO<sub>x</sub> que pour l'assemblage MO<sub>x</sub> qui dépeint, quant à lui, un comportement plus stable de par le fait que son irradiation engendre une baisse plus lente de la concentration en isotopes fissiles due en partie à une production plus forte de plutonium 241. Or, ces différences représentent un défi considérable quant à l'exploitation couplée de ces combustibles et nécessite la mise en oeuvre d'une gestion judicieuse de ces derniers. Ainsi, un modèle de fabrication est construit afin d'assurer une équivalence entre les caractéristiques neutroniques des combustibles MO<sub>x</sub> et UO<sub>x</sub> susceptibles d'influer les grandeurs intégrales d'intérêt (c.-à-d. le facteur de multiplication, la puissance, les réserves de réactivité et les concentrations isotopiques). Ce modèle s'appuie sur les leviers suivants dans la construction des combustibles exploités : l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la teneur en plutonium et la composition isotopique du combustible MO<sub>x</sub>, et enfin, la durée du cycle d'irradiation. Le développement de ce modèle de fabrication, dénommé modèle d'équivalence dans la suite, est présenté au chapitre 5.

La modélisation du coeur hétérogène adoptée au chapitre 4 est sujette à un processus de simplification additionnel afin de réduire les coûts engendrés par la modélisation du coeur. Ce travail d'accélération est motivé par le fonctionnement actuel de CLASS qui se caractérise par des coûts relativement faible, lorsque confrontés aux coûts associés au calcul DONJON5. Ainsi, des structures de calcul réduites sont développées en s'appuyant sur la prédiction des paramètres physiques et neutroniques suivants : l'enrichissement en uranium 235 nécessaire à l'atteinte du *burnup* cible sous condition de réserve de réactivité nulle en fin de cycle, la concentration de bore nécessaire à l'atteinte de la criticité du coeur et l'irradiation moyenne au rechargement des différents assemblages résultant de la gestion du combustible étudiée. L'accélération du calcul coeur est traitée au chapitre 6.

Comme il fut évoqué plus haut, le couplage CLASS-DONJON5 consiste à substituer les modèles de chargement et d'irradiation reposant sur les PMC par des calculs coeurs réalisés au moyen d'appel au code déterministe DONJON5 tel qu'introduit dans les paragraphes précédents. Une attention particulière est alors attribuée à l'influence individuelle et combinée de ces modèles sur la simulation de l'évolution en réacteur et, de surcroît, du cycle du combustible. À cet effet, plusieurs scénarios dits élémentaires sont étudiés au chapitre 7. Ces derniers correspondent à des installations composées seulement d'une usine de fabrication, d'un réacteur, d'une piscine de refroidissement et d'une usine de séparation. Afin d'identifier correctement l'impact de la substitution des modèles PMC usuellement utilisées dans CLASS par leurs modèles DONJON5 respectifs, l'étude des scénarios élémentaires se consacrent à la caractérisation des inventaires sortants d'un unique réacteur REP 900 MWe hybride découlant de quatre cycles d'irradiation. Finalement, cette étude des déviations massiques constatées pour un parc simple est suivie d'une analyse de scénarios dits complexes. Les scénarios complexes considèrent, quant à eux, des flottes de réacteurs composées de REP 900 UO<sub>2</sub> et de REP 900 hybrides, et ce, sur plusieurs campagnes d'irradiation successives.

## CHAPITRE 1 LE CODE DE SCÉNARIO CLASS

CLASS (Core Library for Advanced Scenario Simulation) [1] est un code de simulation dynamique du cycle du combustible nucléaire codé en C++ par le CNRS/IN2P3. Il permet de modéliser des parcs électronucléaires complexes et les unités les composant (c.-à-d. les usines de fabrication, les réacteurs, les piscines de refroidissement, les usines de séparation et les stocks). Le code CLASS s'appuie sur des méta-modèles pour la modélisation des différentes unités (présentées à la figure 1.1) et des différents processus de traitement réalisés (récapitulés au tableau 1.1). Ces méta-modèles, de par leurs coûts raisonnables, permettent la simulation rapide de l'évolution des combustibles sous irradiation neutronique et lors des étapes de refroidissement. Conséquemment, cet outil est fréquemment utilisé dans l'étude de faisabilité de stratégies innovantes, notamment l'introduction des réacteurs à neutrons rapides et le multi-recyclage du plutonium dans le parc français [10–12].

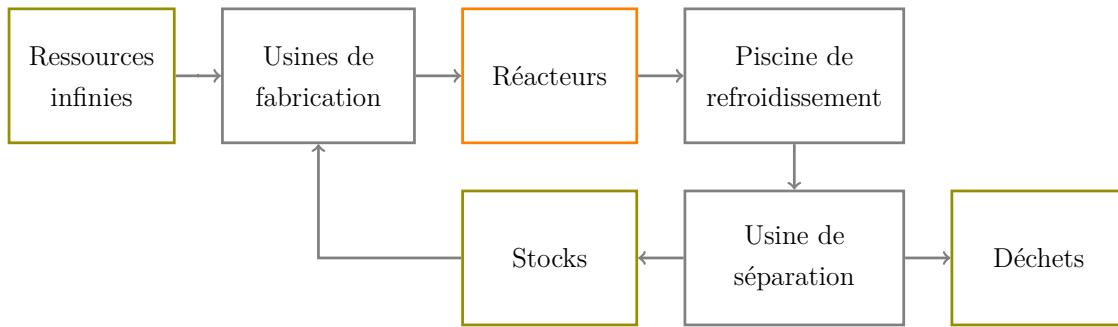


Figure 1.1 Schématisation simplifiée des unités composant le cycle du combustible considérées dans CLASS.

De la figure 1.1 et du tableau 1.1, on retire les enseignements suivants quant à l'évolution du combustible au cours du cycle. D'abord, le combustible neuf est soumis aux décroissances radioactives durant sa fabrication. Ensuite, l'inventaire isotopique chargé subit une irradiation caractéristique du réacteur REP considéré puis se décharge dans les piscines de refroidissement où il est soumis à nouveau aux décroissances naturelles. Enfin, les déchets sont séparés des composés radioactifs valorisés en fonction de la composition du combustible refroidi, de la stratégie de gestion et de l'efficacité de l'usine de séparation. La matière valorisable (c.-à-d. l'uranium et le plutonium renfermant des isotopes fissiles) est ainsi placée dans les stocks dans le but d'être traitée à l'usine de fabrication puis irradiée une seconde fois, soit immédiatement ou ultérieurement. Les méta-modèles à même de reproduire ces processus s'appuient sur la prédiction des diverses caractéristiques neutroniques du combus-

tible au moyen de réseaux de neurones. Les réseaux de neurones actuellement utilisés dans CLASS sont des PMC (Perceptrons MultiCouche) entraînés sur des résultats découlant de calculs d'assemblages infinis usuellement réalisés avec le code de calcul stochastique évoluant SMURE. De ces réseaux, les sections efficaces des divers isotopes d'intérêt sont prédites puis le système d'équations différentielles de Bateman est résolu, habituellement via des solveurs Runge-Kutta d'ordre 4, de façon à suivre l'évolution des inventaires au cours de l'irradiation. Il est à mentionner que les décroissances naturelles sont, quant à elles, simulées via des données pré-tabulées. Le tout permet une analyse relativement peu coûteuse d'un parc électronucléaire entier.

Tableau 1.1 Caractéristiques des installations considérées dans le cycle du combustible dans CLASS [13].

| Installation                      | Processus                  | Paramètre  | Flux sortant                    |
|-----------------------------------|----------------------------|--|---------------------------------|
| <b>Usines de fabrication</b>      | Fabrication du combustible | Durée de fabrication - Stratégie de gestion - Matière utilisée   | Combustible neuf                |
| <b>Réacteurs</b>                  | Évolution sous irradiation | Type de combustible - <i>Burnup</i> - Masse de noyaux lourds - Durée d'opération - Puissance - Facteur de charge - Date de démarrage | Combustible irradié             |
| <b>Piscine de refroidissement</b> | Décroissance               | Durée du refroidissement   | Combustible refroidi            |
| <b>Usine de séparation</b>        | Séparation chimique        | Efficacité de séparation - Date de démarrage - Éléments à séparer  | Déchets et matières recyclables |
| <b>Stokages</b>                   | Décroissance               | Durée du stokage   | Matières recyclables            |
| <b>Déchets</b>                    | Décroissance               | -  | -                               |

Afin de restreindre l'étendue du champ d'étude des scénarios dynamiques, ce travail de maîtrise s'est focalisé sur la fabrication du combustible ainsi que l'irradiation de ce dernier dans le réacteur REP 900 MWe hybride (c.-à-d. chargé à environ 70% de combustibles UO<sub>2</sub> et 30% de combustibles MO<sub>2</sub>). L'objectif de ce chapitre est donc de présenter succinctement le fonctionnement du code CLASS au moyen d'une synthèse des modèles de fabrication et d'irradiation. Pour assurer une compréhension adéquate de ces méta-modèles, une brève introduction aux réseaux de neurones est d'abord présentée.

## 1.1 Fonctionnement général des réseaux de neurones

Les réseaux de neurones ou ANN (*Artificial Neural Networks*) sont introduits dans les années 1950 [14–16]. Ils consistent en des réseaux de fonctions mathématiques interconnectées, dénotées neurones. Simplement, un réseau est composé de plusieurs couches de neurones se transmettant de l’information entre eux. Il prend ainsi un certain nombre de paramètres d’entrée fixés puis, via le traitement de ces données par les neurones, fournit une valeur de sortie en sommant les informations provenant des couches en amont. Citons que la valeur de sortie d’un neurone est dénommée activation. Le type de neurones utilisés dans l’élaboration des réseaux employés sont les perceptrons [14]. Une schématisation de ces derniers est présentée à la figure 1.2 (a). La définition mathématique de cet outil est, quant à elle, introduite à l’équation 1.1. Le perceptron attribue un poids  $w_i$  à la contribution de chaque entrée  $x_i$ . Pour le perceptron illustré à la figure 1.2 (a), on définit le vecteur de poids  $[w_1, w_2]$  pour le jeu d’entrée  $[x_1, x_2]$ . La valeur de ces poids fait de chaque neurone un objet unique. Ces derniers sont modifiés au cours de l’entraînement de l’objet puis fixés lors de son utilisation. L’entraînement consiste à ajuster itérativement ces poids jusqu’à l’obtention d’une prédiction fidèle de l’activation (c.-à-d. un biais  $b$  minimal), lorsque comparée aux valeurs attendues. La validité d’une prédiction est déterminée à l’aide d’une banque de données composée d’un nombre important de couples (entrée, sortie). Les réseaux de neurones employés dans CLASS sont dès lors définis comme un assemblage de perceptrons connectés entre eux menant à la retranscription d’une fonction mathématique correspondant à la contribution des activations de chaque neurone.

$$f(\vec{x}) = b + \sum_i^N w_i \cdot x_i . \quad (1.1)$$

Notons que le réseau présenté à la figure 1.2 (b) est composé de plusieurs perceptrons disposés en trois couches distinctes : une première constituée des paramètres d’entrées, une seconde constituée des neurones notés  $f_1$  et  $f_2$ , ainsi qu’une troisième constituée du neurone noté  $f_3$ . Ces couches sont successivement référencées comme étant la couche d’entrée, la couche cachée et la couche de sortie. Citons que les entrées du perceptron  $f_3$  sont les activations des neurones composant la couche précédente. Le nombre de couche ainsi que le nombre de neurones les composant définissent l’architecture du réseau. Or, l’architecture simple présentée ne permet pas la retranscription correcte des comportements neutroniques d’intérêt via le perceptron tel qu’introduit à l’équation 1.2. De par le fait qu’une sommation de fonctions linéaires est une fonction linéaire, cette architecture est limitée à la flexibilité du perceptron individuel.

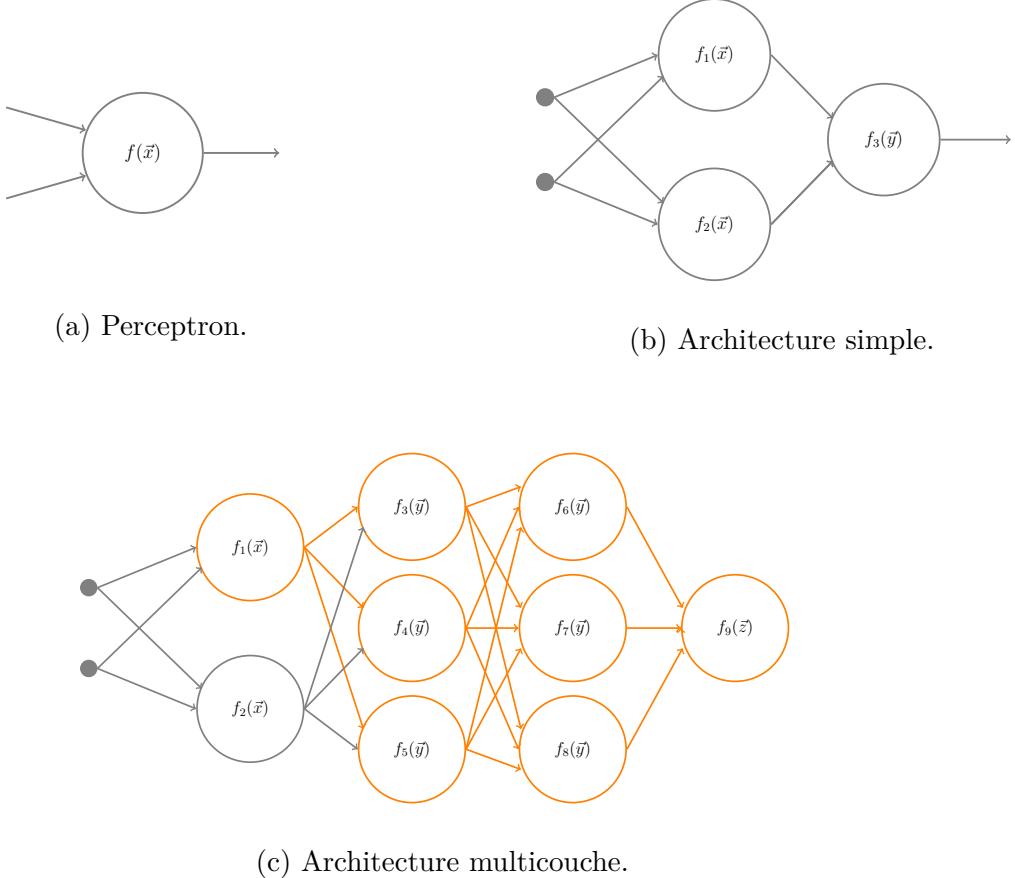


Figure 1.2 Schématisation simplifiée des éléments composant un réseau de neurones.

Ainsi, la littérature introduit différentes fonctions  $\sigma$  non-linéaires, dénommées fonction d’activation, à même de reproduire des processus plus complexes. Les fonctions d’activation considérées dans la suite sont les suivantes : sigmoïde, tangente hyperbolique, ReLU (**R**ectified **L**inear **U**nit) et SELU (**S**caled **E**xponential **L**inear **U**nit). Mentionnons que le résultat de ces fonctions est nécessairement compris entre 0 et 1. Ainsi, l’équation 1.1 prend la forme ajustée suivante :

$$f(\vec{x}) = \sigma \left( b + \sum_i^N w_i \cdot x_i \right), \quad (1.2)$$

où  $f(\vec{x})$  est l’activation du neurone et  $\sigma(y)$  est la fonction d’activation adoptée. Dans le cadre de ce projet de recherche, on se limite à des structures de réseaux et des fonctions d’activation simples. Remarquons qu’en changeant le poids d’un perceptron de la première couche, on engendre nécessairement un ruissellement de l’écart sur l’ensemble des réponses des neurones subséquents, tel qu’illustré à la figure 1.2 (c). Cette propagation met en lumière la

difficulté du problème technique que représente la génération de réseaux fidèles. Rappelons que l'objet de cette maîtrise est l'apport en précision de l'échelle cœur. Conséquemment, nous nous limitons ici à dédier un effort sommaire au développement optimum de cet outil purement mathématique.

Le processus d'optimisation d'un réseau de neurones se fait à deux niveaux : d'abord, l'établissement judicieux de l'architecture et de la fonction d'activation puis ensuite, la minimisation de la fonction *perte* (soit l'erreur calculée sur la base des moindres carrés) via l'ajustement des poids de chaque neurone. La perte est donnée par

$$L(y^{\text{théo.}}, y^{\text{rés.}}) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (y_j^{\text{théo.}} - y_j^{\text{rés.}})^2 , \quad (1.3)$$

où  $L$  est la perte,  $M$  est le nombre de couples (entrée, sortie) composant la base de données,  $y^{\text{rés.}}$  est l'activation estimée par le réseau et  $y^{\text{théo.}}$  est la valeur théorique à reproduire. Les poids sont initialisés aléatoirement puis ajustés afin de minimiser la valeur de  $L$  selon un processus de *backpropagation* ou rétropropagation du gradient, plus précisément selon une approche BFGS (Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shannon) [11]. Dans le cas d'un réseau complexe, la perte correspond à la projection à une dimension de l'ensemble des biais calculés à chaque itération de l'entraînement. Pour expliciter ces approches, on s'intéresse d'abord à la performance d'un seul perceptron prenant deux entrées. Simplement, on cherche à minimiser le biais  $b$  du perceptron et, par conséquent, améliorer la précision de l'observable  $y^{\text{rés.}}$  nonobstant la variation des paramètres d'entrées  $x_1$  et  $x_2$ . Pratiquement, l'algorithme consiste à définir l'écart  $\eta$  entre les poids testés et les poids menant à la perte minimale. Les poids optimiaux sont estimés selon une méthode de descente du gradient. Cette dernière consiste à déterminer la variation d'un poids menant à la diminution la plus importante du biais. Si ce processus consiste simplement à rechercher le minimum d'une surface pour le perceptron considéré dans cet exemple, il s'avère plus complexe dans le cas de perceptrons composés de plusieurs poids. L'algorithme s'appuie alors sur le gradient de la fonction *perte* en fonction des différents paramètres d'entrée [17]. Cela revient au calcul des dérivées partielles de la fonction *perte* pour tous les paramètres d'entrée afin d'identifier les poids et la variation de ces derniers susceptibles d'induire une diminution de la perte. Les poids sont modifiés selon les variations obtenues de cette méthode puis ce processus est répété sur un nombre important d'itérations jusqu'à convergence de la perte.

À l'échelle du réseau, la rétropropagation est utilisée afin de prendre en considération l'influence du poids des neurones en amont sur le biais du perceptron traité. Cette dernière consiste à déterminer de façon analogue à la descente du gradient, l'écart  $\eta$  pour chacun

des poids constituant la couche de sortie de façon à annuler la perte sur cette couche. Les coefficients  $\eta$  résultant peuvent ensuite être propagés sur la couche précédente. Il s'en suit la détermination des coefficients pour cette couche engendrant la correction des couches suivantes. Cette démarche est répétée jusqu'à la couche d'entrée menant ultimement à la détermination d'un nombre de coefficients  $\eta$  considérable justifiant l'appel à des algorithmes de rétropropagation optimisés en coût tel que la méthode BFGS.

## 1.2 Fonctionnement actuel de CLASS

La référence [2] fait l'étude de la précision des méta-modèles appelés dans CLASS à l'échelle du scénario via l'évaluation des écarts sur les inventaires finaux relevés d'une comparaison à la modélisation du cœur entier au moyen d'un code déterministe (c.-à-d. le chaînage DRAGON5-DONJON5). Il fut ainsi démontré que les principales sources d'erreurs sont liées à la fabrication et à l'évolution du combustible. Ces étapes sont respectivement reproduites dans CLASS par les modèles de chargement et d'irradiation. Rappelons que le modèle de chargement permet d'établir l'enrichissement du combustible à fabriquer, et ce, en considérant la matière fissile disponible et des caractéristiques prédéfinies du cycle du combustible étudié. Le modèle d'irradiation permet, quant à lui, de retranscrire l'évolution du combustible sous irradiation.

### 1.2.1 Élaboration de la banque de données

Comme nous l'avons évoqué plus haut, la retranscription des comportements neutroniques du combustible nucléaire est effectuée par des prédicteurs constitués des perceptrons. Les grandeurs neutroniques prédites par ces derniers sont les suivantes : les sections efficaces moyennes pour les réactions  $(n,f)$ ,  $(n,\gamma)$  et  $(n,2n)$  par isotope d'intérêt. Ici, les PMC sont entraînés à l'aide de bases de données élaborées sur les résultats obtenus de calculs DRAGON5 [3]. Pour la prédiction de chaque grandeur neutronique considérée, on se doit de générer une base de données englobant l'évolution caractéristique de l'assemblage en fonction de son inventaire isotopique. L'échantillonnage de calculs d'évolution du combustible, dénommées bases de génération dans la suite, dépend du type de combustible. Les bases de génération de l'assemblage UO<sub>2</sub> sont composées d'une seule dimension isotopique, soit l'enrichissement en uranium 235. Les bases de génération de l'assemblage MO<sub>2</sub> sont, quant à elles, composées des dimensions suivantes : la teneur en plutonium ainsi que la proportion en plutonium 238, 239, 240, 241 et 242 et en américium 241. Il est à clarifier que, si seulement ces isotopes sont perturbés dans la construction de la base de génération, l'évolution d'une vingtaine d'isotopes (c.-à-d. des actinides et des produits de fission) est suivie de façon à englober correctement

les comportements neutroniques attendus au cours de l'irradiation.

Les bornes des différentes dimensions constituant la base de génération s'appuient sur les stratégies et gestions conventionnelles tirées de la littérature. A posteriori, un effort est également porté à l'étude des inventaires découlant de l'irradiation d'un cœur REP entièrement constitué de combustible UO<sub>2</sub> afin d'assurer que les inventaires isotopiques découlant de cette irradiation soient inclus dans les limites de l'espace de génération définies ici (cf. section 7.2). Mentionnons que cette structure de l'espace isotopique des assemblages est également employée dans la modélisation du cœur REP 900 MWe au moyen du chaînage DRAGON5-DONJON5. Cette dernière est détaillée au chapitre 3. L'échantillonnage de cet espace isotopique et, par conséquent, la composition des assemblages combustibles caractérisés dans DRAGON5, sont générés selon la méthode pseudo-aléatoire LHS (**Latin Hyper-cube Sampling**) [18]. Cette méthode consiste à segmenter les N dimensions considérées en M intervalles puis d'en extraire aléatoirement un point par intervalle assurant ainsi un balayage aléatoire à l'échelle du point et une couverture homogène à l'échelle de la dimension et, par conséquent, de l'espace d'intérêt. Pour assurer une représentation complète des compositions isotopiques incluses dans ces espaces isotopiques, un nombre arbitraire de calculs DRAGON5 sont réalisés pour l'UO<sub>2</sub> et le MO<sub>2</sub>, soit 600 et 2000, respectivement. On juge que cet échantillonnage permet une couverture correcte des stratégies et gestions conventionnelles. Toutefois, on admet qu'une attention plus rigoureuse à la statistique des bases de données engendrait nécessairement une meilleure précision des méta-modèles entraînés.

De ces calculs, les évolutions des sections efficaces d'intérêt au cours de l'irradiation sont extraites puis rassemblées de façon à produire une base de données dédiée à chaque section efficace moyenne pour l'élaboration de chaque estimateur neutronique utilisé dans CLASS.

### 1.2.2 Étude de la dimension temporelle

Le code de scénario CLASS retranscrit l'évolution isotopique des inventaires à chaque instant et pour chaque unité considérée. La première étape de la simulation consiste donc à définir le vecteur temporel qui agit comme guide dans l'exécution de la simulation du scénario au moyen de CLASS. Ce vecteur est borné par le temps d'initiation et de fin de la simulation. Également, les instants suivants sont indiqués dans ce vecteur : recharge et décharge, début de fabrication, déplacement du combustible usé vers la piscine de refroidissement et sortie du combustible refroidi vers les stocks. Mentionnons que le traitement du transport des matières est grandement simplifié, d'une part, par le déplacement instantané entre les différentes installations, mais également par l'absence de contraintes sur la taille du flux de matières entre les unités. Or, le flux de matière constitue une dimension de l'exploitation sou-

mise à un nombre important de contraintes par les dispositions dimensionnées par l'IAEA (International Atomic Energy Agency) [19]. Pour suppléer à cette modélisation simplifiée, les décroissances naturelles sont prises en compte au moyen usuel d'une augmentation du temps dans les piscines. Finalement, ce vecteur temporel contient les temps auxquels les données d'évolution sont enregistrées. Citons qu'une telle gestion du temps est une spécificité de code CLASS, lorsque confronté aux autres codes de scénarios. L'habitude veut que l'on utilise une discrétisation homogène, précise ou grossière, du domaine temporelle. Or, l'intérêt de cette modélisation hétérogène de la dimension temporelle est qu'elle permet une précision temporelle d'une seconde tout en engendrant un faible coût dans la simulation.

Une fois le vecteur temporel intégré, le code détermine un combustible respectant les critères imposés par le réacteur étudié en fonction de la ressource fissile disponible et du temps de cycle défini a priori. Ce combustible est généré de façon à simuler un lot de rechargement provenant de l'usine de fabrication. Le lot est alors chargé dans le réacteur puis son évolution sous irradiation est simulée.

### 1.2.3 Modèle de chargement

Le modèle de chargement repose sur deux contraintes de conformité dans la fabrication du combustible neuf à charger dans le réacteur : d'une part, le contenu isotopique disponible dans les stocks en considérant la stratégie de gestion adoptée et d'autre part, la réactivité estimée pour le cœur étudié.

Les stocks utilisés dans la fabrication du combustible sont différenciés entre matériaux fissiles et fertiles. De par son influence prépondérante, l'inventaire fissile nécessaire à l'atteinte de la criticité est défini dans un premier temps puis complémenté par de la matière fertile. Les stratégies possibles dans CLASS sont LiFo (***Last in, First out***), FiFo (***First in, First out***), ainsi qu'une gestion mixte (c.-à-d. une succession alternée de recharge LiFo et FiFo) et une gestion aléatoire. À partir des ressources disponibles et de la stratégie de gestion, le code CLASS construit un lot de rechargement à tester. Simplement, le lot envisagé doit permettre une irradiation critique sur l'ensemble du cycle considéré.

Puisque les masses de noyaux lourds et la puissance du réacteur considéré ici sont fixées, la fabrication du combustible s'appuie sur la variation de l'inventaire fissile dans la recherche de la criticité. Il en résulte un processus d'ajustement des isotopies et, par conséquent, une fabrication du combustible dynamique au cours du scénario. Le modèle de chargement repose sur l'hypothèse selon laquelle la réactivité du cœur peut être représentée par la mesure des facteurs de multiplication infini au moment du déchargement moyennée sur l'ensemble des assemblages constituant le cœur étudié. Cette mesure de la réactivité du cœur est dénotée

$k_\infty$  dans la suite. Elle est calculée selon l'approche adoptée dans [10, 11, 13, 20] et présentée à l'équation 1.4.

$$k_{\text{seuil}} \leq \langle k_\infty \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N k_n(t_{\text{rech.}}) \quad (1.4)$$

où  $k_{\text{seuil}}$  est le critère de réactivité caractéristique de CLASS,  $N$  est le nombre de recharges et  $t_{\text{rech.}}$  est le temps d'irradiation correspondant aux différentes recharges. La valeur du critère de réactivité utilisée dans CLASS est historiquement de 1.037 [10, 21]. Le  $k_{\text{seuil}}$  s'appuie sur une estimation grossière des pertes neutroniques (c.-à-d. les fuites, les absorptions parasites, ainsi que les barres de commande) et de surcroît, correspond à la valeur limite en dessous de laquelle la réactivité estimée, soit le  $\langle k_\infty \rangle$ , ne doit pas descendre pour assurer une puissance nominale sur l'ensemble de l'irradiation. La valeur de  $k_{\text{seuil}}$  utilisée dépend forcément du réacteur considéré, du combustible utilisé et de la composition isotopique de ce dernier [13]. Les écarts de modélisation causés par une pénalité constante de 3700 pcm sont étudiés dans [2]. Il y est démontré, via une analyse des écarts sur les inventaires sortants, que des erreurs significatives dues à un  $k_{\text{seuil}}$  inadéquat s'ajoutent aux biais caractéristiques d'une modélisation limitée à l'échelle assemblage (c.-à-d. les effets de fuites liés aux frontières physiques et les effets géométriques). Il apparaît donc nécessaire d'ajuster la valeur de  $k_{\text{seuil}}$  en fonction du vecteur isotopique. Ainsi, une étude succincte de la définition adéquate de ce critère est introduite à la section 1.3 et traitée au chapitre 7.

#### 1.2.4 Modèle d'irradiation

Le modèle d'irradiation permet la retranscription peu coûteuse de l'évolution des divers noyaux d'intérêt sous irradiation. Ce dernier repose sur le calcul des inventaires combustibles aux différents pas de temps constituant le vecteur temporel défini a priori. Or, l'évolution est calculée par la résolution numérique de l'équation de Bateman. Le système d'équations de Bateman est traité rigoureusement au chapitre 2. Mentionnons tout de même que la résolution de ce système d'équations nécessite une mesure du flux de neutrons et des sections efficaces moyennes (c.-à-d. les taux de réaction) caractéristiques des isotopes et réactions suivies, et ce, à chaque pas de temps. Or, ces grandeurs neutroniques sont estimées aux moyens des mêmes perceptrons élaborés pour le modèle de chargement.

Finalement, mentionnons que la décroissance radioactive observée dans les autres unités est, quant à elle, retranscrite au moyen de bases de données pré-tabulées dans CLASS présentant l'évolution des chaînes de désintégration sur une échelle de temps allant de 1 seconde à 300 millions d'années.

### 1.3 Étude du précédent couplage et perspectives envisagées

Le précédent couplage, au même titre que le couplage envisagé ici, se limite à reproduire l’élaboration du combustible et son irradiation au cours du cycle au moyen d’un calcul coeur. Or, si M. Guillet [2] s’appuyait sur la modélisation de l’irradiation du combustible MOx au moyen d’un coeur entièrement *moxé*, on s’intéresse ici à introduire des coeurs REP 900 MWe hybrides. Ceci engendre le développement, dans un premier temps, d’un modèle physique permettant la simulation de coeur REP hétérogène dans CLASS et, dans un deuxième temps, d’une modélisation d’un coeur REP hétérogène fonctionnel via le chaînage DRAGON5-DONJON5. Mentionnons que des travaux passés démontrent qu’il est possible de simuler fidèlement un coeur hétérogène (p. ex. un réacteur de type ASTRID [11]) via l’appel aux modèles réacteurs PMC récemment ajoutés dans CLASS. Il est à noter qu’avant cette contribution, les modèles physiques PMC utilisés considéraient un combustible unique représentatif du coeur complet. Concrètement, le couplage consiste à substituer les modèles de chargement et d’irradiation reposant sur les PMC par des calculs coeurs réalisés au moyen d’appel au code déterministe DONJON5.

Certaines approximations employées dans CLASS limitent le réalisme physique des scénarios étudiés et justifient l’investigation de la contribution d’un éventuel apport en précision engendré par l’échelle coeur. Le premier niveau de simplification, fondé sur l’hypothèse selon laquelle la réactivité de l’assemblage retranscrit les comportements neutroniques attendus pour le coeur, considère l’influence des divers assemblages comme étant identique. Une démarche palliant à cette limite du calcul de la réactivité moyenne fut apportée lors du précédent couplage. Cette dernière consiste à prendre en compte l’irradiation moyenne de sortie des différents assemblages résultant de calculs coeurs. Ainsi, les valeurs du  $k_{\infty}$  relevées de la courbe d’évolution de la réactivité découlant d’un calcul assemblage sont prises aux *burnups* calculés pour chaque assemblage composant le coeur étudié plutôt qu’aux *burnups* théoriques. Il fut démontré dans [2] que les valeurs  $k_{\text{seuil}}$  calculées en considérant l’irradiation réelle (c.-à-d. déterminée via un calcul coeur DONJON5) entraînent des biais moindres sur les inventaires à l’échelle du scénario. Il apparaît donc intéressant de créer une nouvelle base de données dédiée à la prédiction de ce critère de réactivité. À cet effet, des milliers de calculs DONJON5 sont réalisés pour différents vecteurs isotopiques afin de déterminer l’enrichissement nécessaire tenu de la matière fissile disponible pour chacune de ces isotopies. Les valeurs d’enrichissement obtenues permettent ensuite d’effectuer des calculs DRAGON5 pour les assemblages de combustibles correspondants. Une valeur de  $k_{\text{seuil}}$  peut ensuite être déterminée à l’aide des  $k_{\infty}$  interpolés sur ces calculs DRAGON5 au déchargement réel.

Selon cette approche, l’entraînement d’un réseau de neurones visant à prédire le critère de ré-

activité en fonction de l’isotopie et de la cible de *burnup* fut effectué. Ce dernier fut toutefois construit sur la modélisation de l’assemblage combustible homogène. Une étude préliminaire de l’apport en précision résultant d’un  $k_{\text{seuil}}$  adéquat montre que cette approche est souhaitable. Or, ce travail de recherche se focalise sur l’apport d’une modélisation rigoureuse du cœur via le couplage CLASS-DONJON5, lorsque comparé au fonctionnement usuel et actuel de CLASS. Ainsi, le développement et l’analyse de l’outil permettant la prédition précise du  $k_{\text{seuil}}$  ne sont pas présentés dans ce mémoire. Notons toutefois que les  $k_{\text{seuil}}$  utilisés pour le combustible MOx et UOx dans l’étude des scénarios présentée au chapitre 7 découlent de cette démarche.

## CHAPITRE 2 PRÉREQUIS DE NEUTRONIQUE

L'objectif de ce chapitre est de présenter une synthèse des prérequis de neutronique liés aux opérateurs constituant l'équation de Boltzmann dans un premier temps, au traitement numérique de l'équation de transport de neutrons dans un second temps, aux processus de réduction et aux simplifications appliquées à la solution de cette dernière dans un troisième temps et finalement, à l'équation de Bateman et sa solution. La synthèse théorique présentée ici a pour but d'assurer une compréhension suffisante à l'utilisation, mais non au développement des codes de calculs employés dans le cadre de cette maîtrise. Ainsi, nous nous limitons à présenter les concepts neutroniques primordiaux sans forcément les justifier par les mathématiques.

### 2.1 Équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann, également dénommée équation de transport des neutrons, consiste essentiellement en un bilan de la population de neutrons dans un volume  $V$  [6]. Afin d'éclaircir le développement des opérateurs intervenant dans les variantes de cette équation (c.-à-d. différentielle et intégrale), on se doit d'introduire les différentes grandeurs s'articulant dans ce bilan neutronique.

#### 2.1.1 La section efficace

La notion de section efficace représente la probabilité élémentaire d'interaction entre une particule et son environnement. En neutronique, cette grandeur permet de quantifier le nombre de réactions compte tenu du flux de neutron et de la nature de la cible considérée. Dès lors, [7] introduit la section efficace microscopique, dénotée  $\sigma$ , comme la probabilité d'une interaction considérant une cible individuelle et la section efficace macroscopique, dénotée  $\Sigma$ , comme la probabilité d'une interaction considérant un matériau composé de plusieurs cibles distinctes. Ces sections sont liées selon  $\Sigma = \sigma N$  où  $N$  correspond à la densité particulaire spécifique à chaque isotope constituant le matériau considéré.

## 2.1.2 Population de neutrons

### Densité de neutrons

Compte tenu du nombre fort important de neutrons dans un réacteur en fonctionnement nominal, l'habitude veut que l'on traite la population des neutrons de façon statistique. Conséquemment, on se doit d'introduire la notion de densité. Une attention est d'abord portée à la définition de la densité de neutrons, dénotée  $n$ . Cette dernière s'interprète comme le nombre de neutrons dans un volume  $d^3r$  centré en  $r$ , pour une énergie  $dE$  près, à l'intérieur d'un intervalle à  $d\vec{\Omega}$  et par l'instant  $t$  considéré. Notons que la densité de neutrons consiste en une distribution dépendante des variables d'espace, d'énergie et de direction et une fonction quant à la dimension temporelle. Conséquemment, la densité de neutron est exprimée comme  $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)d^3rdEd^2\Omega$ .

### Flux neutronique

La littérature veut que l'on utilise le flux neutronique plutôt que la densité. Or, cette dernière est utilisée dans le calcul du flux angulaire, dénoté  $\phi$ , selon l'équation suivante :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sqrt{\frac{2E}{m}}n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v_n n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad , \quad (2.1)$$

où  $m$  est la masse du neutron et  $v_n$  est sa vitesse. Mentionnons que, si le flux angulaire est dépourvu de sens physique dans le mesure où il est défini par la notion volumique de densité, son utilisation est préférée à la densité de neutrons. Intéressons-nous ensuite à réduire l'expression angulaire, via la réduction de cette distribution par rapport aux variables de direction, de façon à obtenir le flux scalaire usuellement préféré de par sa grandeur intégrale plus facilement traitable.

$$\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad . \quad (2.2)$$

### Taux de réaction

La notion de taux de réaction nous permet d'établir le nombre d'interactions entre un neutron et son environnement dans un intervalle infinitésimal de temps. Le calcul de cette probabilité, soit le nombre de réactions par incrément de temps, s'exprime par le terme  $R$  et est défini comme

$$R = \int_V d^3r \int_0^{+\infty} dE \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, t) . \quad (2.3)$$

### 2.1.3 Équation de transport

Ultimement, l'équation de transport consiste en une analyse du bilan des neutrons inclus dans un élément  $d^3rdEd^2\Omega$  centré en  $(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  s'appuyant sur la quantification du nombre de neutrons créés et perdus (c.-à-d. par collision ou quittant le domaine  $d^3rdEd^2\Omega$ ) par incrément de temps. L'équation de transport sous sa forme différentielle peut être décrite par :

$$\frac{dn(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{dt} = T_{\text{prod.}} - T_{\text{coll.}} - T_{\text{fuit.}} , \quad (2.4)$$

où  $T_{\text{prod.}}$ ,  $T_{\text{coll.}}$  et  $T_{\text{fuit.}}$  représentent l'opérateur source, l'opérateur de collision et l'opérateur de fuite et sont, quant à eux, définis comme les fonctions-densités suivantes :

$$T_{\text{prod.}} = Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) , \quad (2.5)$$

$$T_{\text{coll.}} = \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.6)$$

et

$$T_{\text{fuit.}} = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) . \quad (2.7)$$

Dans le cadre de ces travaux de recherche, l'étude de l'équation de transport se limite au régime stationnaire. Simplement, le fonctionnement nominal du réacteur est présumé et, conséquemment, l'équation 2.4 prend alors la forme de l'égalité :

$$Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) . \quad (2.8)$$

Une attention particulière est maintenant portée au développement du terme source. La littérature veut que l'on distingue deux processus neutroniques susceptibles d'influer cet opérateur : le ralentissement et l'accélération des neutrons via la diffusion dans le milieu et la génération de neutrons via la fission des isotopes d'intérêt. Dès lors, la section  $\Sigma$  se décompose en

- la section efficace macroscopique de diffusion, notée  $\Sigma_s$ , qui caractérise les neutrons se

- trouvant dans l'élément de volume  $d^3r$ , ayant la direction  $\vec{\Omega}'$  et l'énergie  $E'$  qui après diffusion se dirigent dans la direction  $\vec{\Omega}'$  avec l'énergie  $E$ ,
- la section efficace macroscopique d'absorption  $\Sigma_a$ . Celle-ci inclut la section efficace de fission, notée  $\Sigma_f$ , qui caractérise les neutrons, ayant la direction  $\vec{\Omega}'$  et l'énergie  $E'$ , qui produisent la fission des  $N_{\text{iso}}$  isotopes considérés dans l'élément de volume  $d^3r$ . Mentionnons que la section efficace d'absorption s'interprète comme la sommation des sections efficaces spécifiques aux différentes réactions résultant de l'absorption d'un neutron  $n$  (p. ex.  $\Sigma_{n,2n}$  ou même  $\Sigma_{n,\gamma}$ ).

Citons également que l'on suppose le spectre de fission  $\chi_f$  et l'émission du neutron isotrope dans un intérêt de simplification du problème. Le spectre de fission, dénoté  $\chi_a(E)$ , s'interprète comme la densité de probabilité d'émission (après une fission) d'un neutron d'énergie  $E$  par l'isotope  $a$ . Ainsi, la décomposition du terme source mène à la forme suivante :

$$Q(\vec{r}, E) = T_{\text{diff.}}(\vec{r}, E) + T_{\text{fiss.}}(\vec{r}, E) \quad , \quad (2.9)$$

où

$$T_{\text{fiss.}}(\vec{r}, E) = \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{a=1}^{N_{\text{iso}}} \chi_a(E) \int_0^{+\infty} dE' \nu_a \Sigma_{f,a}(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') \quad (2.10)$$

et

$$T_{\text{diff.}}(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^{+\infty} dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \quad . \quad (2.11)$$

#### 2.1.4 Formalisme multigroupe

Comme cela fut évoqué précédemment, on s'intéresse dans un premier temps à la résolution analytique de l'équation de transport des neutrons. Or, le traitement de l'équation telle que présentée à l'équation 2.8 (c.-à-d. un traitement continu de la variable d'énergie) repose usuellement sur des méthodes de résolutions statistiques. Ainsi, un effort est d'abord dédié à réduire la complexité de la résolution de l'équation de transport par l'adoption du formalisme multigroupe. En pratique, la théorie multigroupe consiste à segmenter par morceaux l'intervalle d'énergie  $[E_0, 0]$  et de surcroît les grandeurs neutroniques dépendantes de cette dernière. À titre d'exemple, le flux de neutrons du groupe  $g$  au point  $\vec{r}$  décrit les neutrons

ayant une énergie dans l'intervalle  $[E_{g-1}, E_g]$  et est défini comme l'intégrale sur le groupe  $g$  tel que :

$$\phi_g(\vec{r}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(\vec{r}, E) .$$

De façon analogue, on obtient,

$$\begin{aligned} \chi_{a,g} &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \chi_a(E) , \\ \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) , \\ \Sigma_g(\vec{r}) &= \frac{1}{\phi_g(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) \end{aligned}$$

et

$$\Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}) = \frac{1}{\phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_{h-1}}^{E_h} dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E') \phi(\vec{r}, E') .$$

Les variables continues peuvent ainsi être substituées par leurs pendants segmentés en  $G$  groupes énergétiques tel que

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Sigma_g(\vec{r}, E) \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.12)$$

et

$$\begin{aligned} Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') \phi_h(\vec{r}, \vec{\Omega}') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{a=1}^{N_{\text{iso}}} \chi_{a,g} \sum_{h=1}^G \nu_a \Sigma_{f,a,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Le nombre de groupe  $G$  affecte explicitement la retranscription de ces variables et, conséquemment, la précision de la solution de l'équation de transport multigroupe. Ce levier d'optimisation est adressé exhaustivement à la section 3.5 de ce mémoire.

### 2.1.5 Autoprotection des résonances

La retranscription des résonances de la section efficace constitue un défi technique à même de limiter considérablement la précision de la solution de l'équation de transport. Concrètement, les fortes oscillations décrites par une section efficace donnée (cf. figure 2.1) sont à

même d'induire une dépression significative du flux via l'absorption de neutron sensiblement plus forte autour de l'énergie résonnante. De par la segmentation du domaine énergétique, les résonances des sections efficaces et du flux neutronique sous le formalisme multigroupe engendrent des variations considérables sur la valeur de ces grandeurs moyennée sur l'intervalle d'énergie considéré.

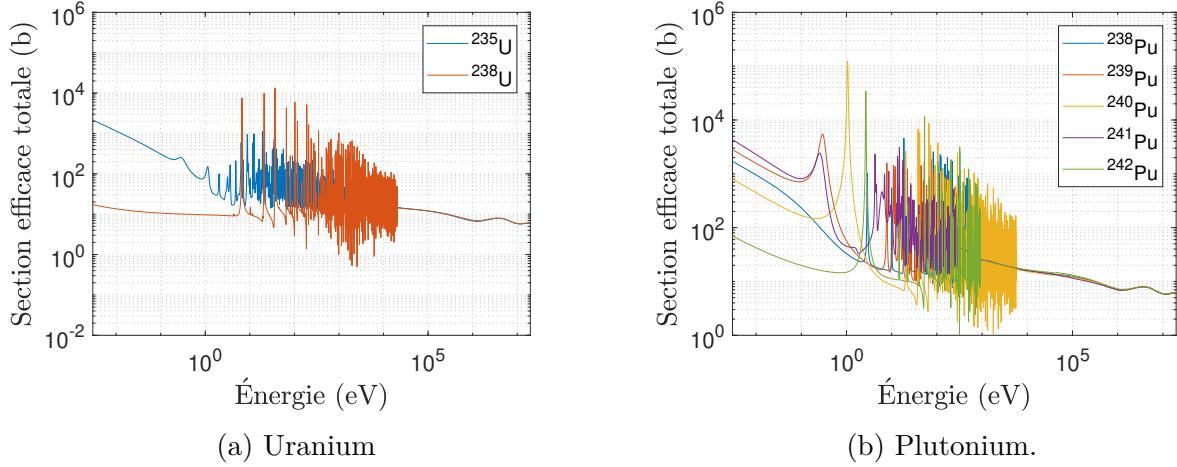


Figure 2.1 Section efficace totale des isotopes d'intérêt pour le vecteur uranium et plutonium.

Le processus d'autoprotection cherche à compenser à ces fortes variations. En pratique, ce processus consiste à déterminer les sections efficaces des isotopes résonnantes et prépondérants en s'appuyant taux de réaction et le flux neutronique. De ces grandeurs et de l'équation 2.3, on peut dès lors calculer les sections efficaces autoprotégées spécifiques à chaque isotope et groupe énergétique.

### 2.1.6 Forme intégrale de l'équation de transport

La forme intégrale de l'équation de transport s'obtient au moyen d'un chargement de variable (cf. système d'équations 2.14) s'appuyant sur l'hypothèse des sources et des diffusions isotropes. Cette hypothèse, qui est par ailleurs très raisonnable, d'une part repose sur la nature isotrope de l'émission de neutrons générée de la fission et, d'autre part, néglige l'anisotropie décrite par la diffusion. On peut dès lors exprimer l'équation 2.12 sous une formulation caractéristique, selon une trajectoire neutronique de direction  $\vec{\Omega}$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{r}' = \vec{r} + s\vec{\Omega} \\ d\vec{r}' = \vec{\Omega} ds \\ \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} = \frac{d}{ds} \end{array} \right. \quad (2.14)$$

En détail, ce changement de variable nous permet d'écrire l'équation de transport comme suit :

$$Q_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \Sigma_g(\vec{r} + s\vec{\Omega})\phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \frac{d}{ds}\phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) . \quad (2.15)$$

On introduit finalement le parcours optique défini par

$$\tau_g(s, \vec{\Omega}) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} + s'\vec{\Omega}) . \quad (2.16)$$

Le parcours optique s'interprète comme l'intégrale de la section efficace macroscopique totale le long du parcours  $|\vec{r}' - \vec{r}|$  selon la direction  $\vec{\Omega}$  pour un neutron d'énergie  $g$ . La probabilité que ce neutron effectue ce parcours sans subir de collision est définie par  $\exp(-\tau_g)$ . Nous nous appuyons sur cette dernière dans l'établissement de la forme intégrale du flux tel que

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \int_0^{+\infty} ds e^{-\tau_g(s, \vec{\Omega})} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) . \quad (2.17)$$

### 2.1.7 Conditions limites

Les calculs réseaux effectués dans le cadre de ce travail se limitent à un assemblage individuel modélisé en milieu infini. Or, contrairement aux flux sortants calculés selon le traitement de l'équation de transport explicité ci-haut, le flux entrant dans l'assemblage est a priori inconnu. Une attention est dès lors portée à définir une modélisation de ce flux en provenance des assemblages voisins jusqu'à présent omis. La littérature propose deux solutions à ce problème s'appuyant sur la réflexion du flux sortant comme estimation du flux entrant. Le premier procédé, dénoté réflexion isotrope, consiste à supposer que les neutrons entrants équivalent en nombre aux neutrons sortants et que leurs directions décrivent une distribution isotrope. L'intérêt d'une telle modélisation est qu'elle est très peu coûteuse de par son traitement simplifié de la variable directionnelle. Mentionnons que si cette modélisation s'appuie sur une approximation assez grossière, elle engendre une retranscription correcte du parcours des neutrons thermiques de par leurs parcours moyens faibles nonobstant la direction d'entrée. Le second procédé, dénoté réflexion spéculaire, consiste à traiter la limite du domaine géométrique considéré comme un plan de réflexion. La direction d'«entrée» d'un neutron, dénotée

$\vec{\Omega}'$ , est dès lors déterminée en fonction du neutron sortant selon les relations suivantes :

$$\phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}') \quad , \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = -\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \quad \text{et} \quad \vec{\Omega} \times \vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = 0 \quad ,$$

où  $\vec{N}(\vec{r}_s)$  est la normale à la surface prise au point de sortie noté  $\vec{r}_s$ . Ce traitement exhaustif, qui est d'ailleurs exact pour un milieu infini composé d'un seul combustible, de la direction du neutron engendre nécessairement une meilleure précision accompagnée toutefois de coûts sensiblement plus lourds.

## 2.2 Méthode de résolution

Les deux variations de l'équation de transport développées précédemment, soit la forme différentielle (cf. équation 2.12) et la forme intégrale (cf. équation 2.17), ont donné lieu au développement d'un nombre important de méthodes de résolution distinctes. Par souci de concision, nous nous limitons ici à introduire les méthodes utilisées dans le cadre de ce projet de recherche. Or, deux types de calculs réseaux sont réalisés dans la suite, un premier reposant sur la résolution numérique de l'équation intégrale de transport et un second s'appuyant sur un traitement statistique de cette dernière. Dès lors, la sous-section présente la méthode utilisée dans ces deux instances.

### 2.2.1 Tracking

La méthode de résolution numérique de l'équation de transport sous sa forme intégrale adoptée ici consiste essentiellement à couvrir homogènement le domaine spatial étudié par des lignes d'intégration le traversant et à définir un poids à chacune d'entre elles. Ces lignes d'intégration sont dénommées caractéristiques et dénotées  $\varphi$ . La caractéristique est définie par une direction  $\vec{\Omega}$  et un point de départ  $j$  sur le plan  $\Pi$  perpendiculaire à la caractéristique. On peut dès lors évaluer les différentes fonctions d'intérêt sur chacune des lignes d'intégration ainsi élaborées. La sommation de la contribution spécifique à chaque ligne nous fournit une valeur de la fonction étudiée. Mentionnons que cette sommation est pondérée selon la quadrature choisie. Les équations 2.18 et 2.19 introduisent les quadratures et les pondérations  $\omega_i$  et  $\omega_j^\Pi$  définies pour la discréétisation sur la direction et sur les lignes parallèles, respectivement. L'établissement des lignes d'intégration numériques est dénommé *tracking* dans la suite du travail. De par le fait qu'on se limite ici à des géométries à deux dimensions, les leviers d'optimisation du *tracking* considérés sont le nombre d'angles azimutaux  $N_\varphi$  et la densité de lignes  $d_l$  selon chacune des directions étudiées.

$$\int_{2\pi} d\Omega = 2 \sum_{i=1}^{N_\varphi} \omega_i \vec{\Omega}(\varphi_i) = 2\pi \quad . \quad (2.18)$$

$$\sum_{j=1}^{N_\varphi^\Pi} \sum_{k=1}^K w_j^\Pi l_k(\varphi_j) = V_\infty \quad , \quad (2.19)$$

où  $l_k$  est la longueur de segment.

### 2.2.2 Probabilités de collisions

La méthode des probabilités de collision est une méthode de résolution appliquée à la forme intégrale de l'équation de transport. La notion de probabilités de collision s'interprète comme la probabilité qu'un neutron émis de façon isotrope dans un domaine quelconque  $V_j$  et selon la source  $Q(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega})$  subisse une collision dans un domaine voisin  $V_i$ . Or, si cette notion a un sens physique clair, elle ne nous est pas utile ici de par la distribution de  $\phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega})$  inconnue a priori. Dès lors, nous nous proposons de réduire la forme intégrale de l'équation de transport de façon à obtenir une expression de  $Q_g$  indépendante de la variable directionnelle  $\vec{\Omega}$ . La littérature introduit les changements de variables  $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$  et  $s = |\vec{r} - \vec{r}'|$  tel que

$$\phi_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \int_\infty d^3r' \frac{e^{-\tau_g}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \quad . \quad (2.20)$$

La méthode des probabilités de collision consiste alors à segmenter le domaine géométrique en sous-volumes  $V_i$ . L'habitude veut que la discréétisation fine et homogène de la géométrie considérée nous permette de supposer des sources de neutrons  $Q_{i,g}$  constantes et spécifiques à chacun des sous-volumes  $V_i$  constituant le volume total de la géométrie, dénoté  $V_\infty$ . Cette approximation, référencée comme l'hypothèse de l'opérateur de transport en choc isotrope, nous permet de calculer le taux de réaction, soit la définition du flux selon 2.20 multiplié par la section efficace macroscopique et intégré sur une région  $V_j$ . On obtient alors,

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i} d^3r' \frac{e^{-\tau_g}}{s^2} \quad . \quad (2.21)$$

Ensuite, on formule l'hypothèse que la section efficace de diffusion est isotrope dans le référentiel du laboratoire, soit

$$\forall (h, g) \in \llbracket 1, G \rrbracket^2, \quad \Sigma_{s,i,g \leftarrow h}(\mu) = \frac{1}{2} \Sigma_{s_0,i,g \leftarrow h} \quad (2.22)$$

où  $\mu$  est le cosinus de déviation du neutron. Cette expression correspond au premier terme du développement en polynôme de Legendre de la section efficace de diffusion. Mentionnons qu'une correction de transport peut être apportée à l'équation de Boltzmann pour compenser la sévérité de cette approximation. À cet effet, on introduit la section efficace corrigée suivante :

$$\bar{\Sigma}_{s_0}(\vec{r}, E \leftarrow E') = \Sigma_{s_0}(\vec{r}, E \leftarrow E') - \Delta\Sigma_{\text{tr}}(\vec{r}, E')\delta(E - E') \quad (2.23)$$

où la correction de transport  $\Delta\Sigma_{\text{tr}}(\vec{r}, E')$  est définie comme  $\Delta\Sigma_{\text{tr}}(\vec{r}, E') = \Sigma_{s_1}(\vec{r}, E')$ . Conséquemment, la section efficace totale corrigée en transport, dénotée  $\bar{\Sigma}$ , est définie comme

$$\bar{\Sigma}(\vec{r}, E) = \Sigma(\vec{r}, E) - \Sigma_{s_1}(\vec{r}, E) \quad . \quad (2.24)$$

On obtient alors,

$$\forall j \in \llbracket 1, I \rrbracket \text{ et } \forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \quad V_j \bar{\Sigma}_{j,g} \phi_{j,g} = \sum_i \bar{Q}_{i,g} V_i P_{ij,g} \quad (2.25)$$

où

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_{j,g} &= \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \bar{\Sigma}_g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \quad , \\ \phi_{j,g} &= \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(\vec{r}) \quad , \\ P_{ij,g} &= \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i} d^3r' \int_{V_j} d^3r \bar{\Sigma}_g(\vec{r}) \frac{e^{-\bar{\tau}_g}}{s^2} \end{aligned}$$

et

$$\bar{Q}_{i,g} = \sum_h \bar{\Sigma}_{s_0,i,g \leftarrow h} \phi_{i,h} + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \chi_{j,g} \sum_h \nu \Sigma_{f,j,h} \phi_{i,h} \quad .$$

Mentionnons également que le parcours optique corrigé en transport est défini par

$$\bar{\tau}_g(s, \vec{\Omega}) = \int_0^s ds' \bar{\Sigma}_g(\vec{r} + s' \vec{\Omega}) \quad . \quad (2.26)$$

La probabilité de collision, dénotée  $P_{ij,g}$ , s'interprète maintenant comme la probabilité qu'un neutron inclus dans le domaine énergétique  $g$  et créé dans la région  $V_i$  effectue une collision dans la région  $V_j$ . On admet maintenant que les sections efficaces macroscopiques sont constantes dans chacune des régions ce qui nous permet, à nouveau, de simplifier la définition

du terme  $P_{ij,g}$  tel que

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\bar{\Sigma}_{j,g}} \quad (2.27)$$

et

$$\phi_{i,g} = \sum_j \bar{Q}_{i,g} p_{ij,g} . \quad (2.28)$$

Pratiquement, la méthode des probabilités de collision consiste à calculer numériquement les intégrales doubles

$$p_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\bar{\tau}_g}}{s^2} .$$

par des formules de quadrature et à calculer le flux  $\phi_{i,g}$  pour chacun des groupes d'énergie. Mentionnons que le flux multigroupe ainsi calculé est réinjecté puis recalculé selon un processus itératif jusqu'à convergence du  $k_{\text{eff}}$  et du flux.

### 2.2.3 Monte Carlo

En général, la méthode de Monte-Carlo consiste en l'élaboration d'un modèle stochastique visant à déterminer une quantité physique par le tirage aléatoire d'un grand nombre événement indépendant selon des lois de probabilité spécifiques à la grandeur que l'on veut estimer. Or, de par sa nature stochastique, le cheminement d'un neutron dans la géométrie étudiée peut être décrit par un tel modèle. En effet, l'interaction d'un neutron avec son milieu, si elle dépend de l'état du neutron à l'instant  $t$  (c.-à-d. sa position, son énergie et sa direction), est indépendante des événements passés.

Cette méthode de résolution statistique est utilisée ici à titre de comparaison. Simplement, un calcul réseau est effectué via le code de simulation SERPENT reposant sur une approche Monte-Carlo afin de fournir des résultats référencés dans la validation du traitement déterministe de l'équation de transport. Nous nous limitons donc à présenter une introduction succincte à cette méthode statistique dans les paragraphes qui suivent.

Intéressons-nous au parcours optique du neutron tel que défini dans la méthode Monte-Carlo. On définit l'histoire du neutron comme la suite d'événements aléatoires indépendants advenant entre l'émission du neutron considéré et sa disparition, soit par fuite ou par collision. Or, ce traitement probabiliste du cheminement du neutron tient compte des événements neutroniques suivants : l'émission, la collision et l'atome impliqué dans cette dernière, la réaction découlant de la collision et finalement la disparition du neutron. Chacun de ces événements est décrit par une loi de probabilité tel que la variable aléatoire  $X$  caractérisée

par la densité de probabilité  $f_X$  est tirée selon l'expression générale suivante :

$$P_X(a < x < b) = \int_a^b f_X(x)dx . \quad (2.29)$$

où  $x$  est la valeur tirée et  $a$  et  $b$  sont les bornes entre lesquelles l'évènement  $X$  est obtenu. On introduit également l'espérance et la variance de la variable aléatoire, dénotées  $E(X)$  et  $V(X)$ , respectivement. Ainsi, les densités de probabilité sont élaborées sur les sections efficaces associées aux différents procédés neutroniques évoqués. À cet effet, on définit la fonction de répartition  $F_X$  telle que

$$F_X(x) = \int_0^x \Sigma(E) e^{-x'\Sigma(E)} dx' = 1 - e^{-x\Sigma(E)} . \quad (2.30)$$

La fonction de répartition s'interprète comme la probabilité pour que la variable aléatoire  $X$  ait une valeur inférieure à  $x$ . Appliquée à notre problème, cette définition correspond à la distance  $x$  parcourue par un neutron ayant une énergie  $E$  avant une collision, soit le parcours optique. Mentionnons que les sections efficaces sont ici traitées à énergie continue.

En détail, l'approche Monte-Carlo appliquée à la neutronique débute par le tirage de l'énergie, la position et l'angle associés au neutron émis. On s'intéresse ensuite à tiré le parcours optique du neutron de façon à déterminer si ce dernier sort ou reste dans le milieu homogène dans lequel il fut émis. Considérons ici, un domaine représentant un assemblage combustible composé de sous-domaines homogènes dénotés milieux. Dans un premier temps, examinons le cas où le neutron sort d'un sous-domaine. Si le neutron franchit une limite du domaine, on traite ce dernier comme une fuite ou une réflexion selon la condition limite adoptée. Si le neutron franchit une interface entre deux sous-domaines, dite interface interne, on replace le neutron à l'entrée du sous-domaine initial puis on tire, à nouveau, le parcours optique du neutron en considérant son état à de la sortie du milieu. Dans un deuxième temps, examinons le cas où le neutron ne sort pas du milieu et, par conséquent, interagit avec un atome aléatoirement tiré. Au même titre que l'atome impliqué dans la collision, on se doit de tirer la réaction découlant de ce choc. S'il s'agit d'une absorption, le neutron disparaît et l'histoire prend fin. S'il s'agit d'une diffusion, sa nature (c.-à-d. élastique ou inélastique) et les angles de diffusion sont tirés. L'énergie après la collision est finalement calculée telle que les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie soient respectées. À nouveau, le tirage du parcours optique est ensuite réalisé en considération de l'état du neutron suite à la collision.

Pour simuler correctement le cheminement du neutron, on se doit de simuler un grand nombre

d'histoires de façon à évaluer statistiquement les grandeurs d'intérêt. En effet, la littérature nous apprend que pour diminuer l'incertitude statistique sur la valeur recherchée d'un facteur 10, on doit réaliser 100 fois plus d'histoires de neutrons [7]. Il en résulte forcément des coûts importants justifiant ainsi l'utilisation de cette méthode principalement dans le cadre de calculs de référence.

## 2.3 Homogénéisation et condensation

### 2.3.1 Homogénéisation

L'homogénéisation est un processus de réduction de la géométrie étudiée reposant sur le fusionnement de régions, similaires ou distinctes, dans le traitement des grandeurs neutroniques. En détail, on cherche à déterminer une valeur de la section efficace totale homogénéisée du groupe d'énergie  $g$ , notée  $\Sigma_{H,g}$ , soit une section efficace macroscopique englobant les comportements neutroniques des  $N$  éléments de volume  $V_i$  fusionnés tels que

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \quad \Sigma_{H,g} \sum_{i=1}^I \phi_{i,g} V_i = \sum_{i=1}^I R_{i,g} = \sum_{i=1}^I \Sigma_{i,g} \phi_{i,g} V_i. \quad (2.31)$$

### 2.3.2 Condensation

De façon analogue à l'homogénéisation et la discréétisation du domaine géométrique, la condensation est un processus de réduction appliqué, cette fois, à la discréétisation du maillage énergétique. Essentiellement, la condensation vise à fusionner les sections efficaces macroscopiques de  $G_i$  groupes d'énergie sous une section efficace totale condensée équivalente, notée  $\Sigma_{i,C}$ , tel que

$$\Sigma_{i,C} \sum_{g=1}^{G_i} \phi_{i,g} V_i = \sum_{g=1}^{G_i} R_{i,g} = \sum_{g=1}^{G_i} \Sigma_{i,g} \phi_{i,g} V_i \quad (2.32)$$

Usuellement et en l'occurrence, le schéma de condensation adopté consiste à regrouper les groupes d'énergie en deux sections efficaces condensées, soit les sections efficaces thermiques et les sections efficaces rapides. Les domaines d'énergies correspondant à ces sections distinctes sont divisés à l'énergie de 0.625 eV, la section thermique couvrant les groupes énergétiques en deçà de ce seuil et la section rapide les couvrant en delà.

## 2.4 Équation de diffusion

Si les méthodes de résolution de l'équation de transport évoquées ci-haut sont prouvées efficaces pour la retranscription de l'évolution d'un assemblage combustible dans un milieu infini, appliquer ce schéma de calcul pour un cœur entier engendrait des coûts fort importants. Clarifions qu'il est possible de modéliser un cœur complet via ces approches, toutefois, nous nous intéressons ici à caractériser l'évolution du cœur dans une échelle de temps raisonnable. Citons que la simulation du cœur est couplée au fonctionnement actuel de CLASS qui se caractérise, quant à lui, par des coûts de l'ordre de la minute. En s'appuyant sur la littérature [7] et les architectures de calcul cœur adoptées par les collègues [2, 8, 9], on peut envisager de réduire les opérateurs de l'équation de transport notamment par l'approximation de diffusion.

Le processus de réduction de l'équation de transport s'appuie, dans un premier temps, sur la définition du courant neutronique, dénoté  $\vec{J}_g$ , tel que l'équation de transport multigroupe indépendante de la variable  $\vec{\Omega}$  prenne la forme :

$$\overline{Q}_g(\vec{r}) = \overline{\Sigma}_g(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) \quad , \quad (2.33)$$

où

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad . \quad (2.34)$$

La notion de courant neutronique s'interprète comme la définition usuelle d'un flux, soit le nombre de neutrons ayant une énergie entre  $E_{g-1}$  et  $E_g$  et traversant un élément de surface, lorsque rapporté à l'incrément de surface et l'incrément de temps. Notons maintenant que l'approximation de diffusion, aussi dénommée loi de Fick (c.f équation 2.35), vise essentiellement à simplifier la complexité mathématique de la relation liant le courant  $\vec{J}_g$  au flux  $\phi_g$ . Mentionnons que l'habitude veut que cette approximation soit appliquée aux grandeurs neutroniques condensées en  $G_{\text{cond.}}$  groupes énergétiques.

$$\forall g \in \llbracket 1, G_{\text{cond.}} \rrbracket, \quad \vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) \quad , \quad (2.35)$$

où  $D_g(\vec{r})$  est une matrice contenant les coefficients de diffusion directionnels. Mentionnons que ces derniers sont obtenus par condensation des coefficients de fuite du modèle  $B_n$  homogène ou hétérogène du calcul de flux de réseau. Or, en insérant cette approximation dans l'opérateur de fuite, on obtient l'équation dite de diffusion.

$$\forall n \in \llbracket 1, G_{\text{cond.}} \rrbracket, \quad \overline{Q}_g(\vec{r}) = \overline{\Sigma}_{r,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) \quad , \quad (2.36)$$

où  $\bar{\Sigma}_{r,g}(\vec{r}) = \bar{\Sigma}_g(\vec{r}) - \bar{\Sigma}_{g \leftarrow g}(\vec{r})$ . À nouveau, la section efficace de diffusion est remplacée par le premier de terme de son développement en polynôme de Legendre (cf. équation 2.22), tel que  $\forall g \in [1, G_{\text{cond.}}]$ , l'équation de diffusion soit réécrite comme :

$$\sum_{h=1, h \neq g}^{G_{\text{cond.}}} (\bar{\Sigma}_{s_0, g \leftarrow h}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{k_{\text{eff}}} \nu \Sigma_{f,g,h}(\vec{r})) \phi_h = \bar{\Sigma}_{r,g'}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) . \quad (2.37)$$

Dans la pratique, le domaine géométrique étudié est discréteisé en plusieurs régions homogènes. On peut dès lors envisager d'appliquer l'équation de diffusion pour chaque région (c.-à-d. avec les valeurs de  $D$  et  $\bar{\Sigma}$  spécifiques à chaque région et indépendantes de la direction) puis d'assurer la continuité du flux et, par conséquent, du courant neutronique aux interfaces entre les différentes régions étudiées par l'établissement des conditions d'interface suivantes :

$$\phi_i = \phi_j \quad \text{et} \quad D_i \frac{\partial \phi_i}{\partial N} = D_j \frac{\partial \phi_j}{\partial N} . \quad (2.38)$$

## 2.5 Équation de Bateman

L'équation de Bateman retranscrit l'évolution de la densité isotopique d'un isotope  $x$ , noté  $N_x$ , en considération des apports par réactions de fission et des pertes associées à la capture et aux désintégrations naturelles. De par leur interaction dans le cœur, la résolution de l'équation de Bateman se doit de tenir compte de plusieurs isotopes à même d'influer les grandeurs neutroniques énumérées. Il en résulte un système d'équations couplées prenant la forme suivante pour un isotope  $x$  environné de  $X$  isotopes.

$$\frac{dN_x}{dt} = -(\lambda_x + \sigma_{a,x} \phi) N_x + \sum_X (\lambda_{X \rightarrow x} + \sigma_{X \rightarrow x} \phi + \gamma_{X,x} \sigma_{f,X} \phi) N_X , \quad (2.39)$$

où  $\lambda_x$  et  $\sigma_{a,x}$  sont la constante de désintégration et la section efficace microscopique d'absorption de l'isotope  $x$ ,  $\sigma_{X \rightarrow x}$  est la section efficace microscopique associée à la production de l'isotope  $x$  par l'isotope  $X$ ,  $\gamma_{X,x}$  est le rendement de fission associé à la production de l'isotope  $x$  par fission de l'isotope  $X$ ,  $\sigma_{f,X}$  est la section efficace microscopique de fission de l'isotope  $X$  et  $\lambda_{X \rightarrow x}$  est la constante de désintégration naturelle de l'isotope  $X$  menant à la production de l'isotope  $x$ . Mentionnons finalement que les méthodes de résolution traitées précédemment nous fournissent une valeur du flux pour un domaine élémentaire et pour un régime stationnaire permettant de résoudre le système d'équation de Bateman et ainsi évaluer la variation de la composition isotopique des matériaux, notamment le vieillissement du combustible, par l'évolution des concentrations isotopiques pour un incrément de temps.

## CHAPITRE 3 CALCUL RÉSEAU

Dans le cadre de ces travaux de recherche, nous nous proposons de traiter deux calculs réseaux, soit un calcul déterministe sous le formalisme multigroupe et un calcul statistique continu en énergie. Ces modélisations de l’assemblage combustible sont réalisées au moyen des codes DRAGON5 [3] et SERPENT [22], respectivement. Dans un premier temps, une présentation exhaustive du code de calcul DRAGON5 est présentée puis, dans un second temps, les enseignements tirés du calcul DRAGON5 sont confrontées au calcul SERPENT.

Le code de simulation DRAGON5 permet le calcul des caractéristiques physiques des unités composant le réseau interne du réacteur nucléaire, la cellule et l’assemblage, au moyen de différents modèles décrivant la neutronique, la thermodynamique et l’évolution isotopique de la matière exposée à un flux de neutron observé dans le cœur du réacteur étudié.<sup>1</sup> Pour le réacteur à eau sous pression traité ici, la cellule élémentaire au niveau du calcul assemblage correspond à un élément carré de modérateur au centre duquel se trouve un crayon composé d’une gaine à base de zirconium entourant les pastilles de combustible, soit du dioxyde d’uranium ( $\text{UO}_2$ ), soit d’un mélange de dioxyde d’uranium et de dioxyde de plutonium ( $\text{PuO}_2$ ). Dans un souci de simplification de la modélisation, les crayons de combustibles sont définis comme des cylindres pleins. L’assemblage est constitué, quant à lui, d’une matrice de cellules de combustible et de cellules de trou d’eau (c.-à-d. un élément carré au centre duquel se trouve un tube rempli et entouré de modérateur). La figure 3.1 introduit une schématisation de la cellule élémentaire et de l’assemblage caractéristique du REP 900 MWe modélisé dans le cadre de cette maîtrise. Les dimensions des divers éléments géométriques présentés dans cette figure sont récapitulées au tableau 3.1. Du code de calcul DRAGON5, nous pouvons simuler puis extraire plusieurs informations, notamment, l’évolution du contenu massique et les sections efficaces associées aux isotopes d’intérêt au cours de l’irradiation du combustible.

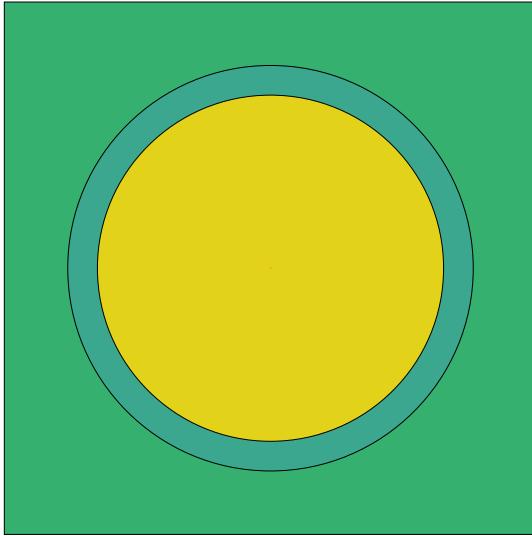
Ainsi, la simulation du réseau interne, dite calcul réseau, se fait, à l’échelle de l’assemblage, via des modules visant à effectuer : l’interpolation des sections efficaces microscopiques fournies des bibliothèques introduites de la littérature, l’autoprotection des résonances, la résolution de l’équation de transport par l’application d’hypothèses simplificatrices telles que l’homogénéisation des mélanges et la condensation des groupes d’énergies, le traitement de sa solution et finalement, la prise en compte des désintégrations naturelles au cours de l’évolution [6]. Or, ces modèles fournissent, d’une part, une estimation de l’irradiation d’un assemblage de combustible dans un environnement infini et, d’autre part, les sections efficaces microscopiques

---

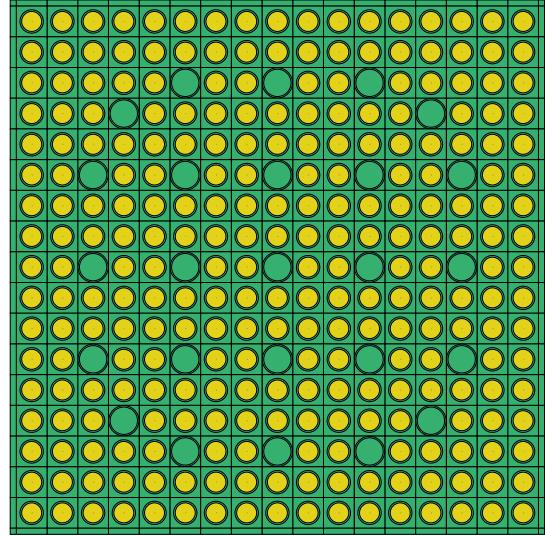
1. La version de la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 utilisée dans nos travaux est la version 5.0.4.

et macroscopiques, homogénéisées spatialement et condensées en énergie, lorsque requis, tenant compte des phénomènes et mécanismes internes à l'échelle réseau. Ces sections efficaces pourront, par la suite, être traitées dans une optique de chaînage avec le code de calcul DONJON5 [4] pour la simulation du cœur complet sous l'hypothèse de diffusion (cf. chapitre 4). Simplement, le calcul réseau est réalisé sous une multitude de conditions initiales perturbées résultant en une base de données dans laquelle est rassemblé l'ensemble des paramètres neutroniques et physiques nécessaires à la modélisation adéquate d'un REP 900 hybride. En s'appuyant sur cette base de donnée, le code DONJON5 interpole les grandeurs neutroniques intervenant dans l'équation de diffusion en fonction de la composition du combustible et de l'irradiation étudiées.

L'objectif de ce chapitre est de décrire et d'analyser les résultats obtenus d'études préliminaires monoparamétriques de façon à isoler et évaluer l'influence des divers paramètres d'intérêt sur l'évolution des assemblages sous irradiation. De ces études, nous nous intéressons à optimiser les options de calcul afin d'assurer le respect des contraintes de précision tout en limitant les coûts associés à la modélisation de cette évolution.



(a) Cellule de combustible.



(b) Assemblage.

Figure 3.1 Schématisation simplifiée de la modélisation d'une cellule et d'un assemblage typiques du REP 900 MWe. Les régions jaunes, vertes et bleutées correspondent respectivement au combustible, au modérateur et à l'alliage de zirconium composant la gaine et le tube guide.

Les dimensions d'intérêt du problème sont les suivantes : la discréétisation géométrique et temporelle, l'homogénéisation et la condensation, le trizonage de l'assemblage de combustible

MOx, les divers paramètres définissant le *tracking* et finalement, l'autoprotection des résonances. On s'intéresse à extraire des calculs DRAGON5, les écarts sur des valeurs physiques (c.-à-d. les inventaires isotopiques, le facteur de multiplication infini, les sections efficaces de fission) ainsi que les caractéristiques numériques des calculs (c.-à-d. RMS global sur la géométrie simulée, temps de calcul) induis par la perturbation des paramètres composants ces dimensions. Il est à mentionner que davantage de paramètres ont été perturbés puis étudiés, cependant, par souci de synthèse, uniquement les paramètres jugés pertinents sont discutés.

Tableau 3.1 Données géométriques [2, 23].

| Paramètres                        | Dimension |
|-----------------------------------|-----------|
| Taille de la cellule (cm)         | 1.25984   |
| Rayon externe de la pastille (cm) | 0.40958   |
| Rayon externe de la gaine (cm)    | 0.47980   |
| Rayon interne du tube guide (cm)  | 0.56000   |
| Épaisseur du tube guide (cm)      | 0.06000   |
| Largeur de la lame d'eau (cm)     | 0.25000   |
| Taille de l'assemblage (cm)       | 21.9200   |
| Nombre de crayons                 | 264       |
| Nombre de tubes guides            | 25        |

L'étude préliminaire monoparamétrique présentée dans cette section du mémoire, considère les combustibles MOx et UOx de référence dont les compositions isotopiques sont présentées au tableau 3.2. Les combustibles dénommés UOX1 et MOX1 sont définis conformément aux compositions isotopiques introduites par la littérature [24, 25]. Par le biais de ces vecteurs isotopiques, une exploitation typique des assemblages UOx et MOx industriels est modélisée. Les compositions isotopiques MOX2 et MOX3 constituent, quant à eux, des combustibles fortement concentrés respectivement en isotopes fertiles et fissiles du plutonium permettant ainsi la caractérisation d'assemblages divergeant des scénarios observés dans l'industrie nucléaire française [25]. Les combustibles de référence MOX1, MOX2 et MOX3 sont étudiés à des teneurs en plutonium de 8.65 %, 10.20 % et 6.10 % en masse, respectivement. Ces teneurs ont été déterminées de façon à reproduire une irradiation caractéristique au moyen d'une courte étude préliminaire.

Tableau 3.2 Compositions isotopiques étudiées pour la caractérisation des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> simulés [5].

| Comb.              | UO <sub>x</sub> (%) |                  | PuO <sub>x</sub> (%) |                   |                   |                   |                   |                   |
|--------------------|---------------------|------------------|----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                    | <sup>235</sup> U    | <sup>238</sup> U | <sup>238</sup> Pu    | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |
| %X <sub>UOX1</sub> | 3.70                | 96.30            | -                    | -                 | -                 | -                 | -                 | -                 |
| %X <sub>MOX1</sub> | 0.25                | 99.75            | 2.50                 | 54.50             | 25.20             | 8.60              | 7.90              | 1.30              |
| %X <sub>MOX2</sub> | 0.25                | 99.75            | 5.00                 | 50.45             | 28.00             | 5.00              | 10.00             | 1.55              |
| %X <sub>MOX3</sub> | 0.25                | 99.75            | 2.00                 | 62.25             | 22.50             | 8.00              | 5.00              | 0.25              |

Il est à mentionner que la variation de plusieurs propriétés physiques (c.-à-d. les différents gradients de température, puissance et masse volumique observés dans le cœur) induite par l'irradiation de l'assemblage est négligée dans un souci de réduction du problème. Conséquemment, l'ensemble des calculs DRAGON5 réalisés lors de cette étude préliminaire sont caractérisés par les valeurs caractéristiques présentées au tableau 3.3. On admet que cette simplification limite le réalisme de la modélisation du cœur en puissance, en particulier dans le cadre d'étude transitoire. Toutefois, l'objet de cette maîtrise est de valider le couplage DONJON-CLASS par la retranscription d'irradiation de cœur en condition de fonctionnement nominal. Ainsi, on juge qu'il n'est pas primordial d'assurer une retranscription précise de la variation de ces propriétés physiques pour le régime de fonctionnement d'intérêt.

Tableau 3.3 Données physiques [2].

| Paramètres  | Dimension |
|---|-----------|
| Température du combustible (K)                      | 900       |
| Masse volumique du combustible (g/cm <sup>3</sup> ) | 10.4      |
| Inventaire en métaux lourds (kg)                    | 475.30    |
| Puissance thermique (W/gML)                         | 36.0      |
| Température du caloporteur (K)                      | 569.55    |
| Température de la gaine (K)                         | 633       |

L'appel aux différents modules visant à modéliser l'irradiation de l'assemblage s'appuie fortement sur les méthodes issues de maîtrises effectuées précédemment à l'IGN (Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique) [2, 8, 9]. Ainsi, plusieurs options de calcul sont inspirées des schémas de calcul adoptés par mes prédécesseurs. Mentionnons tout de même qu'une étude succincte de la validité des options proposées a été réalisée dans le but de situer ces

dernières dans le contexte de cette étude. Or, la structure de ce chapitre découle directement du choix de ces paramètres de calcul : les options typiques et inchangées sont d'abord présentées suivi par une analyse plus rigoureuse des paramètres d'intérêt modifiés. Par conséquent, les paramètres du *tracking* ainsi que les discréétisations géométriques et temporelles sont présentés dans un premier temps, et l'homogénéisation spatiale, l'autoprotection des résonances, la bibliothèque de sections efficaces ainsi que la topologie des crayons de l'assemblage sont traités dans un deuxième temps.

L'habitude veut que l'on établisse un calcul réseau de référence reposant sur une méthode de résolution statistique (c.-à-d. l'approche Monte-Carlo). Ici, on adopte le code de simulation SERPENT comme juge de paix quant à la précision de la modélisation des calculs de transport de l'assemblage caractéristique du REP 900 au moyen du code de simulation DRAGON5. L'objectif est donc, via la simulation de l'assemblage au moyen du code SERPENT, de valider les résultats découlant de DRAGON5 et de quantifier les déviations générées par la variation des paramètres de ce dernier.

Rappelons que l'approche Monte-Carlo permet un traitement continu de la variable énergie. Or, les sections efficaces spécifiques à chaque isotope sont reconstruites sur la même source de données nucléaires que celle considérée dans le calcul DRAGON5, soit la bibliothèque ENDF/B-VII.R1. Mentionnons également que les conditions limites imposées aux bornes de la géométrie étudiée ici sont réflectives. Pour ce qui est du calcul d'évolution, on préconise les options par défaut, notamment une méthode de résolution de l'équation de Bateman reposant sur une approche CRAM (Chebyshev Rational Approximation Method). Le tableau 3.4 récapitule les valeurs caractéristiques de certaines options de calculs définies dans SERPENT.

Tableau 3.4 Caractéristiques du calcul SERPENT.

| Paramètres                                    | Dimension |
|---|-----------|
| Nombre de sources de neutrons par cycle       | 100000    |
| Nombre de cycles inactifs                     | 100       |
| Nombre de cycles actifs                       | 1000      |
| Borne inférieure du domaine énergétique (MeV) | $10^{-9}$ |
| Borne supérieure du domaine énergétique (MeV) | 15        |

### 3.1 Étude des paramètres du *tracking*

Le code de simulation DRAGON5 permet à l'utilisateur de varier plusieurs paramètres influant la précision du *tracking* et de surcroît le coût des calculs associés à ce dernier. Une

étude succincte a permis de confirmer que l'utilisation du module NXT : [3] proposée dans [2] était justifiée. Conséquemment, l'étude du *tracking* présentée ici se limite aux paramètres associés à ce module. Ainsi, le nombre d'angles azimutaux, la densité de lignes et les conditions limites appliquées font l'objet d'une étude visant à optimiser la représentation de la géométrie de l'assemblage dans un domaine de coûts acceptables.

### 3.1.1 Nombre d'angles et densité de lignes

Le tableau 3.5 présente l'erreur maximale générée sur le volume et la surface de la géométrie simulée en fonction de la valeur des différents paramètres de la quadrature du module NXT :. En s'appuyant sur les résultats présentés, on opte pour une quadrature définie par un nombre d'angles égal à 9 et une densité de ligne égale à  $75.0 \text{ cm}^{-1}$ . Cette dernière conduit à une représentation adéquate de la géométrie étudiée et des coûts de calculs raisonnables.

Tableau 3.5 Erreur maximale (%) sur le volume et la surface générée par le choix des paramètres du *tracking*.

| Nombre d'angle | Paramètres | Erreur maximale |             | Temps (s) |
|----------------|------------|-----------------|-------------|-----------|
|                |            | Volume (%)      | Surface (%) |           |
| 6              | 75         | 0.92783         | 2.5447      | 15480     |
| 6              | 80         | 1.0347          | 0.59684     | 16200     |
| 6              | 85         | 0.76416         | 0.46315     | 17700     |
| 6              | 90         | 0.39607         | 0.61555     | 18360     |
| 7              | 75         | 1.1437          | 0.44238     | 18240     |
| 7              | 80         | 0.79050         | 0.47891     | 20580     |
| 7              | 85         | 0.62548         | 1.0858      | 19500     |
| 7              | 90         | 0.39607         | 0.42936     | 21360     |
| 8              | 75         | 1.3475          | 0.55992     | 19740     |
| 8              | 80         | 0.91556         | 0.37188     | 20760     |
| 8              | 85         | 0.59099         | 0.28118     | 24360     |
| 8              | 90         | 0.39607         | 0.56884     | 23460     |
| 9              | 75         | 0.57577         | 0.28523     | 22800     |
| 9              | 80         | 0.78363         | 0.35327     | 24300     |
| 9              | 85         | 0.38640         | 0.42917     | 24000     |
| 9              | 90         | 0.39607         | 0.97540     | 26280     |
| 10             | 75         | 0.84361         | 0.92721     | 24360     |
| 10             | 80         | 0.60232         | 0.47429     | 26040     |
| 10             | 85         | 0.49652         | 0.87882     | 27780     |
| 10             | 90         | 0.39607         | 0.47875     | 28920     |

### 3.1.2 Conditions limites

L'étude préliminaire effectuée dans le cadre du précédent couplage CLASS-DONJON5 montre que l'application de conditions de réflexion isotrope, nonobstant les écarts considérables générés sur le facteur de multiplication infini (c.-à-d. quelques centaines de pcm), mène à des coûts significativement plus faibles justifiant ainsi l'utilisation de cette condition limite. Toutefois, par souci de rigueur, une étude de l'apport d'une condition de réflexion spéculaire sur la précision de la modélisation de l'assemblage MOx est réalisée. On observe, ici aussi, une déviation importante du facteur de multiplication infini. Un écart initial de 179 pcm est enregistré. On obtient un temps caractérisé par un ordre de grandeur 70 fois plus élevé

lorsqu'on compare les calculs effectués avec des conditions limites spéculaires aux calculs avec conditions limites isotropes. On en conclut rapidement que celles-ci sont à éviter.

### 3.2 Étude de la discrétisation géométrique et temporelle

La discrétisation géométrique ainsi que la discrétisation temporelle ont un impact significatif sur les coûts associés aux calculs réseaux effectués via le code de simulation DRAGON5. En effet, une discrétisation plus fine de ces paramètres a pour effet l'amélioration de la précision aux dépens du temps de calculs, de par l'augmentation de la taille de la matrice de probabilité de collision et du nombre de pas de *burnup*. Afin de développer une modélisation fidèle des assemblages de combustible UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> (cf. figure 3.2), il est essentiel d'optimiser ces dimensions du problème de façon à limiter les coûts tout en assurant une précision adéquate.

De par le fait que les assemblages de combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> considérés ici présentent la même géométrie, il apparaît raisonnable d'adopter la même discrétisation géométrique pour ces deux combustibles. Toutefois, dû à leur contenu isotopique par définition différent (c.-à-d. UO<sub>2</sub> puis mélange U-PuO<sub>2</sub>), ces assemblages entraînent une gestion différente et, par conséquent, une topologie des assemblages différentes. Cela engendre possiblement une sensibilité différente à la variation de la discrétisation géométrique.

Il faut noter que les assemblages MO<sub>x</sub> sont constitués de trois types de crayons différents par leur teneur en plutonium, conduisant à une topologie d'assemblage typique et différente de celle des UO<sub>x</sub> où l'ensemble des crayons combustibles sont identiques. Le raisonnement justifiant le développement d'une telle architecture d'assemblage, dite trizoné, est introduit à la section 3.3. À titre d'exemple, les crayons rouges, verts et mauves de la figure 3.2 sont caractérisés par une teneur en plutonium respective de 5.47 %, 8.32 % et 11.04 % en masse menant à une teneur de référence moyennée sur l'assemblage de 8.65 % [26]. Rappelons qu'une étude de Guillet [2] traite d'assemblages de combustible MO<sub>x</sub> et UO<sub>x</sub> caractérisées par la même géométrie homogène que celle proposée ici. Ainsi, les valeurs attribuées aux divers paramètres étudiés dans cette dernière sont traitées, pour la suite, comme les grandeurs de référence.

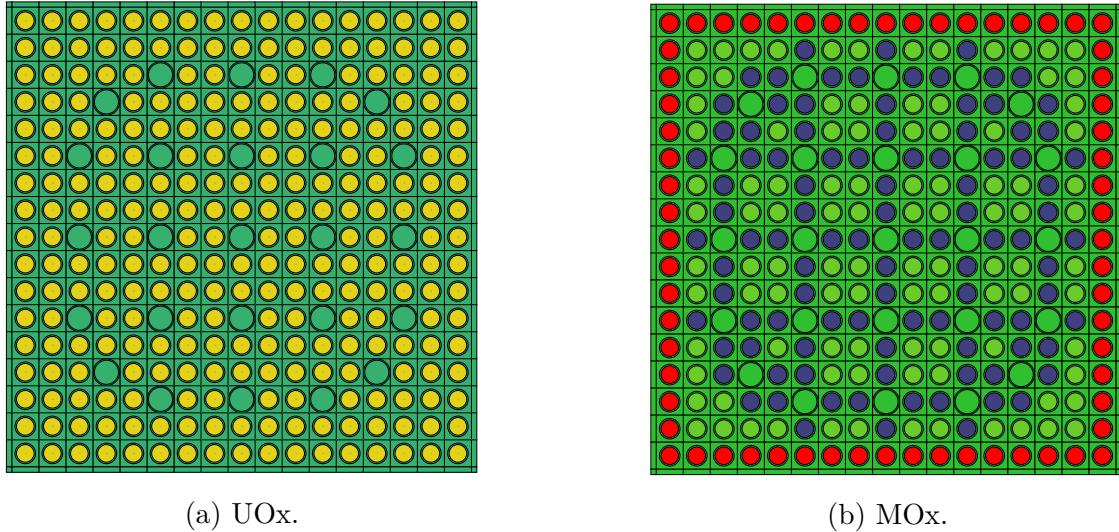


Figure 3.2 Schématisation simplifiée de la modélisation des assemblages de combustible UOx et MOx composant le cœur du réacteur REP 900 hybride étudié. Les crayons jaunes, mauves, verts et rouges correspondent respectivement au combustible UOx et aux combustibles MOx à haute, moyenne et faible teneur en plutonium.

### 3.2.1 Cellules et assemblages de combustible

Les crayons de combustibles sont définis comme des cylindres pleins entourés d'une gaine composée d'un alliage de zirconium plongés dans une cellule de modérateur. L'intérêt d'une telle modélisation simplifiée est qu'elle permet d'éviter le traitement des surfaces de contact entre les pastilles de combustible dans les crayons réels. Il faut également préciser que, dans le cadre de cette maîtrise, les barres de commande ne sont pas prises en compte dans la modélisation des cellules de trou d'eau. En absence de ces barres, l'apport de réactivité négative est amené par l'ajout de bore dans l'ensemble du modérateur composant l'assemblage. Cette représentation retenue par [2] permet de modéliser adéquatement, mais surtout simplement, le contrôle de la criticité du réacteur. Citons également que la dissolution de l'acide borique sur l'ensemble de l'assemblage n'induit pas de perturbation quant à la distribution de la puissance dans l'assemblage. La discrétisation radiale des pastilles de combustible s'appuie, elle aussi, sur la littérature. La segmentation à six couronnes proposée dans [27] est d'abord envisagée. Cependant, de par le fait que les distributions de température et de masse volumique sont simplifiées au moyen de valeurs caractéristiques constantes, une segmentation à quatre couronnes est préconisée. Cette discrétisation, introduite par [28] puis étudiée par plusieurs auteurs par la suite [2, 8, 23], divise le volume du combustible en quatre régions correspondant à 50, 30, 15 et 5 % du volume de la pastille. En s'appuyant sur ces travaux,

on opte pour la division à quatre couronnes jugée suffisante pour la simulation adéquate des phénomènes et mécanismes internes à l'assemblage (c.-à-d. les résonances d'absorption de l'uranium 238 ainsi que l'évolution du plutonium, des actinides mineurs et des produits de fissions) tout en limitant le nombre de régions traitées et donc, conséquemment, la taille de la matrice de probabilité de collision. La discréétisation géométrique adoptée pour la cellule de combustible est présentée à la figure 3.3 (a).

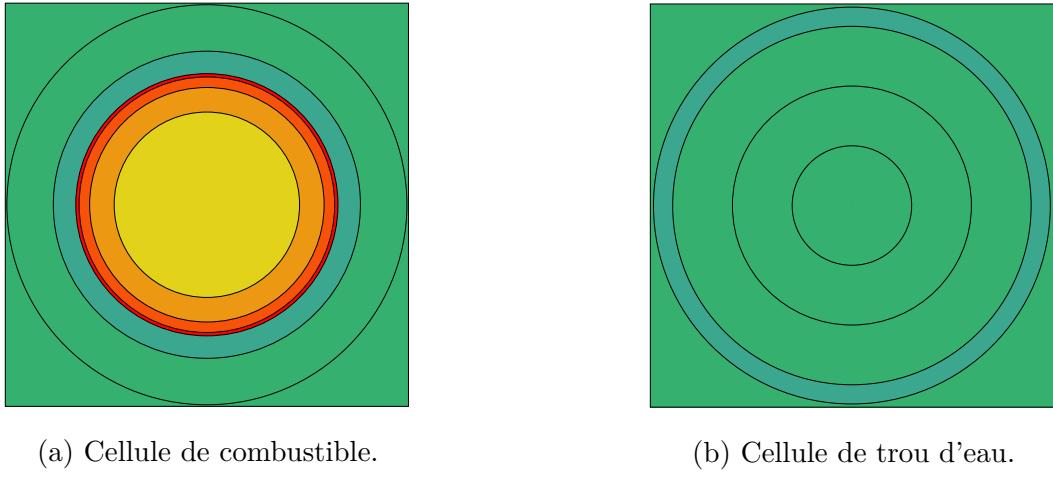


Figure 3.3 Discréétisation de la géométrie des cellules constituant l'assemblage. Les régions jaunes à rouges correspondent au combustible. Les régions vertes, quant à elles, représentent le modérateur, puis les régions bleutées correspondent à la gaine et au tube guide.

Contrairement à la discréétisation spatiale des régions composées de combustible, peu d'enseignements peuvent être extraits d'une brève revue de la littérature quant à l'influence de la division du volume de modérateur, que ce soit dans la cellule de combustible ou du trou d'eau. L'intérêt, ici, est donc de caractériser des assemblages de combustibles décrivant des segmentations différentes du modérateur puis d'extraire et comparer, dans un premier temps, les erreurs maximales générées sur le volume, et dans un deuxième temps, les écarts sur les contenus massiques et le facteur de multiplication infini avec le temps d'évolution. La figure 3.3 présente la discréétisation, proposée dans [2] et considérée ici comme référence, pour (a) la cellule de combustibles et (b) la cellule de trou d'eau. Les erreurs générées lors du *tracking* sur l'ensemble de l'assemblage par la division du volume de modérateur dans les cellules de combustibles sont présentées au tableau 3.6. On constate que l'écart sur le *tracking* résultant d'une discréétisation plus fine ne varie pas de façon substantielle, lorsque comparée à la discréétisation plus grossière. Cette constatation est vraie aussi bien pour les erreurs maximales sur le volume que pour la moyenne quadratique (c.-à-d. *root mean square* ou RMS). Toutefois,

contrairement aux erreurs observées, les coûts engendrés par le raffinement du *tracking* ne semble pas plafonner.

Tableau 3.6 Erreurs maximales (%) et RMS générés sur le volume et la surface lors du *tracking* en fonction du nombre de couronnes.

| Nombre de couronnes<br>Crayon | Modérateur | Erreur maximale | RMS global | Temps |
|-------------------------------|------------|-----------------|------------|-------|
|                               |            | Vol. (%)        | Vol. (%)   | (s)   |
| 4                             | 1          | 0.5758          | 0.1465     | 15762 |
| 4                             | 2          | 0.5758          | 0.1377     | 22612 |
| 4                             | 3          | 0.5758          | 0.1350     | 28708 |

Dans un second temps, l'influence de la discréétisation géométrique sur l'évolution du contenu massique et du facteur de multiplication infini est validée au moyen d'une comparaison entre les valeurs calculées par les codes de simulation DRAGON5 et SERPENT. La figure 3.4 présente l'évolution du facteur de multiplication infini d'un assemblage de combustible MOx caractérisé par les trois discréétisations géométriques introduites au tableau 3.6, puis comparée à l'évolution obtenue à l'aide de SERPENT. Nonobstant l'erreur légèrement plus élevée sur le volume, le  $k_\infty$  calculé avec une segmentation du modérateur plus grossière engendre un écart plus faible lors des 1200 premiers jours de fonctionnement. Notons que les écarts relevés entre les différentes discréétisations considérées sont sensiblement plus faibles que celles observées entre DRAGON5 et SERPENT.

Mentionnons que, si la pratique veut que l'on étudie l'évolution du facteur de multiplication effectif, on s'intéresse ici à la valeur du  $k_\infty$ . Ce choix est justifié par le fait que le  $k_{\text{eff}}$  est fixé à l'unité par les modèles de fuites de type  $B_n$  employés dans les calculs réseaux considérés ici. En détail, les modèles B1 homogènes génèrent des fuites artificielles menant à un fonctionnement stationnaire [29]. Conséquemment,  $k_\infty$  correspond à la valeur du  $k_{\text{eff}}$  en l'absence de fuites.

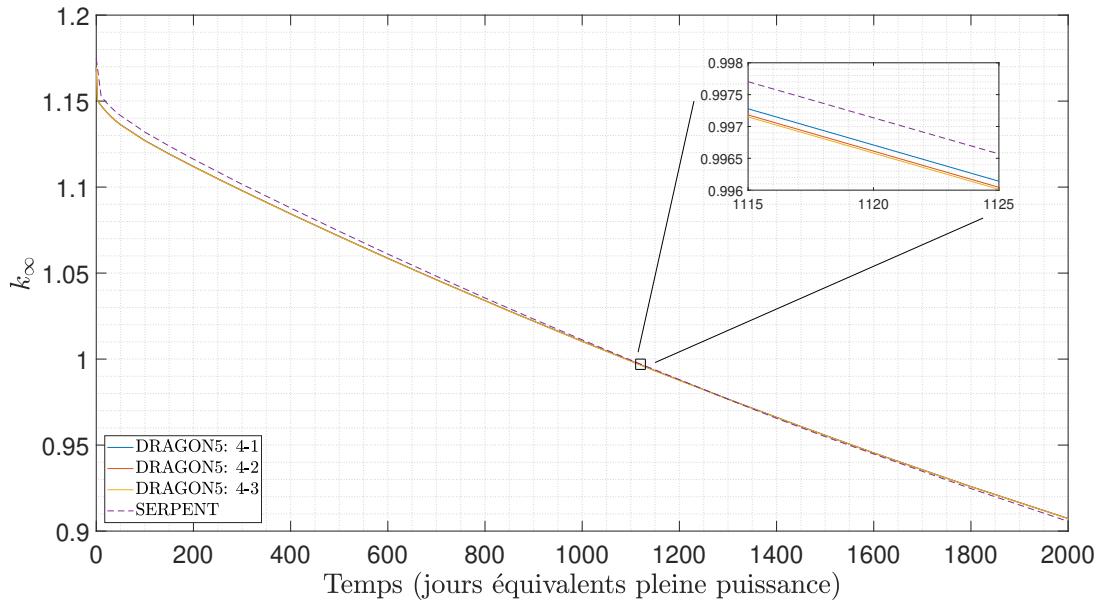


Figure 3.4 Évolution des facteurs de multiplication infinis d'un assemblage de combustible MOx obtenus via SERPENT (trait ligné) et DRAGON5 (traits pleins) pour différentes discrétisations géométriques du modérateur composant la cellule de combustible.

Le tableau 3.7 présente les erreurs relatives entre les contenus massiques calculés en fin de cycle via DRAGON5 et SERPENT. L'assemblage MOx représenté ici est constitué de la composition isotopique MOX1. Les résultats présentés montrent que l'erreur relative en FdC sur les isotopes d'intérêt, au même titre que l'erreur absolue sur le  $k_{\infty}$  en DdC, est plus faible pour une division grossière du modérateur. À nouveau, il est à noter que les écarts entre les inventaires obtenus via DRAGON5 et SERPENT sont plus importants que les écarts générés par la discrétisation géométrique entre les calculs DRAGON5. L'erreur relative entre les inventaires obtenus de DRAGON5 est de quelques dixièmes de pour cent, alors que l'erreur relative entre DRAGON5 et SERPENT est, quant à elle, de l'ordre de quelques pour cent pour les isotopes d'intérêt.

Tableau 3.7 Écarts (%) sur le contenu massique en FdC et déviations (pcm) du facteur de multiplication infini en DdC et FdC engendrés par les modélisations SERPENT et DRAGON5 en fonction de la discréétisation du modérateur.

| Discréétisation<br>Cray. Mod. | Écart relatif (%) |            |            |            |            |            | $\Delta k_\infty$ (pcm) |     |
|-------------------------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|------------|-------------------------|-----|
|                               | $U^{235}$         | $Pu^{238}$ | $Pu^{239}$ | $Pu^{240}$ | $Pu^{241}$ | $Pu^{242}$ | DdC                     | FdC |
| 4 1                           | -11.679           | -12.727    | -13.597    | -2.392     | 6.928      | 2.107      | 553                     | 48  |
| 4 2                           | -11.685           | -12.739    | -13.606    | -2.398     | 6.927      | 2.113      | 568                     | 59  |
| 4 3                           | -11.688           | -12.745    | -13.608    | -2.401     | 6.926      | 2.115      | 572                     | 61  |

La tableau 3.8 présente, dans un premier temps, les écarts relatifs générés par la discréétisation du modérateur de la cellule combustible sur le contenu massique en fin de cycle, et dans un deuxième temps, l'écart absolu sur le facteur de multiplication induit par la variation de ce même paramètre pour les autres compositions isotopiques de référence. Il est à rappeler que la discréétisation à deux couronnes agit ici comme référence puisqu'elle est proposée dans la littérature. En s'appuyant sur l'ordre de grandeur des écarts relatifs et absolus présentés au tableau 3.8 ainsi que sur les valeurs numériques présentées au tableau 3.6, on déduit qu'il n'est pas nécessaire d'opter pour une discréétisation plus fine du modérateur dans la cellule de combustible.

Tableau 3.8 Écarts sur les inventaires massiques en FdC (%) et le facteur de multiplication infini en DdC et FdC (pcm) générés par la segmentation du modérateur dans la cellule de combustible.

| Cas  | Discréétisation<br>Cray. Mod. | Écart relatif (%) |            |            |            |            |            | $\Delta k_\infty$ (pcm) |      |
|------|-------------------------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|------------|-------------------------|------|
|      |                               | $U^{235}$         | $Pu^{238}$ | $Pu^{239}$ | $Pu^{240}$ | $Pu^{241}$ | $Pu^{242}$ | DdC                     | FdC  |
| UOX1 | 4 1                           | -0.220            | -0.036     | -0.048     | -0.076     | -0.080     | -0.096     | 28.6                    | 0.8  |
|      | 4 2                           | réf.              | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.                    | réf. |
|      | 4 3                           | 0.074             | 0.014      | 0.016      | 0.026      | 0.028      | 0.031      | -9.6                    | -0.3 |
| MOX2 | 4 1                           | -0.021            | -0.012     | -0.026     | -0.026     | -0.010     | 0.015      | 12.7                    | 6.8  |
|      | 4 2                           | réf.              | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.                    | réf. |
|      | 4 3                           | 0.008             | 0.006      | 0.007      | 0.008      | 0.006      | -0.004     | -4.0                    | -2.2 |
| MOX3 | 4 1                           | -0.065            | -0.032     | -0.054     | -0.041     | -0.041     | 0.018      | 18.8                    | 5.6  |
|      | 4 2                           | réf.              | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.                    | réf. |
|      | 4 3                           | 0.022             | 0.013      | 0.017      | 0.015      | 0.015      | -0.005     | -6.0                    | -1.8 |

Un travail similaire est entrepris afin de quantifier les écarts générés sur le contenu massique

et le facteur de multiplication infini par la segmentation du modérateur dans la cellule de trou d'eau. Il est à préciser que le volume de modérateur divisé correspond au modérateur à l'intérieur du tube. Étant donné la courte distance entre le rayon extérieur du tube et la limite de cette cellule, on juge qu'il n'est pas nécessaire d'étudier la discréétisation du modérateur de la cellule du trou d'eau à l'extérieur du tube. Or, cette étude succincte confirme que l'influence de ce paramètre est minime et qu'il n'est pas nécessaire de discréétiser plus finement les régions composées de modérateur (cf. tableau 3.9). En effet, les écarts entre le facteur de multiplication infini en début de cycle obtenu via les codes de simulations DRAGON5 et SERPENT sont respectivement de 566.7, 567.5 et 567.7 pcm pour une division du volume de modérateur en une, trois puis cinq couronnes. Il est fort probable, de par le parcours moyen trop cours des neutrons, qu'une segmentation rigoureuse de ces éléments géométriques ne soit pas à même d'influer les résultats des calculs étudiés. On en conclut que la discréétisation du modérateur composant la cellule de trou d'eau a, au même titre que la discréétisation du modérateur entourant le crayon de combustible, une influence négligeable sur la précision de la simulation des mécanismes et phénomènes intervenant à l'échelle réseau. Finalement, il est à mentionner qu'un intérêt fut porté à la division du volume de la gaine à base de zirconium. La segmentation de cette composante engendre des valeurs de RMS global plus importantes et un temps de calcul significativement plus lourd, allant jusqu'à plus de quatre fois les coûts caractéristiques du calcul réseau étudié ci-haut (c.-à-d. 91 000 secondes en comparaison à 22 000 secondes). Également, la discréétisation de la gaine n'influence pas la valeur du facteur de multiplication infini enregistré sous irradiation. Conséquemment, cette région n'est pas divisée pour la suite.

Tableau 3.9 Erreurs sur le volume et la surface (%) générées lors du *tracking* en fonction du nombre de couronnes.

| Modérateur | Nombre de couronnes<br>Tube guide | Erreur maximale | RMS global | Temps |
|------------|-----------------------------------|-----------------|------------|-------|
|            |                                   | Vol. (%)        | Vol. (%)   | (s)   |
| 1          | 1                                 | 0.5758          | 0.1364     | 21521 |
| 3          | 1                                 | 0.5758          | 0.1377     | 21758 |
| 5          | 1                                 | 0.6200          | 0.1422     | 22588 |

### 3.2.2 Réflecteur

Le réflecteur entoure le cœur du réacteur de façon à réduire les fuites de neutrons radiales et axiales par le biais de diffusion et de modération dans les diverses couches d'acier inoxydable et épaisseurs d'eau le composant. La figure 3.5 présente les différents éléments constituant

un réflecteur caractéristique du réacteur REP 900 étudié dans le cadre de cette maîtrise. Le calcul des sections efficaces du réflecteur entraîne d'une part, une modélisation plus complexe, et d'une autre part, des coûts élevés de par les défis suivants :

1. La modélisation du réflecteur n'est pas homogène sur l'ensemble de sa circonférence. Ceci est simplement dû aux assemblages représentés ici par des éléments cubiques et à la forme courbée du réflecteur. Ainsi, la distance entre la jupe et la première couche d'acier, dite peau, varie dans le cœur.
2. L'absence de matière fissile dans la composition du réflecteur engendre la prise en compte des assemblages voisins pour la simulation du flux neutronique perçu par ce dernier.
3. L'épaisseur des différents éléments géométriques composant le réflecteur totalise une taille significativement plus importante que la dimension des éléments cubiques représentant les assemblages de combustibles modélisés précédemment.

De par le fait que la distance entre la peau et la jupe n'est pas constante, l'approche idéale serait de modéliser une multitude de réflecteurs couvrant l'ensemble des distances observées entre ces deux composantes. Toutefois, une telle démarche conduirait à une base de données de taille considérable s'ajoutant aux bases de données générées en parallèle pour la simulation des assemblages UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub>. La différence entre la dimension des assemblages et du réflecteur peut mener, quant à elle, à la mise en œuvre d'une segmentation fine et compliquée du réflecteur (cf. figure 3.6) ce qui augmente le nombre de régions prises en charge dans la résolution de l'équation de transport. On mentionne également que les assemblages combustibles voisins considérés dans le calcul des sections efficaces du réflecteur entraînent nécessairement une augmentation significative du nombre de régions simulées. En s'appuyant sur les travaux de [2], eux-mêmes basés sur [9], on opte pour un modèle réduit de la composition du réflecteur. L'approche proposée vise, dans un premier temps, à caractériser le réflecteur à l'initialisation du réacteur (c.-à-d.  $t = 0$  s) seulement. Cette réduction du problème s'appuie sur l'approximation que la composition du réflecteur ne varie pas au cours de l'évolution. On admet que les variations de spectre neutronique engendrées sur les matériaux du réflecteur par l'évolution des assemblages situés à la périphérie du cœur, restent limitées justifiant le traitement des sections efficaces découlant de la caractérisation du réflecteur à l'instant  $t = 0$  s uniquement. Dans un second temps, la méthode proposée vise à réduire la géométrie modélisée. Pour ce faire, on adopte plusieurs hypothèses simplificatrices diminuant nécessairement le réalisme du réflecteur simulé. Toutefois, une étude complète de la viabilité d'un tel modèle quant à la précision du calcul cœur fut effectuée dans [2] et justifie l'utilisation de cette approche.

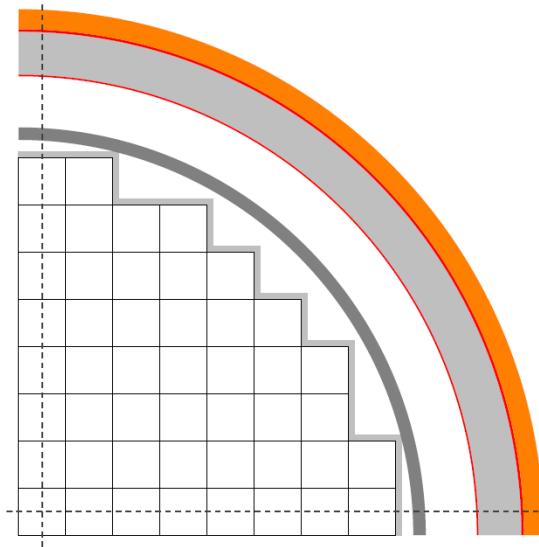


Figure 3.5 Coupe axiale d'un quart de cœur d'un REP 900 tirée de [2].

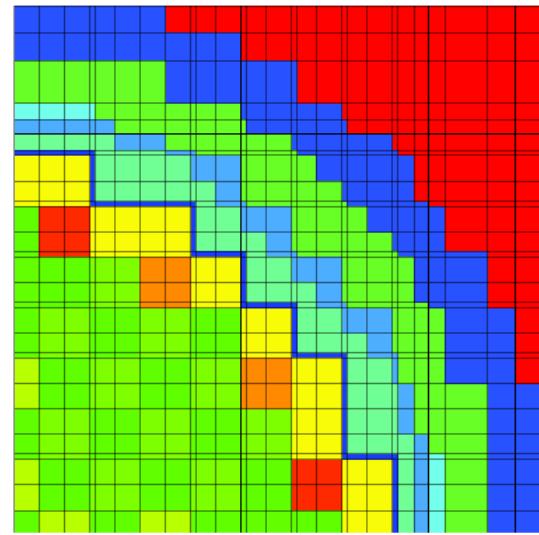


Figure 3.6 Segmentation d'un quart de cœur d'un REP 900 tirée de [24].

La première simplification proposée pour la géométrie consiste à considérer un seul calcul réseau pour décrire l'ensemble du réflecteur radial malgré la distance variable entre la jupe et la peau. Également, ce même calcul réseau est considéré pour le réflecteur axial. Une seconde simplification consiste à caractériser seulement les premiers éléments du réflecteur. Ainsi, la modélisation est réduite aux composantes incluses dans un élément cubique de dimensions identiques à l'assemblage de combustible. Le tableau 3.10 présente les composantes géométriques du réflecteur et leur épaisseur respective.

Tableau 3.10 Données géométriques associées aux composantes du réflecteur [9].

| Composantes                    | Épaisseur réelle | Épaisseur simulée |
|--------------------------------|------------------|-------------------|
| Peau (cm)                      | 2.86             | 2.86              |
| Première épaisseur d'eau (cm)  | 5.86             | 5.86              |
| Jupe (cm)                      | 5.15             | 5.15              |
| Seconde épaisseur d'eau (cm)   | 24.25            | 8.05              |
| Première pellicule d'inox (cm) | 0.75             | -                 |
| Cuve (cm)                      | 20.00            | -                 |
| Seconde pellicule d'inox (cm)  | 1.04             | -                 |
| Calorifuge (cm)                | 9.37             | -                 |

Aussi, [9] suggère la simulation d'un minimum de deux assemblages de combustible afin

d'assurer une modélisation rigoureuse du flux neutronique perçu par le réflecteur. Toutefois, toujours par souci de limiter le nombre de régions considérées lors du calcul des sections efficaces du réflecteur, des demi-assemblages sont étudiés. La figure 3.7 présente la géométrie simulée lors de la caractérisation du réflecteur au moyen du code DRAGON5.

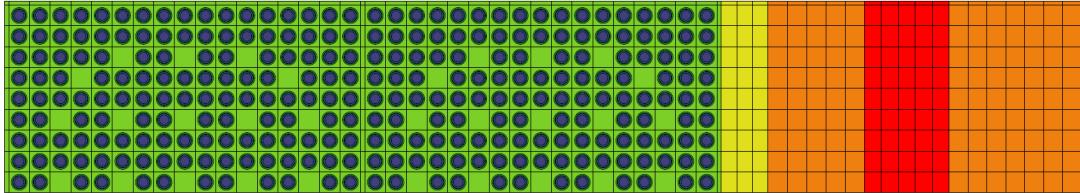


Figure 3.7 Schématisation de la géométrie simplifiée d'un réflecteur caractéristique du REP 900. Cette géométrie est proposée puis étudiée dans [2].

En détail, le calcul des sections efficaces du réflecteur débute par un *tracking* de la géométrie présentée à la figure 3.7 à l'image du *tracking* réalisé sur les assemblages combustibles tel qu'introduit à la section 3.1 (c.-à-d. via le module NXT : et pour des conditions limites isotropes). L'habitude veut que l'on réalise un calcul du réflecteur dit semi-infini : des conditions de symétrie sont utilisées à la limite supérieure et inférieure de la géométrie simulée, alors que des conditions de vide et de réflexion sont utilisées à la droite du réflecteur et à la gauche de l'assemblage, respectivement [2, 9]. Conséquemment et contrairement au calcul de l'assemblage combustible, on doit considérer ici des modèles de fuites de type  $K$ . De ce calcul, on extrait les sections efficaces homogénéisées sur les régions représentant le réflecteur et condensées à deux groupes énergétiques. Citons également que la correction de fuites appliquée aux sections efficaces totales découlant du calcul du réflecteur correspond à une approche  $P_1$  incohérente. Mentionnons finalement que la modélisation des coeurs homogènes UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> présentée dans [2] s'appuie sur des sections efficaces générées uniquement pour un réflecteur sujet à un flux neutronique en provenance d'assemblages UO<sub>2</sub>. Puisque les plans de chargement des coeurs REP étudiés ici (cf. section 4.1) limitent grandement la distribution d'assemblages de combustible MO<sub>2</sub> dans la couronne externe du cœur hétérogène, il semble raisonnable d'utiliser à nouveau cette banque de sections efficaces dans le cadre de ce nouveau couplage entre DONJON5 et CLASS.

### 3.2.3 Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle utilisée ici est, au même titre que la discrétisation géométrique du réflecteur, calquée sur celle proposée dans le précédent couplage CLASS-DONJON5. Les pas de temps considérés, ainsi que leur équivalence en *burnup*, sont présentés au tableau 3.11.

Il est à mentionner que, même s'il n'est pas analysé ici, ce paramètre influence fortement la précision des calculs réseaux puisqu'il doit assurer une simulation rigoureuse des phénomènes, notamment l'effet Xénon, intervenant lors de l'irradiation des assemblages REP. Or, on opte pour une discrétisation fine du domaine couvrant la mise en oeuvre du réacteur suivi d'une discrétisation plus grossière du domaine associé au régime linéaire de l'évolution (cf. figure 3.4). Simplement, l'intérêt porté à cette discrétisation temporelle est dû à sa capacité à simuler adéquatement l'irradiation au moyen d'un nombre limité d'itérations, diminuant ainsi le coût des calculs réseaux effectués.

Tableau 3.11 Discrétisation temporelle [2].

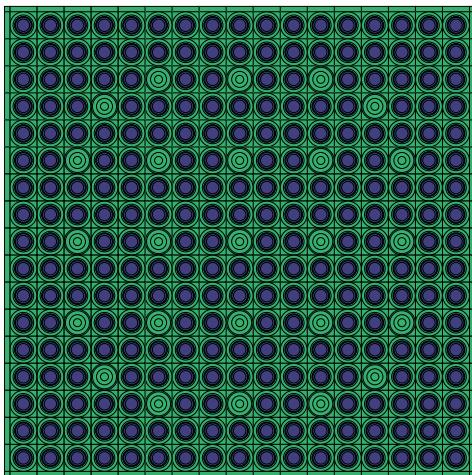
| Période considérée (JEPP) | Temps (JEPP) | Burnup (MWj.t <sub>ML</sub> <sup>-1</sup> ) | Nombre de calculs de flux |
|---------------------------|--------------|---|---------------------------|
| $0 \leq t \leq 5$         | 2.5          | 90  | 3                         |
| $5 < t \leq 10$           | 5.0          | 180   | 1                         |
| $10 < t \leq 50$          | 10.0         | 360   | 4                         |
| $50 < t \leq 300$         | 50.0         | 1800  | 5                         |
| $300 < t \leq 700$        | 100.0        | 3600  | 4                         |
| $700 < t \leq 1600$       | 150.0        | 5400  | 6                         |
| $1600 < t \leq 2200$      | 200.0        | 7200  | 3                         |

### 3.3 Étude du trizonage de l'assemblage MOx

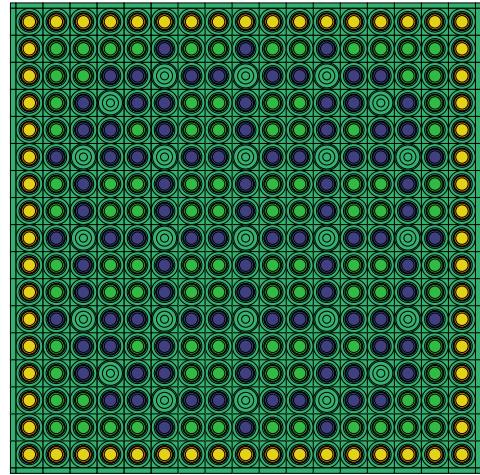
L'introduction d'assemblages MOx dans un réacteur REP chargé de combustible UOx apporte des contraintes importantes. En effet, les sections efficaces macroscopiques de fission associées aux assemblages considérés diffèrent considérablement pour ces deux combustibles. Simplement, les isotopes du plutonium sont caractérisés par des sections efficaces de fission plus élevées dans le domaine thermique. Or, le flux observé à l'interface d'assemblages UOx et MOx voisins est, pour sa part, continu. Il en résulte donc une forte absorption du flux thermique (ralenti par le biais de diffusion dans les lames de modérateur séparant les assemblages) en provenance des assemblages UOx voisins et de surcroît un durcissement du spectre en périphérie de l'assemblage MOx. Il s'en suit des variations fortes et soudaines dans la distribution spatiale de puissance au passage des assemblages UOx à MOx. Il est à mentionner que l'inventaire fissile plus élevé des assemblages MOx, ainsi que le nombre plus important de neutrons produits par la fission du plutonium, contribue à augmenter le flux neutronique en provenance de ce type d'assemblage. Afin de limiter ces discontinuités de puissance, les assemblages MOx sont hétérogènes et la teneur en plutonium des crayons de combustible en

péphérie est diminuée.

Ainsi, la littérature propose une distribution radiale hétérogène et trizoné de la teneur en plutonium dans l’assemblage de combustible MOx permettant de diminuer considérablement les effets d’hétérogénéités explicités ici. Les assemblages MOx sont composés de pastilles de combustible caractérisées par trois teneurs en plutonium différentes, soit une haute, moyenne et faible teneur. Nécessairement, les crayons de faibles teneurs forment la couronne externe dans le but de diminuer le durcissement du spectre observé aux limites de l’assemblage MOx. Les crayons de moyenne et haute teneurs sont, quant à eux, distribués au centre de l’assemblage de façon à aplatis le flux neutronique sur l’assemblage. Il en résulte un flux qui a un pic important en son centre, lorsque comparé au profil de flux radial associé à la topologie monozonée, qui est quant à lui quasi homogène sur l’ensemble de l’assemblage. Puisque le précédent couplage CLASS-DONJON5 s’appuie sur la caractérisation d’assemblage MOx monozoné, un intérêt important est porté à l’influence du trizonage sur le comportement global de l’assemblage MOx dans un milieu infini. L’évolution d’assemblages de combustible MOx monozoné et trizoné est caractérisée via un calcul réseau afin, dans un premier temps, de décrire et d’analyser l’impact du trizonage de la topologie, et dans un second temps, d’identifier les caractéristiques de ce combustible afin d’en extraire une meilleure compréhension de son irradiation. Il est à noter que ces assemblages sont composés de crayons totalisant un contenu massique initial identique. Les assemblages trizoné et monozoné sont présentés à la figure 3.8. Les crayons jaunes, verts et mauves présents dans la topologie trizonée représentent les pastilles de combustible à faible, moyenne et haute teneur.



(a) Monozoné.



(b) Trizoné.

Figure 3.8 Schématisation des topologies d’assemblages MOx simulées via DRAGON5.

La topologie de l’assemblage combustible caractérisée ici s’appuie sur un trizonage tenant compte de l’environnement des crayons de combustibles. Par conséquent, les crayons à haute teneur sont placés près des trous d’eau afin d’aplatir le flux neutronique radial sur l’assemblage. La composition des combustibles de cette topologie provient, quant à elle, de la littérature. Les rapports de teneur entre les crayons à haute, moyenne et basse teneur sont introduits par [26]. Les crayons mauves, verts et jaunes constituant l’assemblage trizoné correspondent respectivement à 1.27, 0.96 et 0.63 fois la teneur en plutonium des crayons de combustibles composant l’assemblage monozoné. La figure 3.9 présente l’évolution des différents isotopes d’intérêt, soit le vecteur plutonium ainsi que l’uranium 235. Les densités présentées correspondent à la moyenne sur l’ensemble des crayons constituant les topologies étudiées. On constate que les isotopes fissiles sont caractérisés par des écarts de densité non négligeable. Les écarts enregistrés en fin de vie (c.-à-d. une gestion typique de quatre cycles de 280 jours) sur les inventaires en plutonium 241 et en uranium 235 sont de l’ordre de 1%, tandis que les déviations observées pour le plutonium 239 sont supérieures à 3 %. Notons que les écarts sur ces derniers sont à même d’influer le nombre de fissions et de surcroît le flux neutronique observé dans l’assemblage. Cela contribue à augmenter d’autant plus les écarts absolus induits sur les densités au cours de l’irradiation. Les déviations mesurées en FdC sur les inventaires massiques du plutonium 238 et 240 sont inférieurs à 1 %. En s’appuyant sur les écarts maximaux (c.-à-d. plus grand écart enregistré sur l’ensemble de l’irradiation simulée) présentés au tableau 3.12, en particulier les déviations associées au plutonium 239, on admet nécessaire la prise en compte du trizonage dans la modélisation du coeur visant à produire le nouveau couplage CLASS-DONJON5.

L’écart généré par le zonage sur la densité des isotopes fortement consommés, soit le plutonium 238, 239, 240 et l’uranium 235, augmente de façon constante au cours de l’évolution. Il est intéressant de noter qu’en FdC, les densités associés aux plutoniums 238, 239 et 240 sont plus élevés dans l’assemblage trizoné, alors que la densité d’uranium 235 est plus importante dans l’assemblage monozoné. Les isotopes fortement produits au cours de l’évolution montrent, quant à eux, une compensation de l’écart généré par le zonage. En début de cycle, la topologie monozonée entraîne une production plus importante de plutonium 241, jusqu’à ce que la concentration de ce dernier plafonne puis diminue. Cela est dû à la densité en plutonium 240 diminuant, quant à elle, au rythme de sa disparition par capture neutronique. On note que la densité maximale en plutonium 241 dépend explicitement de la concentration initiale en plutonium 240. En effet, cette valeur est atteinte plus rapidement pour des inventaires en plutonium 240 plus faibles. Cette constatation est vraie aussi bien lorsqu’on compare les compositions isotopiques MOX1, MOX2 et MOX3, que lorsqu’on confronte les topologies monozoné et trizoné pour un même vecteur plutonium. Le comportement inverse

est observé pour le plutonium 242. L'ensemble de ces phénomènes peut être expliqué par l'usure plus rapide de l'assemblage MOx causée par le flux radial quasi homogène résultant de la topologie de l'assemblage monozoné.

Tableau 3.12 Écarts sur les inventaires massiques en FdC (%) et le facteur de multiplication infini en DdC et FdC (pcm) générés par le trizonage de la topologie de l'assemblage combustible.

| Cas  | Paramètre | Écart relatif maximal (%) |                  |                   |                   |                   |                   | $\Delta k_\infty$ (pcm) |      |
|------|-----------|---------------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|------|
|      |           | Zonage                    | U <sup>235</sup> | Pu <sup>238</sup> | Pu <sup>239</sup> | Pu <sup>240</sup> | Pu <sup>241</sup> | Pu <sup>242</sup>       | DdC  |
| MOX1 | mono.     | réf.                      | réf.             | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.                    | réf. |
|      | tri.      | -1.193                    | -0.307           | 6.831             | 3.384             | 1.652             | -0.587            | 814                     | 99   |
| MOX2 | mono.     | réf.                      | réf.             | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.                    | réf. |
|      | tri.      | -1.199                    | -0.141           | 5.906             | 2.714             | -0.812            | -0.334            | 726                     | 164  |
| MOX3 | mono.     | réf.                      | réf.             | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.                    | réf. |
|      | tri.      | 2.691                     | 1.043            | 8.567             | 5.854             | 4.941             | -1.224            | 945                     | -210 |

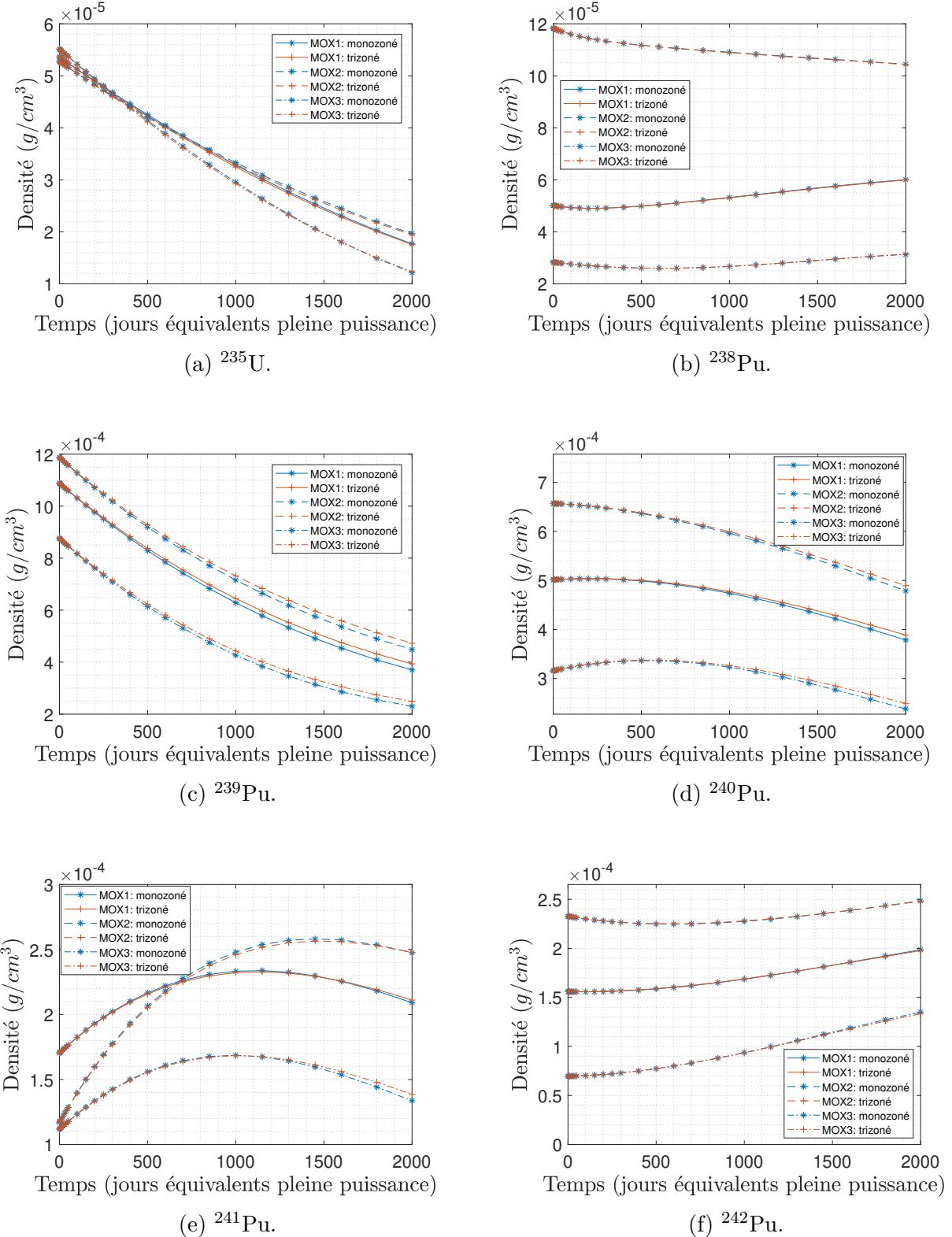


Figure 3.9 Évolution des contenus isotopiques d'intérêt en fonction du zonage de l'assemblage MOx étudié pour les compositions isotopiques MOX1, MOX2 et MOX3.

### 3.4 Étude de l'homogénéisation spatiale et de l'autoprotection des résonances

La prise en compte d'un nombre important de zones géométriques et de mélanges lors du calcul réseau induit des coûts de calcul très importants dus à la taille considérable de la matrice de probabilité de collision résultante. Conséquemment, l'approche réalisée vise à réduire le nombre de régions et mélanges considérés dans la résolution de l'équation de transport et l'autoprotection des résonances au moyen d'un schéma d'homogénéisation synthétisant les crayons de combustible caractérisés par des propriétés physiques et neutroniques jugées similaires sous un mélange moyen équivalent. Également, des simplifications additionnelles sont apportées afin de réduire davantage le nombre de régions traitées lors de l'autoprotection des résonances. Il est à préciser que, si le nombre de mélanges est susceptible d'augmenter l'espace nécessaire à l'enregistrement des données neutroniques et donc les coûts de calcul, le nombre de régions traitées a, quant à lui, un impact significativement plus fort sur les coûts engendrés de la résolution de l'équation de transport. Ainsi, les schémas d'homogénéisation envisagés pour la réduction du problème sont comparés et discutés ici.

Les méthodes d'homogénéisation présentées s'appuient sur les caractéristiques locales suivantes à même d'influencer le spectre et le flux neutronique des zones géométriques traitées : le milieu environnant le crayon de combustible ainsi que sa composition, puis la température et la position de ce dernier dans l'assemblage. Une première simplification consiste à tenir compte des symétries observées dans l'assemblage de façon à considérer seulement le huitième de l'assemblage. Cette méthode, dite par crayon, rassemble les mélanges constituant les crayons décrivant une position équivalente dans l'assemblage par symétrie. Il est possible de diminuer davantage les coûts engendrés au moyen d'une homogénéisation, dite par région, fusionnant les mélanges constituant les cellules caractérisés par des voisinages similaires. Finalement, l'homogénéisation par combustible fusionne l'ensemble des cellules composé d'un même combustible sous mélange équivalent. Il est à mentionner qu'un schéma d'homogénéisation par combustible fut adopté dans le cadre du premier couplage CLASS-DONJON5. Toutefois, le trizonage de la topologie des assemblages MOx suscite un intérêt à caractériser l'influence de ces méthodes d'homogénéisation sur les différents paramètres et valeurs d'intérêt. Une étude de l'impact de l'homogénéisation est alors réalisée, dans un premier temps, pour valider la méthode adoptée par [2] pour l'assemblage UOx et, dans un second temps, pour déterminer le schéma d'homogénéisation adéquat pour l'assemblage MOx. La figure 3.10 introduit une schématisation des méthodes étudiées ici, soit par crayon et par combustible.

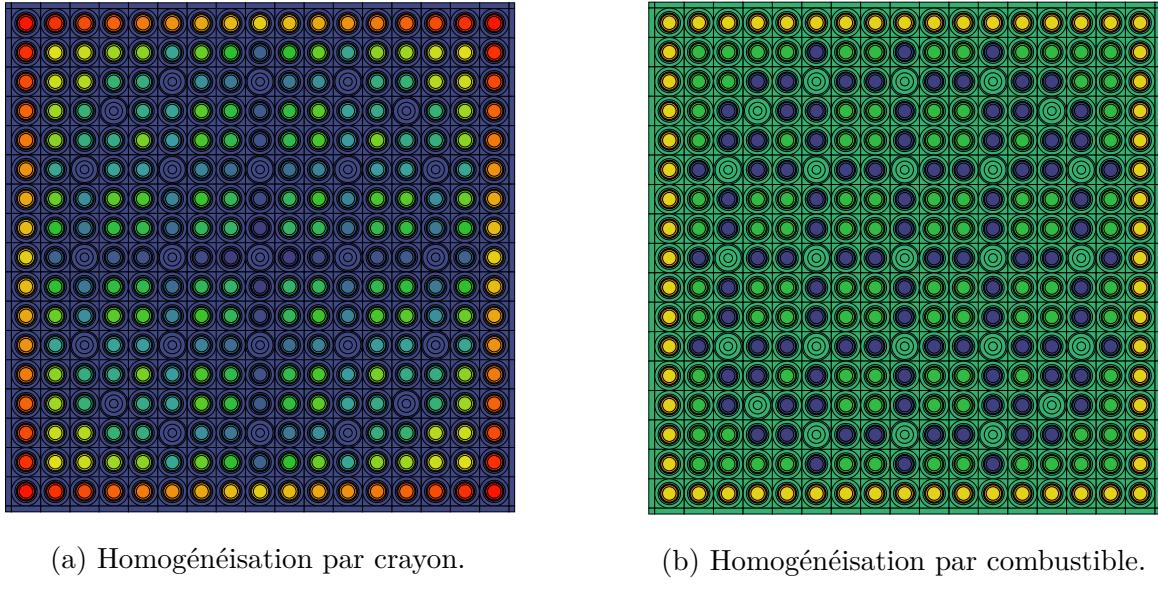


Figure 3.10 Schéma d'homogénéisation par crayon et combustible de l'assemblage MOx.

La figure 3.11 présente les écarts relatifs générés par l'homogénéisation par combustible des assemblages composés des combustibles UOX1, MOX1, MOX2 et MOX3. La méthode par crayon agit ici comme référence puisqu'il s'agit d'un traitement plus rigoureux des zones géométriques constituant l'assemblage. Toutefois, ce traitement individuel des crayons du huitième d'assemblage engendre des coûts huit à 23 fois plus élevés en fonction du combustible étudié. À titre d'exemple, l'homogénéisation par combustible et par crayon d'un assemblage MOX1 génère des coûts respectifs de 12715 et 265066 secondes. On note que l'homogénéisation par combustible entraîne des écarts modestes sur l'évolution du contenu massique de l'assemblage de combustible UOx. Notamment, les déviations enregistrées sur les inventaires en  $^{235}\text{U}$ , initialement nulles, n'atteignent pas 1 % sur une irradiation de 2000 jours (équivalents pleine puissance). Il est important d'expliquer que les écarts initiaux non nuls associés aux différents isotopes composant le vecteur plutonium sont dus à leur concentration presque nulle dans l'assemblage UOx. En effet, on enregistre des écarts absolus inférieurs à  $0.002 \text{ mg/cm}^3$  au dixième jour et  $2.0 \text{ mg/cm}^3$  au 1120 jour sur l'ensemble des isotopes du plutonium. L'homogénéisation des mélanges de l'assemblage MOx génère aussi des écarts modestes. En effet, à l'exception du plutonium 239, les écarts relatifs en fin de cycle sont de quelques dixièmes de pourcentage pour l'ensemble des isotopes d'intérêt. De par le fait que l'homogénéisation par combustible mène à une transcription adéquate de l'évolution des inventaires massiques d'intérêt dans l'assemblage MOx et entraîne des coûts considérablement plus faibles, on opte pour cette approximation des mélanges pour la suite.

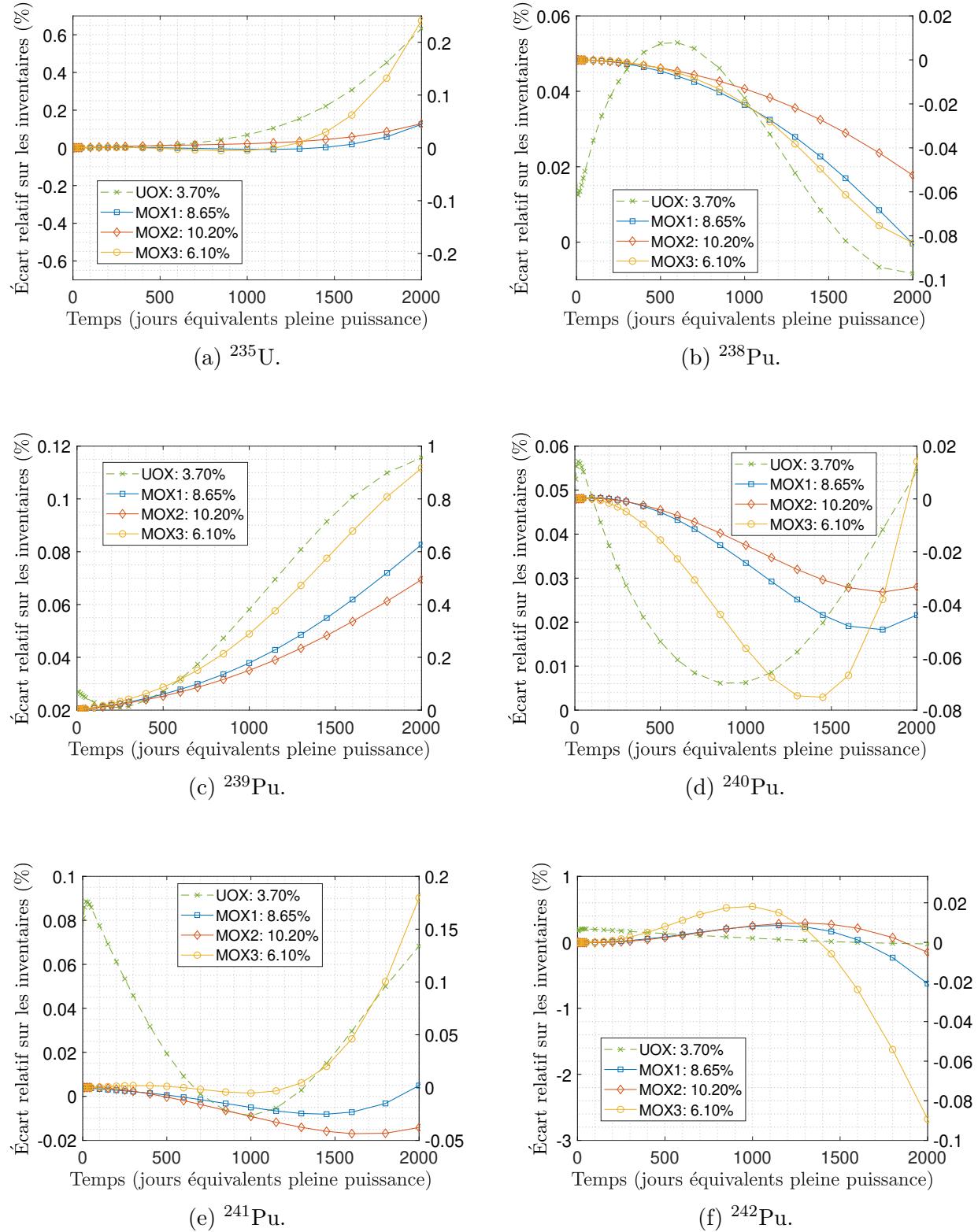


Figure 3.11 Évolution des contenus isotopiques d'intérêt en fonction de la méthode d'homogénéisation appliquée à des assemblages UOx (trait ligné) et MOx (traits pleins) constitués des combustibles UOX1, MOX1, MOX2 et MOX3. Les échelles de gauche et droite sont associées respectivement à l'UOx et le MOx.

Si pour la modélisation du flux neutronique dans la géométrie étudiée, le *tracking* précis effectué via le module NXT : induit des coûts de calcul raisonnables, cette même méthode de *tracking* est susceptible d'induire des coûts considérables lors du calcul d'autoprotection des résonances. Mentionnons que l'autoprotection des résonances est effectuée ici par le module USS : [3] reposant sur une méthode des sous-groupes. Des tables de probabilités physiques (option SUBG) sont utilisées avec les maillages énergétiques XMAS-172 et SHEMA-281, alors que des tables de probabilités mathématiques (option PT) sont utilisées avec les maillages SHEMA-295 et SHEMA-361. Conséquemment, l'utilisation du module SYBILT : [3] est envisagée dans l'idée de générer un *tracking* simplifié au moyen d'une approximation additionnelle de la modélisation de l'assemblage. Ainsi, la réduction de ce schéma s'appuie sur, d'une part, le *tracking* 1D effectué au moyen de la quadrature proposée dans [4] (c.-à-d. un nombre d'angles égal à 10 et une densité de lignes de  $480 \text{ cm}^{-1}$ ), et d'autre part, le fusionnement des cellules similaires par la prise en compte des courants d'interfaces. Ce fusionnement permet de diminuer significativement le nombre de région traitée et, par conséquent, les coûts associés à l'autoprotection des résonances au moyen du traitement des cellules caractérisées par un environnement semblable comme une même cellule.

Une brève caractérisation des inventaires fissiles et de l'évolution du facteur de multiplication infini permet de confirmer que l'écart sur ces valeurs se limitent à l'ordre de la dizaine de ppm et mg, respectivement. Cette constatation, équivalente à celle conclue par [2], vient valider la viabilité de ce schéma de *tracking* simplifié, justifiant ainsi l'utilisation de cette méthode d'autoprotection des résonances.

### 3.5 Étude de la bibliothèque des sections efficaces

La discréétisation énergétique des bibliothèques de sections efficaces utilisées dans la caractérisation des assemblages de combustibles UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> est également sujette à une étude d'optimisation en coûts. De par l'application du formalisme multigroupe, le maillage énergétique est explicitement lié à la fidélité de la retranscription de l'irradiation découlant de la résolution de l'équation de transport et donc, conséquemment, des coûts engendrés par celle-ci. Ainsi, un intérêt est porté à la validation de la modélisation induite de la bibliothèque proposée par [2], notamment pour l'assemblage MO<sub>2</sub> trizoné. En l'occurrence, la discréétisation en énergie XMAS-172 est considérée, pour la suite, comme maillage de référence. Dans un souci de concision, l'étude du maillage énergétique est limitée, ici, au traitement d'une seule source de données nucléaires, soit la bibliothèque ENDF/B-VII.R1. L'ensemble des maillages énergétiques disponibles dans DRAGON5 (c.-à-d. formatés DRAGLIB), soit XMAS-172, SHEMA-281, SHEMA-295 et SHEMA-361, sont comparés au moyen d'une caractérisation.

sation des déviations générées sur le contenu isotopique et l'évolution du facteur de multiplication infini de l'assemblage.

Les maillages dénommés SHEMA (Santamarina Hfaiedh Energy Mesh) ont été développés dans l'idée d'assurer la prise en compte des résonances caractéristiques du domaine thermique par la discréétisation en énergie et ainsi, contrairement au maillage XMAS-172, éviter les erreurs éventuellement générées par l'autoprotection de ces résonances. Il est à mentionner que les maillages à 295 et 361 groupes, développés par [30] et [31] respectivement, sont des adaptations de la discréétisation à 281 groupes introduite, quant à elle, par [32] et fréquemment considérée dans la littérature. Simplement, les adaptations à 295 et 361 groupes diffèrent du maillage SHEMA-281 par le nombre de groupes discréétisant le domaine énergétique allant de 22.5 eV à 11.14 keV et 4.0 eV à 11.14 keV. Les différences relevées de la segmentation des maillages étudiés dans cette section sont explicitées au tableau 3.13. En s'appuyant sur les résultats présentés dans la littérature, on s'attend à obtenir un meilleur traitement des résonances au moyen des discréétisations plus fines. L'objectif de cette sous-section est donc, dans un premier temps, d'étudier les spectres neutroniques obtenus de l'étude des assemblages MOx et UOx afin d'identifier l'apport des différents maillages et, dans un deuxième temps, de vérifier si les coûts engendrés par un nombre de groupes plus important sont raisonnables.

Tableau 3.13 Discréétisations énergétiques.

| Domaine considéré<br>(eV)     | Nombre de groupe |           |           |           |
|-------------------------------|------------------|-----------|-----------|-----------|
|                               | XMAS-172         | SHEMA-281 | SHEMA-295 | SHEMA-361 |
| 1.10E-04 < E < 4.00           | 80               | 85        | 85        | 85        |
| 4.00 $\leq$ E < 22.50         | 13               | 103       | 37        | 103       |
| 22.50 $\leq$ E < 11.14E+03    | 24               | 38        | 118       | 118       |
| 11.14E+03 $\leq$ E < 1.96E+07 | 56               | 56        | 56        | 56        |

Une attention particulière est portée à l'étude de la section efficace totale tirée de la bibliothèque ENDF/B-VII.R1 dans le but d'assurer une compréhension correcte du spectre neutronique résultant de la caractérisation des assemblages MOx et UOx. Les sections efficaces totales fournies par cette bibliothèque sont représentées à la figure 3.12. Les pics d'absorption des différents isotopes d'intérêt nous informent sur les dépressions attendues sur le spectre. Les figures 3.13 et 3.14 présentent les spectres neutroniques d'assemblages composés des combustibles UOX1 et MOX1 en début et fin de cycle, respectivement. Les spectres présentés découlent de l'intégration du flux sur le volume de l'assemblage et de l'homogénéisation sous un seul mélange.

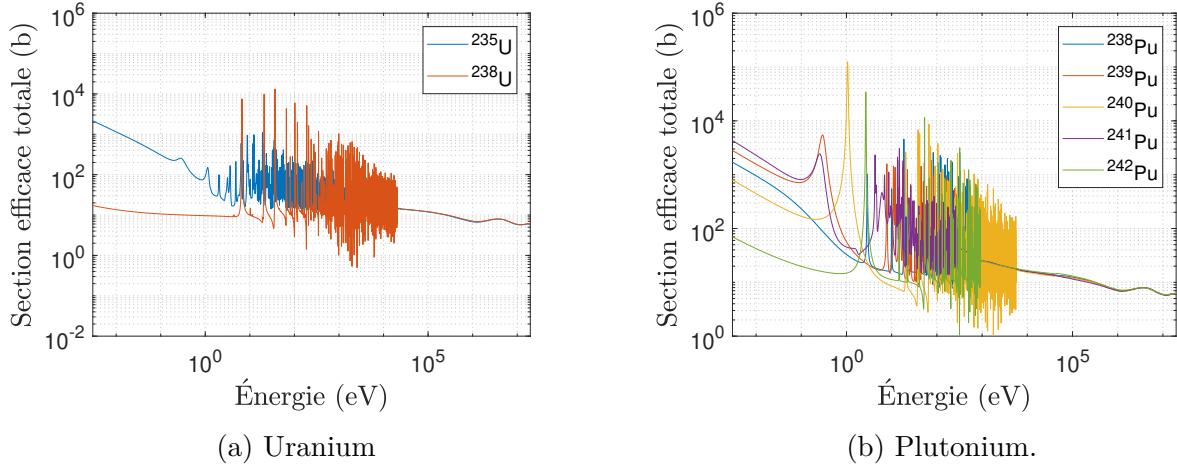


Figure 3.12 Section efficace totale des isotopes d'intérêt pour le vecteur uranium et plutonium.

La présence de plutonium 239 et de plutonium 241 dans le combustible conduit à une première dépression du spectre autour de 0.3 eV. En début de cycle, le spectre associé au MOX1, contrairement à celui du UOX1, est caractérisé par une chute importante de la fraction de flux à cette énergie. Toutefois, dû à la production des divers isotopes composant le vecteur plutonium au cours de son irradiation, il est possible d'observer, en fin de cycle, ce même creusement sur le spectre du combustible UOX1. Ce phénomène est d'autant plus marqué pour la dépression autour de 1 eV causée, cette fois, par l'augmentation des captures du plutonium 240. La résonance principale du plutonium 238 et du plutonium 242, caractérisées par des énergies respectives de 2.68 et 2.89 eV, mènent également à un creusement du spectre. Toutefois, cet apport d'absorption est moins important dû à la section efficace totale et au contenu massique plus faibles pour ces isotopes. Ces observations concordent avec les comportements introduits dans la littérature quant à l'évolution du contenu massique lors de l'irradiation du combustible UOX. Il est à rappeler que les discréétisations en énergie des différents maillages SHEM sont équivalentes dans le domaine d'énergie englobant les pics mentionnés. Or, ces maillages entraînent une retranscription identique pour des énergies inférieures à 4.0 eV.

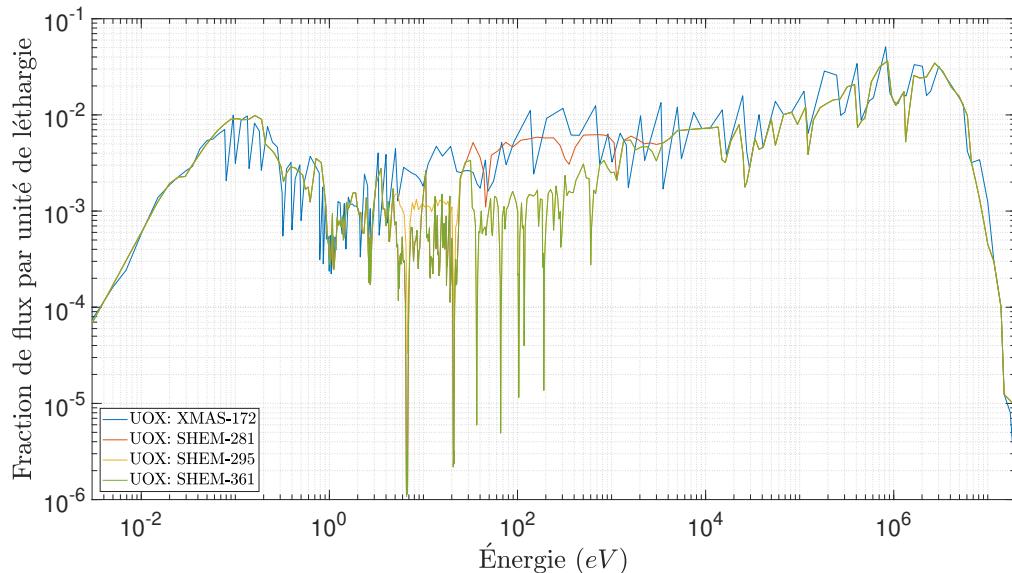
Il a été mentionné que le traitement à 295 groupes diffère des maillages à 281 et 361 groupes entre 4.0 eV et 22.5 eV. Ainsi, il est particulièrement intéressant de comparer la retranscription des dépressions caractéristiques de ce domaine énergétique en fonction du maillage. Ces creusements sont principalement induits des résonances de la section efficace totale de l'uranium 238. Les adaptations du maillage SHEM-281 suivent correctement les chutes de la fraction de flux aux énergies 6.68 et 20.89 eV. Toutefois, la discréétisation plus grossière

du SHEM-295 engendre une déviation considérable du spectre découlant du traitement des résonances engendrées par les autres isotopes résonants. Ici encore, le maillage XMAS-172 dépeint l'évolution générale de la fraction de flux en fonction de l'énergie nonobstant les creusements induits par les isotopes d'intérêt. La sévérité des dépressions associées à l'uranium 238 dépend explicitement de la concentration de cet isotope dans les combustibles étudiés. Conséquemment, les chutes de fraction de flux observées sur le spectre de l'UOx sont légèrement plus creuses. Ce comportement est reproduit correctement par l'ensemble des maillages proposés.

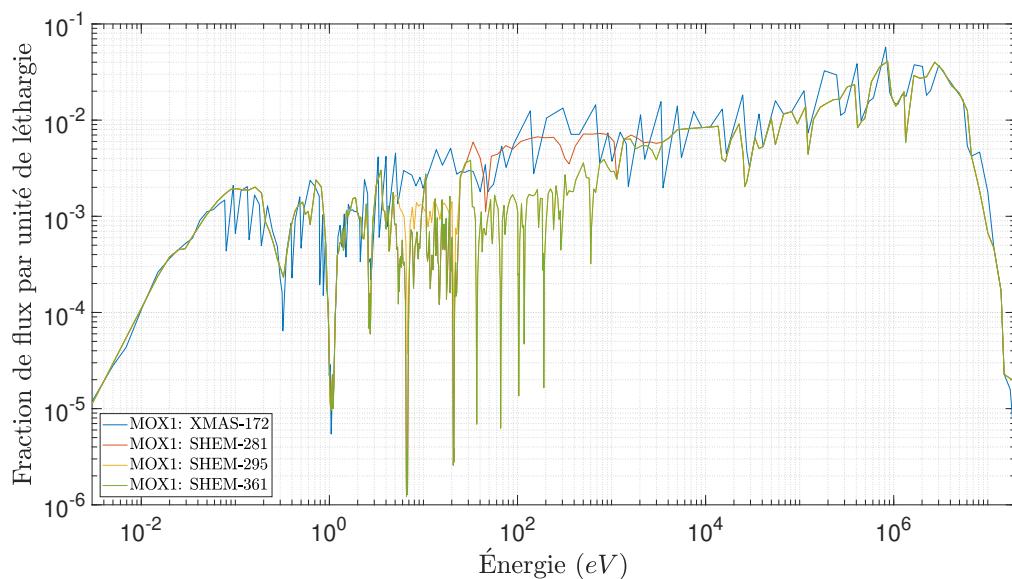
La discrétisation en énergie à 281 groupes ainsi que celle à 172 groupes ne permettent pas la retranscription des résonances de l'uranium 238 entre 22.5 eV et 11.14 keV. On en déduit qu'une discrétisation plus fine est nécessaire pour assurer une prise en compte des dépressions induites de l'uranium 238. Aussi, il est à noter que les maillages plus grossiers mènent à des fractions de flux environ cinq fois plus élevées sur ce domaine. Or, une retranscription adéquate de l'influence de l'uranium 238 est primordiale de par le fait que cet isotope est susceptible d'induire un durcissement du spectre. A contrario, il semble que les traitements à 295 et 361 groupes soient à même de suivre les dépressions du spectre pour ce domaine. Il est à noter que ces deux maillages sont constitués d'une discrétisation équivalente pour ces énergies.

Les déviations observées entre les spectres obtenus au moyen du maillage XMAS-172 et des différents maillages SHEM sont moins fortes pour des énergies supérieures à 11.14 keV. Cela est dû à la discrétisation plus grossière de ce domaine énergétique justifiée par l'absence de résonance des sections efficaces totales à ces énergies pour les isotopes considérés. Aussi, en comparant les spectres de l'UOX1 et MOX1 en DdC à leur pendant en FdC, on constate que ceux-ci diffèrent fortement dans le domaine thermique, alors qu'ils varient très peu dans le domaine rapide. Conséquemment, il n'apparaît pas nécessaire de raffiner davantage la discrétisation en énergie au-delà de 11.14 keV.

La figure 3.15 présente l'évolution des facteurs de multiplication infinis obtenus de calculs DRAGON5 ainsi que les déviations générées sur ces facteurs, lorsque confrontés aux résultats obtenus de SERPENT. Les valeurs présentées sont associées à la composition isotopique MOX1 pour un assemblage caractérisé par une teneur en plutonium moyenne de 8.65% en masse.

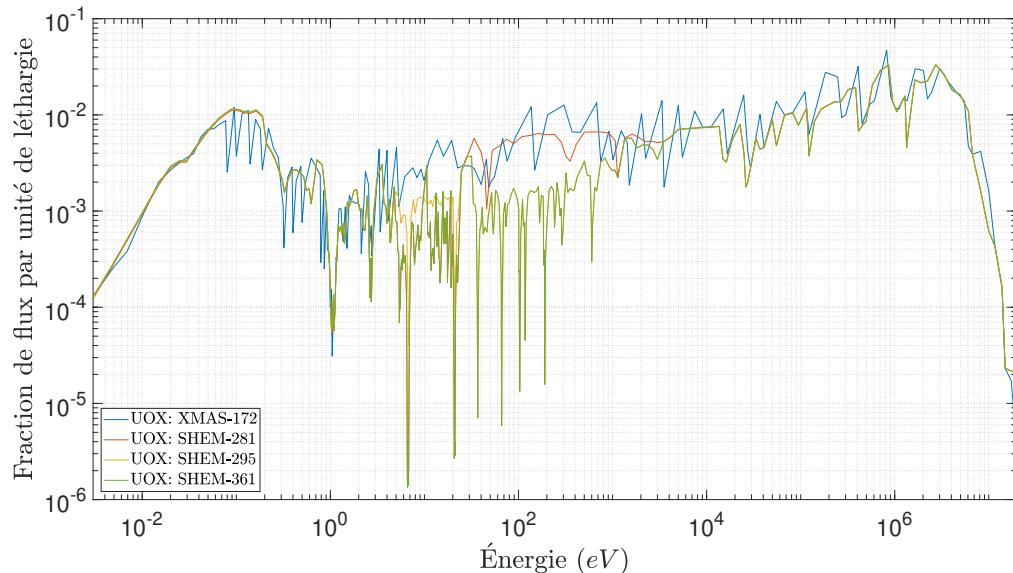


(a) UOX.

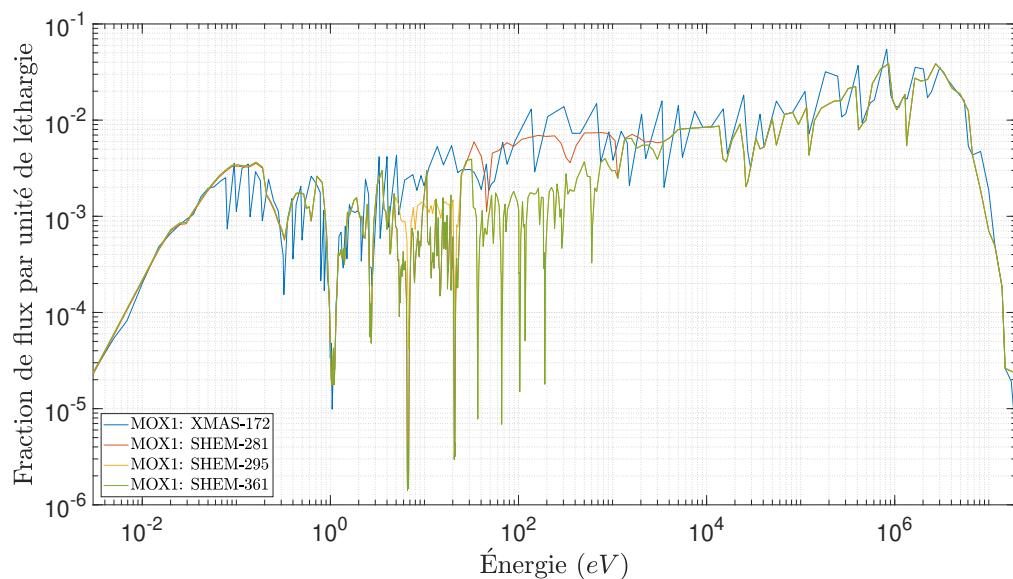


(b) MOX1.

Figure 3.13 Fraction de flux normalisée en fonction du nombre de groupe composant les maillages énergétiques étudiés. Les figures (a) et (b) présentent respectivement les spectres associés aux assemblages de combustible UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> en début de cycle.



(a) UOX.



(b) MOX1.

Figure 3.14 Fraction de flux normalisée en fonction du nombre de groupe composant les maillages énergétiques étudiés. Les figures (a) et (b) présentent respectivement les spectres associés aux assemblages de combustible UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> en fin de cycle.

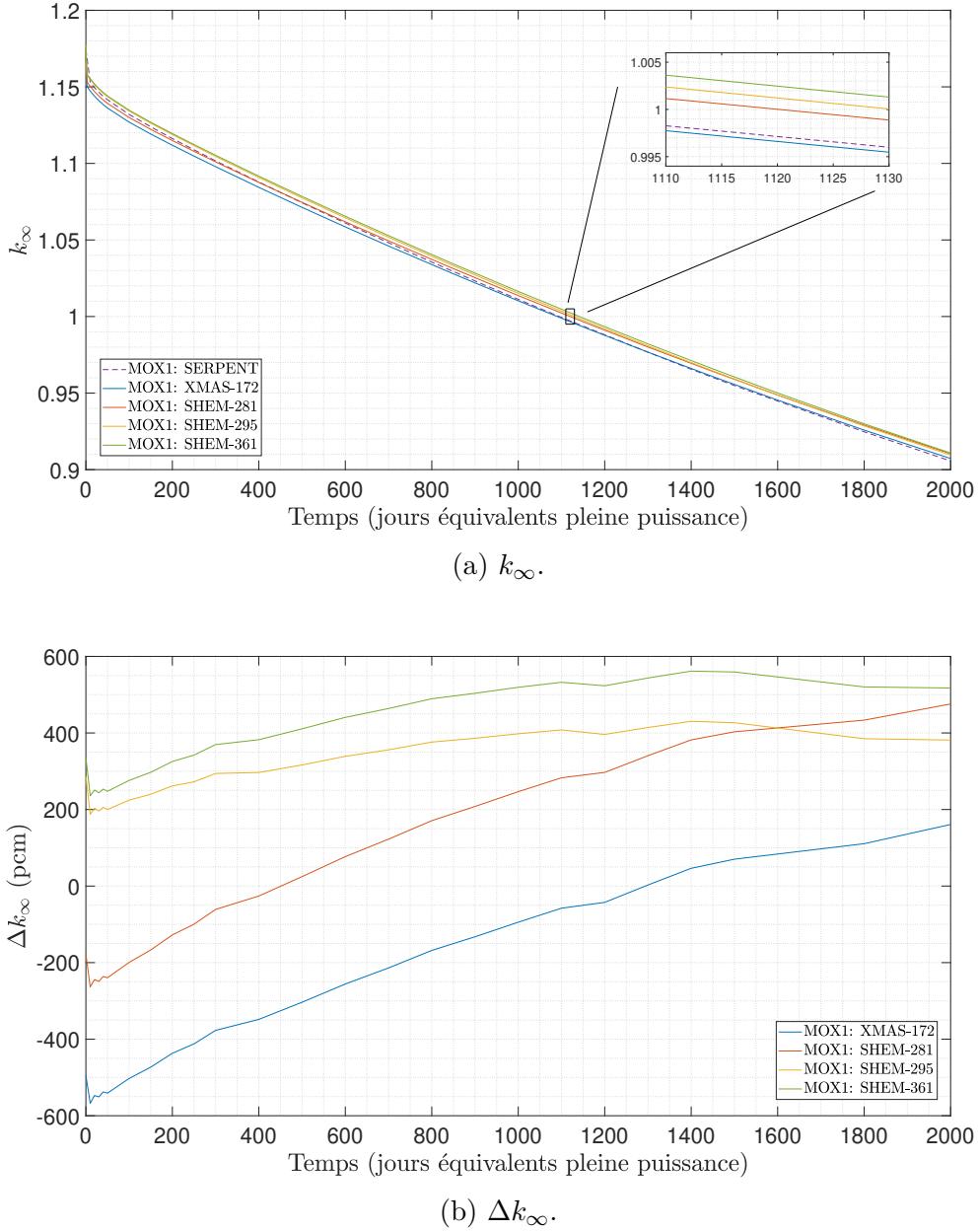


Figure 3.15 Comparaison du facteur de multiplication infini obtenu via les codes de simulation DRAGON5 et SERPENT en fonction du traitement de la bibliothèque de sections efficaces utilisée.

Les discrétisations énergétiques à 172 et 281 groupes entraînent des évolutions similaires. Conséquemment, l'écart entre les  $k_\infty$  calculés avec ces deux maillages augmente peu au cours de l'irradiation. Les déviations entre ces deux traitements et le calcul SERPENT, quant à elles, augmentent significativement au cours du cycle. En effet, pour le XMAS-172 et le

SHEM-281, le facteur de multiplication infini est initialement sous-estimé puis surestimé en fin de cycle. Cette compensation de l'erreur sur le  $k_{\infty}$  conduit nécessairement à des écarts plus faibles, voir nuls, en milieu de cycle. Toutefois, ce comportement démontre que les calculs DRAGON5 effectués avec ces maillages ne retrouvent pas correctement l'irradiation caractérisée via SERPENT. En s'appuyant sur les faits que la retranscription des résonances de l'uranium 238 par ces maillages n'est pas satisfaisante et que les facteurs de multiplication obtenus des calculs DRAGON5 ne sont pas en accord avec les valeurs relevées du calcul SERPENT, les discrétilisations en énergie XMAS-172 et SHEM-281 ne sont pas retenues. Or, l'écart initial sur le  $k_{\infty}$  est plus faible pour les maillages à 295 et 361 groupes. Aussi, ces déviations plafonnent en fin de cycle ce qui laisse croire que l'irradiation caractérisée au moyen de calculs DRAGON5 avec ces maillages mène à une évolution s'approchant davantage de celle obtenue du code SERPENT.

Il est à noter que la comparaison entre les résultats DRAGON5 et SERPENT se limite à l'assemblage de combustible MOX1. Toutefois, la figure 3.16 présente les déviations du facteur de multiplication infini entre les maillages SHEM et le maillage de référence, et démontre que l'allure générale de l'évolution de ces écarts varie peu pour les différents combustibles étudiés dans le cadre de cette étude. En effet, on constate que, pour tous les combustibles étudiés, l'écart entre le maillage XMAS-172 et SHEM-281 varie peu au cours du cycle. Les maillages caractérisés par une discrétilisation plus fine entraînent, quant à eux, des déviations qui varient fortement au cours de l'irradiation. Ces constatations sont en accord avec le comportement relevé de la comparaison entre les résultats DRAGON5 et SERPENT.

Finalement, on relève de la figure 3.15 que les écarts générés par le maillage à 361 groupes sont supérieurs à ceux résultants du maillage à 295 groupes, lorsque comparés à SERPENT. Aussi, le tableau 3.14 met de l'avant les coûts plus élevés engendrés par le maillage plus fin. Il est à noter, de ce même tableau, que l'augmentation des écarts relatifs sur les inventaires de certains isotopes d'intérêt en FdC (c.-à-d. l'uranium 235, le plutonium 239, 240 et 241) est beaucoup plus marquée entre XMAS-172, SHEM-281 et SHEM-295 qu'entre SHEM-295 et SHEM-361. Cette constatation est vraie aussi bien pour l'UOX, que pour le MOX1, MOX2 et MOX3. Ainsi, on juge qu'il est nécessaire d'adopter un nombre de groupe au-delà de 281, mais que le maillage 361 groupes engendre des coûts ne justifiant pas l'apport de précision qu'il induit sur la retranscription du spectre par la prise en compte rigoureuse des résonances entre 4.00 et 22.5 eV.

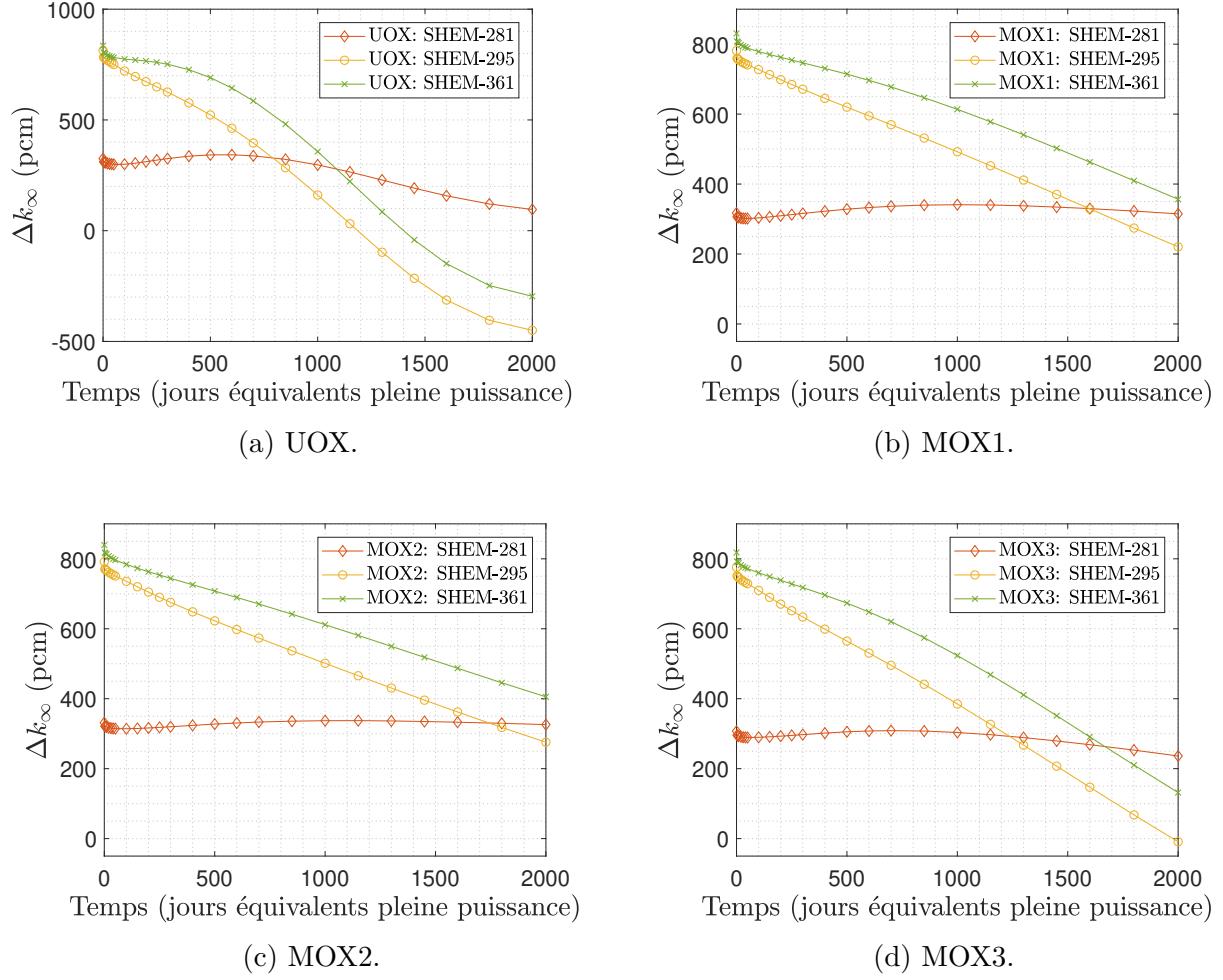


Figure 3.16 Écart sur le facteur de multiplication infini généré par la discréétisation en énergie du maillage utilisé, lorsque confrontée à XMAS-172.

Il est intéressant de noter que les écarts massiques générés par la variation du nombre de groupes d'énergie sont plus importants, notamment pour l'uranium 235, dans le cas du combustible UOX1. Il est à mentionner que les maillages présentés dans le cadre de ce projet de recherche ont été définis et construits sur des mesures et données expérimentales découlant d'une étude du combustible UOX [32]. Il est concevable que ces maillages retranscrivent plus fidèlement les différents phénomènes observés sur le spectre de l'UOX entraînant une sensibilité plus importante à la discréétisation en énergie pour ce combustible. Cette sensibilité se traduit par une augmentation significative des écarts sur le contenu isotopique au cours de l'irradiation. Pour le contenu massique en uranium 235 en début de cycle (c.-à-d. au dixième

jour équivalent à pleine puissance), on enregistre des écarts relatifs de 0.0021 %, 0.0007 % et 0.0008 % entre les inventaires calculés par DRAGON5 avec les maillages à 281, 295 et 361 groupes, et les inventaires découlant du maillage de référence. En fin de cycle, ces déviations atteignent quelques pour cent.

Tableau 3.14 Écarts (%) en fin de cycle sur les inventaires des isotopes d'intérêt générés par le choix de la bibliothèque utilisée.

| Cas  | Paramètre<br>Bibliothèque | Écart relatif en FdC (%) |                   |                   |                   |                   |                   | Temps<br>(s) |
|------|---------------------------|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------|
|      |                           | U <sup>235</sup>         | Pu <sup>238</sup> | Pu <sup>239</sup> | Pu <sup>240</sup> | Pu <sup>241</sup> | Pu <sup>242</sup> |              |
| UOX  | XMAS-172                  | 12.86                    | 2.71              | 5.62              | 3.75              | 5.01              | -0.47             | 20471        |
|      | SHEM-281                  | 8.56                     | -0.18             | 3.60              | 2.62              | 3.24              | -0.04             | 31615        |
|      | SHEM-295                  | 1.15                     | 0.70              | 0.53              | 0.17              | 0.50              | -0.11             | 38545        |
|      | SHEM-361                  | réf.                     | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | 48128        |
| MOX1 | XMAS-172                  | 2.49                     | 0.86              | 5.29              | 1.09              | 2.23              | -0.92             | 22724        |
|      | SHEM-281                  | 1.75                     | 0.32              | 3.36              | 0.81              | 1.58              | -0.19             | 34631        |
|      | SHEM-295                  | 0.28                     | -0.11             | 0.41              | 0.02              | 0.28              | -0.12             | 39024        |
|      | SHEM-361                  | réf.                     | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | 46827        |
| MOX2 | XMAS-172                  | 2.00                     | 0.98              | 4.64              | 0.67              | 1.79              | -0.71             | 17073        |
|      | SHEM-281                  | 1.43                     | 0.29              | 2.94              | 0.52              | 1.31              | -0.09             | 26808        |
|      | SHEM-295                  | 0.26                     | 0.13              | 0.33              | -0.01             | 0.23              | -0.09             | 30012        |
|      | SHEM-361                  | réf.                     | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | 35436        |
| MOX3 | XMAS-172                  | 4.54                     | 1.53              | 6.67              | 2.56              | 3.83              | -1.36             | 23287        |
|      | SHEM-281                  | 3.09                     | 0.78              | 4.24              | 1.81              | 2.57              | -0.40             | 35118        |
|      | SHEM-295                  | 0.44                     | -0.08             | 0.51              | 0.08              | 0.40              | -0.14             | 40789        |
|      | SHEM-361                  | réf.                     | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | 46978        |

### 3.6 Étude de la topologie de l'assemblage MOx

Les configurations considérées lors des études préliminaires de l'assemblage MOx trizoné présentées (cf. section 3.3) s'appuie sur les conclusions tirées d'une revue de la littérature préliminaire. En l'occurrence, le rapport envisagé entre les trois teneurs et le nombre de crayons associés à celles-ci sont proposés dans [33]. Il est également à mentionner que la couronne externe formée de crayon à faible teneur découle de cette source qui fut la référence principale quant à la gestion du combustible au niveau de l'assemblage pour une bonne partie de ce travail de recherche. Toutefois, cette dernière n'explicite pas la distribution des

crayons à haute et moyenne teneur dans l’assemblage. Ainsi, dans l’intérêt d’avancer rapidement, une première configuration fut construite sur les informations extraites de cette revue de littérature préliminaire et des distributions étudiées dans [2]. Lors du développement de cet agencement des crayons, une attention particulière fut portée à aplatiser le flux sur l’assemblage menant conséquemment à la distribution des crayons plus enrichis en plutonium près des cellules du trou d’eau. De par le fait que cette topologie induit une évolution en accord avec le comportement prévu par la littérature quant à l’irradiation des assemblages MOx caractéristiques d’un REP 900, cette disposition des différents crayons fut utilisée pour l’ensemble des études préliminaires et la construction de la méthodologie globale de cette maîtrise. Cependant, cette topologie de l’assemblage n’est pas conforme aux configurations d’assemblages considérés par d’autres auteurs [26, 34–36] et mis en œuvre industriellement dans les combustibles MOx. Rappelons que la motivation derrière ce projet de recherche est, au même titre que le travail de [2], d’effectuer la modélisation d’un réacteur à eau sous pression au moyen d’un couplage CLASS-DONJON5 pour un cœur hybride caractéristique du parc nucléaire français. Ces travaux, même s’ils restent académique, cherchent donc à reproduire des géométries d’assemblages en accord avec les gestions réalisées par l’exploitant EdF (Électricité de France) et de surcroît approuvées par l’ASN (Autorité de Sécurité nucléaire française).

### 3.6.1 Introduction à la problématique

Ainsi, un intérêt est porté à confronter la configuration construite initialement, dénommée Paradis, aux topologies introduites de la littérature afin, dans un premier temps, d’étudier l’influence de la distribution et de la composition des crayons de combustible sur la neutronique dans l’assemblage MOx et, dans un deuxième temps, de valider que les conclusions retenues de l’optimisation des paramètres de calcul effectuée au moyen de l’agencement Paradis peuvent être transposées aux nouvelles topologies considérées. L’objectif de cette sous-section est donc, via la comparaison des trois topologies d’assemblage introduites à la figure 3.17, d’assurer un choix informé de la topologie de l’assemblage MOx adoptée pour la suite de la modélisation du REP 900 hybride.

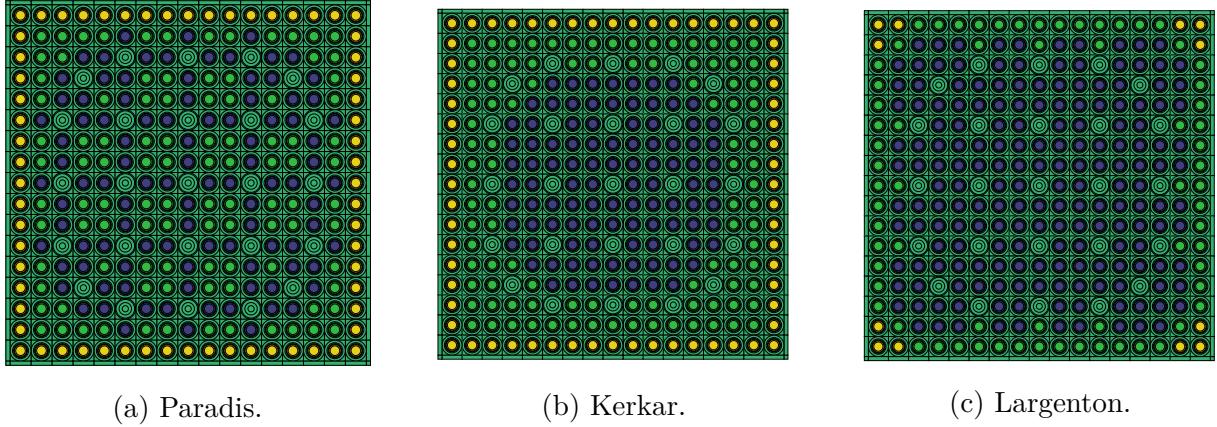


Figure 3.17 Schématisation des topologies d'assemblages étudiés. Les zones géométriques jaunes, vertes et mauves représentent respectivement les crayons à basse, moyenne et haute teneur en plutonium.

Les trois assemblages MOx envisagés, dénommés Paradis, Kerkar et Largenton, décrivent tous une teneur en plutonium moyenne de 8.65 % en masse. Puisqu'il s'agit de l'agencement utilisé dans les études préliminaires présentées aux sous-sections précédentes, la topologie Paradis est traitée ici comme topologie de référence. La topologie de référence ainsi que celle introduite par Kerkar dans [26] sont composées de 64 crayons à basse teneur, 100 crayons à moyenne teneur et 100 crayons à haute teneur. Les crayons jaunes, verts et mauves sont caractérisés par une teneur respective de 5.47%, 8.32% et 11.04% en masse. La topologie introduite par Largenton dans [35] propose, quant à elle, une distribution de 12 crayons à basse teneur, 68 crayons à moyenne teneur et 184 crayons à haute teneur. Or, ces crayons sont caractérisés par une teneur respective de 3.66%, 6.49% et 9.77% en masse. Il est à mentionner que le vecteur isotopique MOX1 est utilisé pour l'ensemble des calculs DRAGON5 visant à caractériser l'impact de l'agencement et de la composition des crayons sur les propriétés neutroniques des assemblages. Il va de soi que les schémas de calcul DRAGON5 employés pour cette comparaison diffèrent uniquement par l'agencement et la composition des crayons. Puisqu'il s'agit ici d'observer des comportements plutôt que de quantifier rigoureusement l'influence de la topologie sur les valeurs d'intérêt (c.-à-d. les sections efficaces de fission, la fraction de flux par unité de léthargie et l'évolution des inventaires massiques en plutonium et du facteur de multiplication infini), on juge qu'une seule isotopie suffit à étudier les écarts générés par la topologie d'assemblage.

Les trois topologies considérés décrivent une distribution radiale hétérogène de la teneur en plutonium marquée par une teneur plus faible en périphérie de l'assemblage. La justification sur laquelle s'appuie cette distribution est présentée à la section 3.3. Or, l'agencement

Largenton propose, en surcroît à la couronne externe moins enrichie, des crayons à teneurs d'autant plus faibles dans les coins de l'assemblage, région pour laquelle les effets d'hétérogénéité induits des assemblages UO<sub>x</sub> voisins sont plus importants. Également, il faut noter que le contenu en plutonium d'un crayon à haute teneur caractéristique de l'agencement Largenton est moins élevé que son pendant dans les autres agencements envisagés dû au nombre plus important de ces crayons dans cette topologie d'assemblage. Conséquemment, le schéma proposé par Largenton permet d'éviter de s'approcher des limites physiques quant à la composition des crayons de combustible MO<sub>x</sub>, soit une teneur maximale de 12 % en masse [37, 38]. Ainsi, une composition isotopique caractérisée par une concentration élevée en poison, au même titre qu'une concentration faible en fissile, conduit à une teneur en plutonium plus importante menant parfois à des valeurs près de la limite introduite de la littérature. Cette limite, qui est d'ailleurs estimée à 12% en masse nonobstant la composition isotopique du vecteur plutonium, repose essentiellement sur les dispositions visant à assurer un coefficient de vide négatif. Citons que, dans un contexte de calcul cœur, un coefficient de vide négatif permet d'éviter les gains de puissance advenant d'une perte significative de modérateur (p. ex. excès de vapeur). Il est à clarifier que cette limite agit ici comme juge de paix visant à trancher la topologie adoptée dans la suite. On admet qu'une prise en compte rigoureuse de cette contrainte de sûreté mène à une teneur en plutonium maximale dépendante de la proportion en isotope fissile du plutonium dans le combustible MO<sub>x</sub> étudié. Aussi, si l'habitude veut que l'on applique cette limite à la teneur moyennée sur l'assemblage, on la traite ici comme une disposition sur la teneur du crayon en s'appuyant sur l'approximation selon laquelle le centre de l'assemblage composé essentiellement de crayons à haute teneur décrit un flux caractéristique de cette teneur. L'évolution des inventaires massiques et du  $k_{\infty}$  sont représentées à la figure 3.18. Les déviations générées par l'agencement des crayons sur ces valeurs sont présentées, quant à elles, au tableau 3.15 et calculées selon les relations 3.1 et 3.2.

$$\text{Écart relatif en FdC} = \Delta m_X = \frac{m_{X,\text{Lar.}} - m_{X,\text{Par.}}}{m_{X,\text{Par.}}} \quad (3.1)$$

et

$$\Delta k_{\infty} = \frac{k_{\infty,\text{Lar.}} - k_{\infty,\text{Par.}}}{k_{\infty,\text{Par.}}} \quad , \quad (3.2)$$

où  $m$  est l'inventaire massique et  $X$  est l'isotope considéré.

Tableau 3.15 Écarts sur les inventaires massiques en fin de cycle (%) et le facteur de multiplication infini en début et fin de cycle (pcm) générés par le choix de la topologie de l’assemblage.

| Cas  | Paramètre<br>Topologie | Écart relatif en FdC (%) |                   |                   |                   |                   | $\Delta k_\infty$ (pcm) |      |
|------|------------------------|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|------|
|      |                        | Pu <sup>238</sup>        | Pu <sup>239</sup> | Pu <sup>240</sup> | Pu <sup>241</sup> | Pu <sup>242</sup> | DdC                     | FdC  |
| MOX1 | Paradis                | réf.                     | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.                    | réf. |
|      | Kerkar                 | -0.58                    | -1.82             | -1.07             | -1.57             | 0.29              | 434                     | 92   |
|      | Largenton              | -0.18                    | -3.09             | -1.26             | -1.06             | 0.28              | 444                     | 24   |

Rappelons, à titre de comparaison, que les écarts observés sur le plutonium 239 lors de l’étude des inventaires massiques des assemblages trizonés et monozonés en fin de cycle atteignent presque 7 %. Or, on constate que les déviations du contenu massique relevées de la comparaison des topologies de l’assemblage proposés sont moins importantes. Notamment, l’écart relatif est inférieur à 2 % sur l’ensemble du vecteur plutonium en fin de cycle entre l’agencement de référence et celui introduit par Kerkar. Cela laisse croire que la couronne de crayon à faible teneur est à même d’influer considérablement l’évolution du contenu massique de l’assemblage. A contrario, la distribution entre les crayons à moyenne et haute teneur a, quant à elle, une influence modeste. En effet, on relève des écarts plus faibles de la comparaison de la topologie Kerkar par rapport à Paradis que de la comparaison de ces deux trizonages par rapport à l’assemblage monozoné. Les écarts respectifs entre les inventaires en plutonium 239 découlant des topologies Paradis et Kerkar par rapport à l’assemblage monozoné sont 6.831 % et 4.891 %. Or, ceux-ci diffèrent uniquement par leur distribution des crayons au centre de l’assemblage.

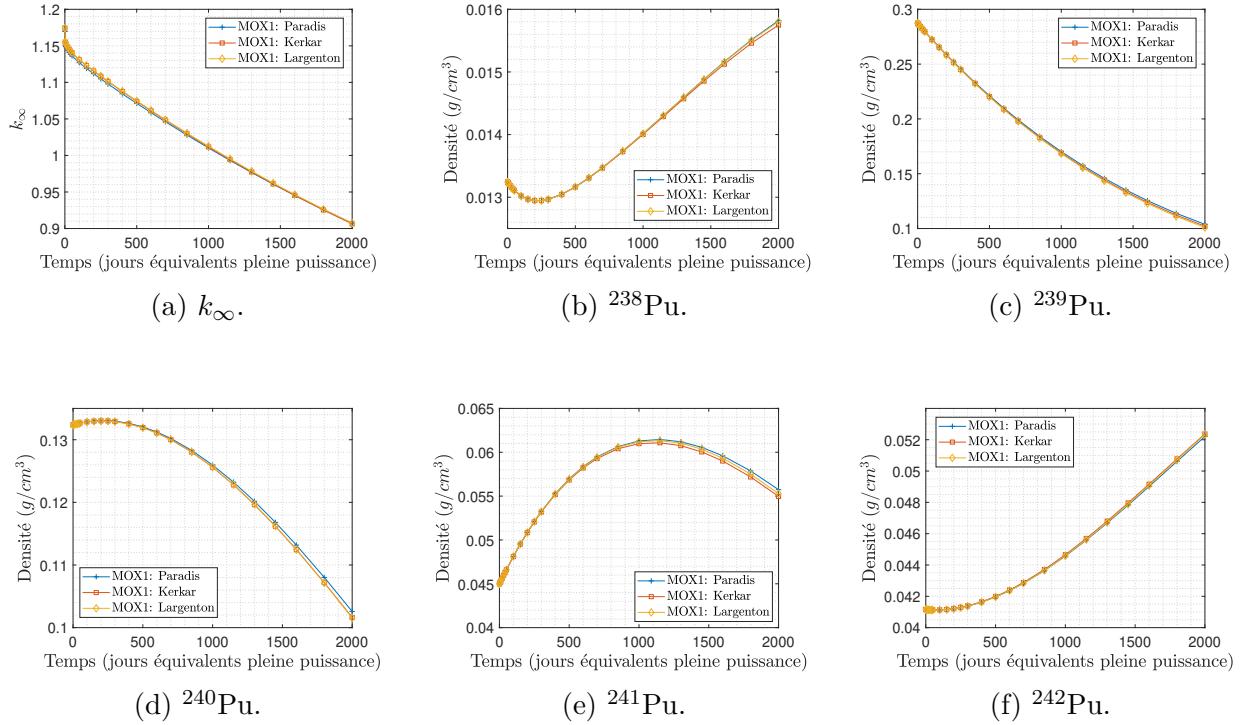


Figure 3.18 Évolution de l'écart sur le facteur de multiplication infini et le contenu massique en plutonium d'un assemblage MOx trizoné en fonction de la topologie de l'assemblage étudié.

### 3.6.2 Justification du choix de la topologie

Afin d'expliciter rigoureusement les écarts engendrés sur les inventaires d'intérêt par le choix de la topologie de l'assemblage, une attention particulière fut portée à l'influence de la disposition et de la composition des crayons sur les comportements neutroniques relevés des différents assemblages MOx considérés ici. Par souci de concision, nous nous proposons de récapituler les grandes lignes de cette étude. L'analyse neutronique détaillée est présentée à l'annexe B.

Dans un premier temps, les sections efficaces de fission dans les domaines thermique et rapide sont étudiées en fonction de la topologie choisie. De la comparaison des agencements Paradis et Largenton, qui diffèrent par la composition et la disposition des crayons, on confirme que la teneur des crayons de combustible influence sensiblement la section efficace de fission. Clarifions que les sections efficaces discutées dans cette sous-section correspondent à des sections efficaces autoprotégées. D'autre part, en s'appuyant sur la comparaison des agencements Paradis et Kerkar, quant à eux, identiques dans leur composition du combustible et distincts dans leur disposition des crayons, on déduit que le positionnement des crayons à moyenne et

haute teneurs est à même d'influer dans une moindre mesure le flux perçu dans la couronne externe.

Dans un deuxième temps, la proportion de flux thermique rapportée au flux rapide est étudiée en fonction de la topologie choisie. Rappelons que le trizonage de l'assemblage MOx est préconisé afin de limiter les effets d'hétérogénéités engendrés par le flux en provenance des assemblages UOx voisins. Or, on se doit d'évaluer le durcissement du spectre attendu dans la couronne externe des assemblages MOx (c.-à-d. les crayons à faible et moyenne teneur pour Largenton et les crayons à faible teneur pour Paradis et Kerkar). De cette étude, on conclut que la topologie introduite par Largenton entraîne une fraction de flux par unité de léthargie plus importante dans le domaine thermique, lorsque comparée aux autres topologies considérées ici. On admet dès lors que cet agencement des crayons de combustibles permet de diminuer adéquatement les effets de durcissement à éviter. Ce comportement peut être confirmé à l'échelle cœur au moyen d'une étude réalisée via le code de simulation DONJON5 considérant la contribution des assemblages UOx voisins (cf. section 4.2).

Dans un troisième temps, on estime que la déviation sur le facteur de multiplication infini légèrement plus grande entre Largenton et Paradis en début de cycle (cf. figure 3.18) s'explique par la présence plus importante de crayon à haute teneur au centre de l'assemblage Largenton. On admet donc que cette topologie engendre une réactivité initiale plus importante et donc mène à une usure plus forte en début de cycle.

On s'intéresse à situer ces constatations dans la structure de calcul DRAGON5-DONJON5 adoptée dans la suite. Rappelons que le schéma d'homogénéisation et de condensation retenu mène à des sections efficaces homogénéisées sur l'assemblage et condensées à deux groupes. L'évolution de ces sections efficaces de fission homogénéisées est présentée à la figure 3.19. Ces sections sont enregistrées dans une base de données puis appelées via DONJON5 lors de l'interpolation des propriétés neutroniques des différents assemblages composant le cœur. Il est donc nécessaire de quantifier l'écart sur ces sections générées par le choix de la topologie de l'assemblage. Ainsi, la plus grande déviation observée sur l'ensemble du cycle pour chaque isotope d'intérêt est présentée au tableau 3.16. On pourrait croire, dans un premier temps, que les différences enregistrées sur les sections efficaces homogénéisées sur l'assemblage soient plus faibles que les différences découlant uniquement des sections associées au combustible. En effet, les sections efficaces homogénéisées sont moyennées sur l'ensemble des mélanges composant l'assemblage (c.-à-d. le modérateur, la gaine et les tubes guides). Or, les sections efficaces de fission caractéristiques à ces mélanges varient très peu en fonction de la topologie étudiée. On admet donc que la section efficace de fission représentant l'assemblage devrait bien moins varier entre les topologies considérées. Néanmoins, certains écarts sur les sections

efficaces homogénéisées sont considérables, notamment ceux découlant du plutonium 239, 240 et 241 pour l'agencement Kerkar dans le domaine thermique. On calcule que l'écart relatif maximal entre les sections efficaces thermiques du plutonium 239 découlant de Kerkar et Paradis est d'environ 1.5 % pour les crayons à haute teneur (cf. annexe B). Or, l'écart relatif maximal sur cette section homogénéisée est de 2.5 %. Ce biais sur la section homogénéisée est supérieur à la plus forte déviation observée sur le combustible. De plus, cette déviation du plutonium 239, de par son rapport de spectre plus faible, lorsque comparé à Paradis (cf. annexe B), contribue peu à l'écart sur les sections efficaces homogénéisées. En s'appuyant sur ces écarts considérablement plus élevés que les déviations présentées dans le tableau 3.16, on déduit qu'il y a un biais généré lors de l'homogénéisation des sections d'intérêt, fort probablement engendré de la normalisation du flux moyen sur l'assemblage.

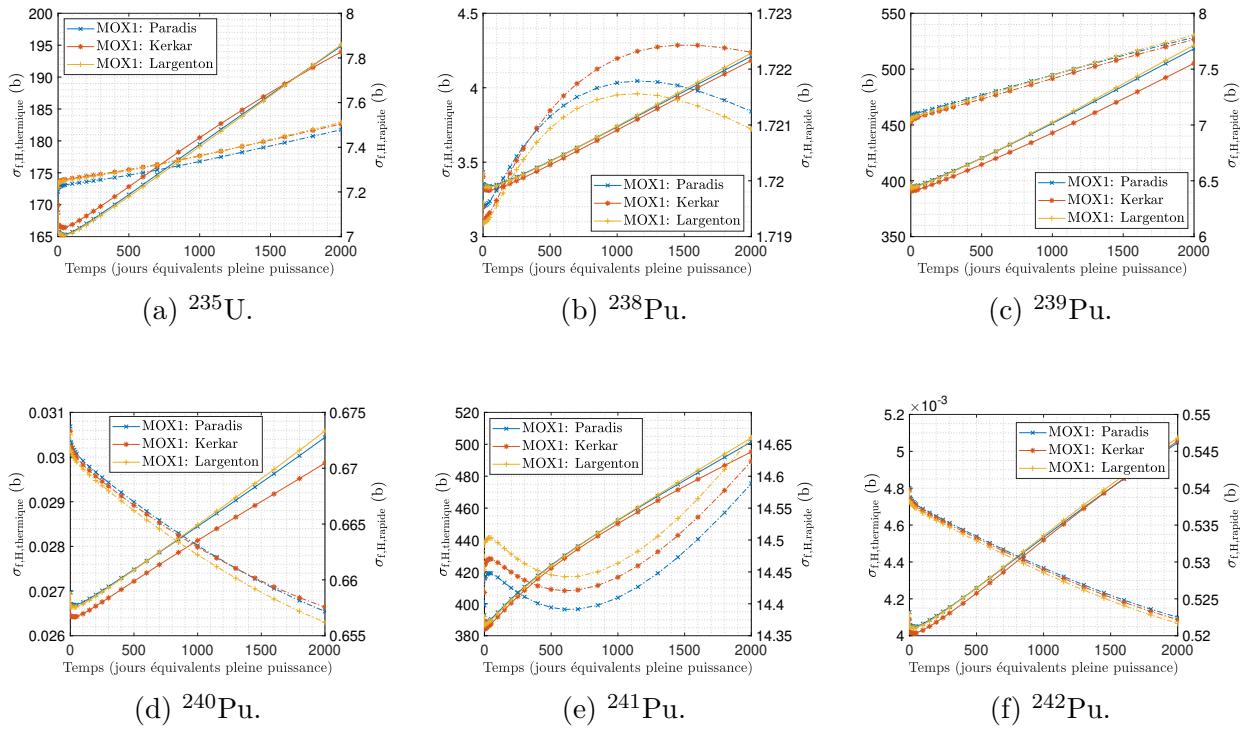


Figure 3.19 Sections efficaces de fission homogénéisées sur l'assemblage pour les différents isotopes d'intérêt dans le domaine thermique (trait plein et axe de gauche) puis rapide (trait pointillé et axe de droite) en fonction de la topologie des assemblages étudiée. Les sections efficaces de fission dans le domaine thermiques et rapides sont dénotées  $\sigma_{f,H,thermique}$  et  $\sigma_{f,H,rapide}$ , respectivement.

En somme, une étude des spectres et des sections efficaces découlant des trois topologies considérées relève l'influence significative de la variation de la disposition et la composition des crayons de combustible de l'assemblage MOx. On en déduit que la topologie de référence,

retenue jusqu'à présent, doit être changée pour une topologie introduite de la littérature. Or, on adopte l'assemblage Largenton dans la suite. D'une part, Largenton permet d'étudier une plage plus large de teneur en plutonium dans le respect des limites imposées par la littérature. D'autre part, il se caractérise par un durcissement du spectre moins important, notamment au centre des assemblages MOx. Il en résulte nécessairement un flux s'approchant davantage du flux en provenance des assemblages UOx voisins, par définition, moins dur. Rappelons maintenant que la réactivité relevée de l'irradiation d'un assemblage Largenton en milieu infini présente une déviation considérable en début de cycle, lorsque confronté à la topologie Paradis. Toutefois, cet écart diminue au cours du cycle. On en déduit que le biais sur la réactivité ne semble pas engendrer une propagation d'erreur nuisant à la retranscription de l'irradiation. Citons également que les écarts sur les inventaires et les sections efficaces des isotopes d'intérêt entre l'assemblage Paradis et Largenton sont inférieurs à 3 % sur le contenu massique et 1 % sur les sections efficaces après 2000 jours (équivalents pleine puissance). Ainsi, les mêmes paramètres de calculs seront adoptés pour les calculs assemblages effectués avec cette nouvelle topologie de l'assemblage MOx. Finalement, il est à noter que la topologie Largenton ne semble pas entraîner de biais additionnels lors de l'homogénéisation des sections efficaces sur l'assemblage et de la condensation à deux groupes d'énergies.

Tableau 3.16 Erreurs maximales (%) sur les sections efficaces thermiques et rapides homogénéisées sur l'assemblage en fonction de la topologie de l'assemblage étudié.

| Cas  | Domaine   | Topologie | Écart relatif maximal (%) |            |            |            |            |            |
|------|-----------|-----------|---------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|      |           |           | $U^{235}$                 | $Pu^{238}$ | $Pu^{239}$ | $Pu^{240}$ | $Pu^{241}$ | $Pu^{242}$ |
| MOX1 | Thermique | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | -0.796                    | -0.861     | -2.530     | -2.074     | -1.475     | -0.933     |
|      |           | Largenton | 0.204                     | 0.606      | 0.658      | 0.527      | 0.598      | 0.580      |
|      | Rapide    | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | 0.352                     | 0.069      | -0.540     | 0.075      | 0.240      | -0.061     |
|      |           | Largenton | 0.470                     | -0.020     | -0.335     | -0.153     | 0.527      | -0.163     |
| MOX2 | Thermique | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | 0.763                     | -0.835     | -2.384     | -1.974     | -0.987     | -0.908     |
|      |           | Largenton | -0.218                    | 0.485      | 0.592      | 0.458      | 0.458      | 0.505      |
|      | Rapide    | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | 0.361                     | -0.070     | -0.556     | -0.072     | 0.261      | -0.060     |
|      |           | Largenton | 0.441                     | -0.062     | -0.349     | -0.152     | 0.484      | -0.156     |
| MOX3 | Thermique | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | -1.823                    | -1.103     | -2.443     | -1.994     | -1.787     | -1.023     |
|      |           | Largenton | 0.564                     | 0.849      | 0.684      | 0.600      | 0.774      | 0.694      |
|      | Rapide    | Paradis   | réf.                      | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|      |           | Kerkar    | 0.356                     | 0.123      | -0.485     | 0.114      | 0.324      | -0.078     |
|      |           | Largenton | 0.552                     | -0.006     | 0.426      | -0.149     | 0.619      | -0.177     |

## Conclusion

Dans ce chapitre, les différents paramètres de calcul d'intérêt sont étudiés et les valeurs adoptées pour ces derniers sont discutées. L'énumération suivante récapitule les options de calculs soit conservées ou modifiées, lorsque comparées à l'architecture proposée à l'IGN situant ainsi ces dernières dans le contexte de cette étude.

1. L'étude du *tracking* confirme que l'utilisation du module NXT : proposée dans [2] est justifiée ici aussi. Également, en s'appuyant sur les résultats présentés, on opte pour une quadrature définie par un nombre d'angles égal à 9 et une densité de ligne égale à  $75.0 \text{ cm}^{-1}$ .
2. Les conditions limites isotropes se caractérisent par des coûts 70 fois plus faibles lorsque rapportés aux calculs d'assemblage infini effectués avec des conditions limites

spéculaires. Dès lors, on préconise les réflexions isotropes nonobstant l'écart initial sur le facteur de multiplication infini de 179 pcm.

3. De par le fait que les distributions de température et de masse volumique sont approximées par des valeurs caractéristiques constantes, une segmentation de la pastille combustible à seulement quatre couronnes est suffisante. La discréétisation retenue divise le volume du combustible en quatre régions correspondant à 50, 30, 15 et 5 % du volume de la pastille. Mentionnons que les régions associées aux modérateurs et à la gaine ne sont pas divisées puisqu'une discréétisation fine de ces régions se caractérise par un faible apport en précision, mais engendre des coûts nettement supérieur.
4. La modélisation du réflecteur est fortement simplifiée. D'abord, on considère un seul calcul réseau pour décrire l'ensemble du réflecteur radial et axial malgré la distance variable entre la jupe et la peau et nonobstant la composition isotopique des assemblages combustibles voisins. Ensuite, nous nous limitons à caractériser seulement les premiers éléments du réflecteur.
5. Les écarts générés par le trizonage de l'assemblage de combustible MOx et enregistrés après 1200 jours (équivalents pleine puissance) sur les inventaires en plutonium 241 et en uranium 235 sont de l'ordre de 1%, tandis que les déviations observées pour le plutonium 239 sont d'environ 3 %. L'écart généré par le zonage sur la densité des isotopes fortement consommés, soit le plutonium 238, 239, 240 et l'uranium 235, augmente de façon constante au cours de l'évolution. Ces écarts grandissant sont principalement causés par l'usure plus rapide de l'assemblage MOx découlant d'un flux radial quasi homogène caractéristique de la topologie de l'assemblage monozoné.
6. L'homogénéisation de l'assemblage de combustible entraîne des écarts modestes sur l'évolution du contenu massique. Notamment, les déviations enregistrées sur les inventaires en uranium 235 de l'assemblage UOx n'atteignent pas 1 % sur une irradiation de 2000 jours (équivalents pleine puissance). Or, le schéma d'homogénéisation retenu (c.-à-d. sur l'ensemble des crayons pour l'assemblage UOx et par teneur pour l'assemblage MOx) engendre des coûts huit à 23 fois moins élevés en fonction du combustible étudié.
7. En s'appuyant sur les enseignements tirées de l'étude du maillage énergétique, on juge qu'il est nécessaire d'adopter un nombre de groupe au-delà de 281 pour retranscrire correctement le spectre, mais que le maillage 361 groupes engendre des coûts trop importants pour justifier l'apport de précision induit de la prise en compte rigoureuse des résonances entre 4.00 et 22.5 eV. Dès lors, on adopte SHEM-295 pour la suite.
8. La topologie des assemblages combustibles MOx dénotée Largenton [35] est préconisée

dans la suite puisqu'elle se caractérise par un durcissement du spectre moins important, notamment au centre des assemblages MOx. Il en résulte nécessairement un flux s'approchant davantage du flux en provenance des assemblages UOx voisins limitant les effets d'hétérogénéités aux interfaces entre ces assemblages. Rappelons, à titre de comparaison, que les écarts observés sur le plutonium 239 entre les assemblages trizonés et monozonés atteignent 6.8 % après 2000 jours (équivalents pleine puissance). Or, l'écart relatif est inférieur à 2 % sur l'ensemble du vecteur plutonium en fin de cycle entre l'agencement de référence et celui introduit par Largenton. Mentionnons aussi que le choix de la topologie de l'assemblage entraîne des écarts relatifs plus faibles sur les inventaires que le choix de la bibliothèque.

Rappelons finalement que le calcul réseau est répété sous une multitude de conditions initiales afin d'élaborer une base de données visant à interpoler les grandeurs nécessaires au calcul cœur. Or, le calcul cœur est présenté dans le chapitre suivant.

## CHAPITRE 4 CALCUL COEUR

La résolution de l'équation du transport pour le cœur complet nécessite la mise en oeuvre d'un processus de réduction considérable de façon à permettre la modélisation du cœur en trois dimensions sur des échelles de temps raisonnables. Ainsi, on cherche à simplifier, dans un premier temps, la représentation du cœur simulé via une modélisation réduite de la géométrie étudiée et, dans un second temps, le traitement de l'équation de transport au moyen de l'application de l'hypothèse de diffusion. Pour le réacteur à eau sous pression traité ici, la cellule élémentaire au niveau du calcul cœur correspond à un élément cubique de collocation nodale cubique (c.-à-d. MCFD) d'assemblage composé d'un mélange homogénéisé spatialement et condensé en énergie. Les figures 4.1 et 4.2 présentent respectivement la schématisation de la géométrie étudiée (quart de cœur) ainsi que les différents éléments géométriques la composant, et la réduction de cette géométrie au moyen d'élément géométrique cubique. Radialement, on adopte l'assemblage comme maille géométrique élémentaire. Les 157 assemblages de combustible composant le cœur sont entourés par une couche d'élément cubique représentant les réflecteurs radiaux. Une méthode analogue est réalisée pour la segmentation axiale du cœur. La hauteur du cœur est constituée des 17 éléments géométriques de façon à diviser la hauteur par des pas équivalent à la segmentation radiale à laquelle est ajoutée une maille supérieure et inférieure, de composition identique aux réflecteurs radiaux, représentant le plenum et le réflecteur axial, respectivement. Les dimensions du cœur hétérogène considéré ici sont détaillées au tableau 4.1.

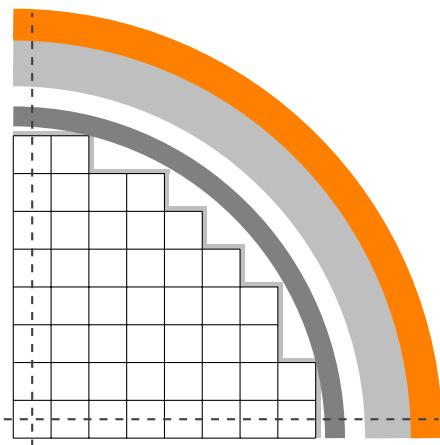


Figure 4.1 Coupe axiale d'un quart de cœur REP 900 tirée de [2].

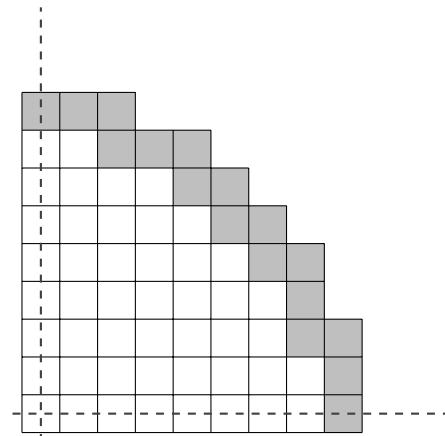


Figure 4.2 Modélisation simplifiée d'un quart de cœur REP 900 tirée de [2].

Du code de calcul DONJON5 [4], nous pouvons réaliser plusieurs calculs coeurs en fonction de la distribution de *burnups* dans le REP 900 hybride en condition de fonctionnement statique et en extraire les grandeurs physiques et neutroniques d'intérêt (c.-à-d. la puissance, la distribution de flux normalisé et les taux de réactions). L'ensemble des propriétés des mélanges composant le cœur caractérisé par ces calculs sont interpolées sur la base de données construite à partir des calculs réseau effectués au moyen du code de simulation DRAGON5. Mentionnons que, de par le fait que l'ensemble des calculs DRAGON5 constituant la base de données utilisée sont caractérisés par des valeurs caractéristiques des différentes propriétés physiques (cf. tableau 3.3), la variation des températures, puissances et masses volumiques sous irradiation est également négligée ici. Ainsi, la simulation du cœur complet, dite calcul cœur, se fait en connaissance des propriétés du combustible en fonction des paramètres globaux et locaux d'intérêt via des modules visant à effectuer successivement : la résolution de l'équation de diffusion en trois dimensions par l'application de la loi de Fick et du formalisme à deux groupes d'énergie ainsi que le traitement de sa solution, et la retranscription de l'évolution du combustible en contexte de fonctionnement nominal du cœur en condition de criticité avec rechargement périodique [3]. Il est à mentionner que, dans un souci de simplification de la modélisation du REP 900 hybride, le rechargement est réduit à une gestion périodique et uniforme. Le plan de rechargement est alors fixé ce qui implique que les assemblages d'une famille de combustible ont toujours les mêmes positions. Or ceci diffère de ce qui est fait dans l'industrie où la distribution des assemblages peut être ajustée à chaque rechargement de façon à contrôler d'autant plus le profil de puissance du cœur. Mentionnons tout de même qu'un grand nombre de plan de rechargement fut étudié afin d'assurer la qualité du plan adopté et l'universalité du schéma de calcul cœur élaboré dans la suite. D'autre part, le rechargement est simplifié, à nouveau, par l'application de l'hypothèse selon laquelle l'ensemble des assemblages d'un combustible chargé, soit UO<sub>x</sub> ou MO<sub>x</sub>, sont identiques.

Tableau 4.1 Données géométriques [2, 23].

| Paramètres                          | Dimension |
|-------------------------------------|-----------|
| Taille de l'assemblage (cm)         | 21.92     |
| Hauteur des assemblages (cm)        | 372.64    |
| Nombre d'assemblage UO <sub>x</sub> | 109       |
| Nombre d'assemblage MO <sub>x</sub> | 48        |
| Taille du réflecteur radial (cm)    | 21.92     |
| Taille du réflecteur axial (cm)     | 21.92     |
| Hauteur du cœur (cm)                | 416.48    |

L'objectif de ce chapitre, au même titre que le chapitre 3, est de formuler une synthèse des résultats obtenus d'études préliminaires monoparamétriques afin de déterminer l'influence des divers paramètres d'intérêt sur l'évolution du contenu massique composant les assemblages du cœur étudiés sous irradiation. De ces études, les options de calcul considérées sont optimisées de façon à limiter les coûts associés à la modélisation de cette évolution tout en assurant une transcription aussi fidèle que possible des comportements neutroniques attendus pour le cœur adopté. Ainsi, les paramètres d'intérêt du calcul cœur sont les suivants : le plan de rechargement du combustible, la discréétisation géométrique et temporelle, le *tracking* sur la géométrie, la taille de la multicompo appelée lors de l'interpolation des propriétés physiques et neutroniques ainsi que les méthodes d'interpolation adoptées pour le traitement de cette base de données, et finalement, le calcul du bore assurant la condition de criticité du réacteur tout au long de l'irradiation. L'évolution du contenu massique et de la réactivité du cœur REP 900 hybride résultant des calculs coeurs sont utilisées comme juge de la qualité des options de calculs considérées. S'ajoute à ces valeurs physiques, les caractéristiques numériques des calculs, notamment le temps de calcul, comme dimension d'intérêt quant à l'optimisation du calcul cœur. Il est à mentionner qu'on cherche d'autant plus à diminuer les coûts des calculs puisque, contrairement au calcul DRAGON5 indépendant du schéma de calcul final, les procédures DONJON5 développées ici sont directement appelées lors de l'exécution de CLASS. Rappelons que les coûts engendrés par l'étude de scénario CLASS-PMC sont de l'ordre de la minute. Or, le calcul DONJON5 utilisé dans l'étude de scénario CLASS-DONJON5 constitue clairement le facteur limitant quant aux temps de calcul.

Ce chapitre présente l'étude des paramètres du calcul cœur dans un premier temps, puis, une fois les options de calculs définies pour la structure typique du calcul DONJON5, les modèles visant à accélérer ces calculs sont introduits et leur impact sur la précision, lorsque comparé à un calcul de référence rigoureux, est traité dans un deuxième temps.

## 4.1 Étude du plan de rechargement

Notre intérêt s'est tout d'abord porté sur la recherche d'un plan de rechargement afin de se familiariser avec les problématiques de la gestion des combustibles et les paramètres à même de l'influer, de valider la qualité et la robustesse du plan proposé par les exploitants pour la structure de calcul adoptée et de développer des plans additionnels visant à valider l'applicabilité des hypothèses simplificatrices et les méthodes développées ici sur une variété de gestions distinctes de combustible. Le plan de rechargement définit la disposition des assemblages MOx et UOx dans le cœur ainsi que le repositionnement cyclique de ces derniers entre les étapes d'irradiation subséquentes. Une brève revue de la littérature montre que plusieurs

gestions différentes ont été envisagées par les exploitants depuis l'introduction des coeurs hétérogènes dans le parc nucléaire français. On relève de cette revue que le plan de rechargement constitue un défi technologique comportant plusieurs leviers susceptibles d'influencer sa viabilité : la proportion d'assemblage MOx dans le coeur, le nombre de cycles effectués par les assemblages MOx et UOx (identique ou différent), la topologie des assemblages MOx, la durée du cycle, la distribution des assemblages MOx et UOx dans le coeur. Rappelons également qu'on s'intéresse ici uniquement à des assemblages UOx et MOx distincts, mais que la littérature propose des configuration d'assemblages composés des deux combustibles pour certaines gestions, notamment dans une optique de multirecyclage du plutonium [7, 12, 38]. Or, pour limiter l'ampleur du travail que constitue l'étude du plan de rechargement, on se constraint à un coeur composé de 30.5 % de combustible MOx et à un rechargement par quart. Cela correspond à 40 assemblages neufs, soit 28 UOx et 12 MOx. Il est à mentionner que le nombre d'assemblages UOx décroît entre le troisième et le quatrième cycle passant de 28 à 25 afin de garantir le nombre total d'assemblages en coeur. La proportion d'assemblages MOx est définie conformément à la pratique industrielle actuelle et le rechargement par quart est justifié, quant à lui, pour une gestion similaire à celle des coeurs homogènes étudiées dans [2]. Cette gestion correspond à la gestion PARITÉ MOX (anologue de GARANCE) proposée par l'exploitant EdF [5].

Ainsi, un effort important est entrepris pour développer un plan de rechargement viable pour la gestion adoptée. En s'appuyant sur les principes de base de la gestion du combustible [7, 33, 39], plus d'une quarantaine de plans différents est étudiée. La littérature introduit les grandeurs suivantes comme principales contraintes physiques à même de juger de la qualité des plans développés : les facteurs radiaux de point chaud, la marge d'antiréactivité à l'arrêt et le coefficient de température du modérateur en début de cycle à puissance nulle. Les facteurs radiaux de point chaud, dénommés facteurs radiaux de puissance pour la suite, représentent la puissance maximale d'un crayon rapportée à la puissance moyennée sur l'ensemble du coeur. De par le fait que l'élément géométrique élémentaire du calcul coeur est l'assemblage, on transpose cette grandeur de la puissance sur l'assemblage. L'équation 4.1 présente la définition du facteur radial de puissance.

$$\text{Facteur radial de puissance} = FP = \frac{P_{\max}}{P_{\text{moy}}} . \quad (4.1)$$

La recherche nous informe sur la limite imposée sur les facteurs de puissance pour les gestions du palier REP 900 MWe [26]. Pour un fonctionnement nominal sans barre de commande insérée, cette valeur s'élève à 1.44. La marge d'antiréactivité représente une mesure de la sous-criticité du coeur induite par la chute des grappes de commande lors de l'arrêt automatique du

réacteur en connaissance de la perte de réactivité au cours de l'irradiation. Puisque cette étude se limite au fonctionnement nominal du cœur REP 900, il ne s'avère pas possible d'adopter cette grandeur comme critère d'évaluation. Il en va de même pour le coefficient de température modérateur qui décrit, quant à lui, la variation de la réactivité du cœur induite par une augmentation de la température du modérateur de  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Rappelons que la température est approximée constante sur l'ensemble de l'irradiation nonobstant la composition et la disposition du combustible irradié. En outre, on se doit d'introduire un critère additionnel, soit la différence de *burnups* de sortie, visant à assurer l'homogénéité des taux de combustions pour les différents combustibles composant le cœur traité.

Aussi, les principes suivants sont prise en compte : limiter les amas de combustible UO<sub>2</sub> relativement frais, sélectionner judicieusement les assemblages en périphérie de façon à réduire la fluence de la cuve, et enfin, préserver la symétrie huitième de cœur ou quart de cœur afin d'éviter les dissymétries de puissance menant éventuellement à un déséquilibre du taux de combustion entre les quadrants du cœur. Ces restrictions découlent du bon sens physique et s'appuient sur des constatations faites au cours de cette étude. Notons que davantage de restrictions sont imposées sur la gestion du combustible par les exploitants par souci de sûreté et par intérêt économique. Toutefois, ces dimensions ne sont pas prises en compte ici.

Ainsi, trois plans de recharge, sélectionnés parmi le grand nombre de plans considérés dans le cadre de cette maîtrise et dénommés COEUR1, COEUR2 et COEUR3, sont étudiés dans les paragraphes suivants : d'abord, un plan s'appuyant sur l'approche de recharge zonal, ensuite, un plan s'appuyant sur un recharge dispersé, et enfin, un plan directement introduit de la littérature. Mentionnons que les plans COEUR1 et COEUR2 ne sont pas retenus pour leur performance, lorsque comparés aux autres plans développés, mais bien parce qu'ils représentent des stratégies de recharge différentes de celle introduite de la littérature au moyen du plan COEUR3. En effet, les plans COEUR1, COEUR2 et COEUR3 sont construits selon une disposition FF (**Faible Fluence**), FFG (**Faible Fluence Généralisée**) et FR (**Fluence Réduite**), respectivement [26]. Ces trois plans sont présentés à la figure 4.3. Cette schématisation des plans de recharge envisagés présente une coupe transversale d'un quart de cœur où les éléments carrés représentent les cellules cubiques élémentaires du calcul cœur, soit un assemblage de combustible ou un élément de réflecteur radial.

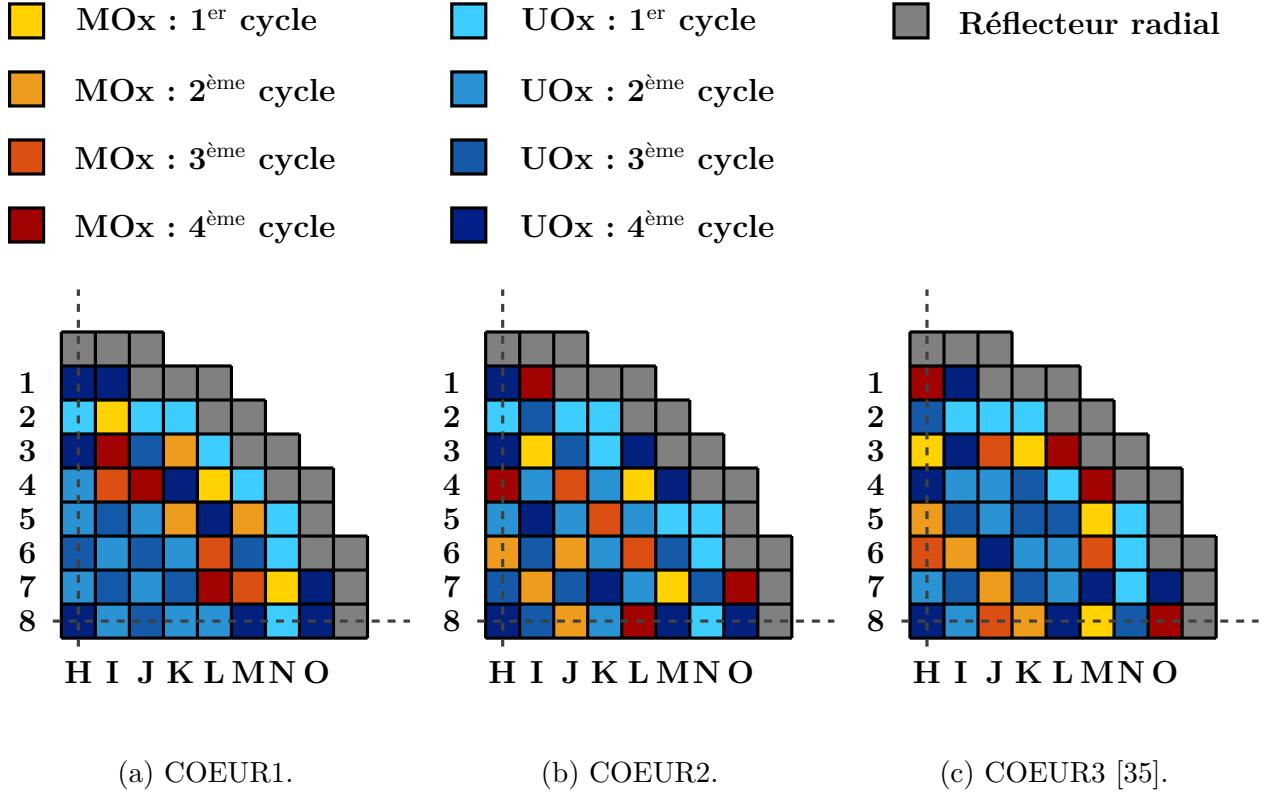


Figure 4.3 Schématisation des plans de rechargement envisagés (Coupe X-Y).

En utilisant la gestion introduite par [35], elle-même basée sur l'exploitation, comme référence (cf. figure 4.3 (c)), on réalise une caractérisation des plans développés, via l'étude des comportements neutroniques et physiques du coeur, pour un enrichissement de  $3.7\%_{ML}$  et une teneur de  $8.65\%_{ML}$  avec la composition isotopique MOX1 (cf. tableau 3.2) et une durée du cycle d'irradiation de 280 jours (équivalents pleine puissance). La figure 4.4 présente l'évolution du profil de puissance du coeur sur l'ensemble de l'irradiation, récapitulée au moyen du facteur radial de puissance, pour les trois plans de rechargement considérés. Le facteur de puissance découlant du plan COEUR1 décrit une augmentation importante au cours des premiers jours d'irradiation. Notons que, de par le fait que les assemblages neufs sont placés en périphérie du coeur pour ce plan, les assemblages UOx : 2<sup>ème</sup> cycle sont caractérisés par une irradiation initiale particulièrement faible menant nécessairement à une puissance très importante en début de cycle. Ainsi, les assemblages UOx : 2<sup>ème</sup> et UOx : 3<sup>ème</sup> cycle, introduits au centre du coeur, contribuent à augmenter significativement l'hétérogénéité radiale de la puissance engendrant, par conséquent, un facteur de puissance très important en début de cycle. La figure 4.5 (a) met en évidence la puissance plus élevée découlant des assemblages UOx au centre du coeur. Une dépression plus marquée du facteur de puissance est observée

au cours de l'irradiation résultant de ce plan, lorsque comparée aux deux autres plans considérés. Celle-ci est causée par la forte perte de réactivité dans les assemblages UO<sub>x</sub> au centre du cœur, elle-même engendrée par la disparition de l'uranium 235 résultant d'une usure plus rapide de ces assemblages.

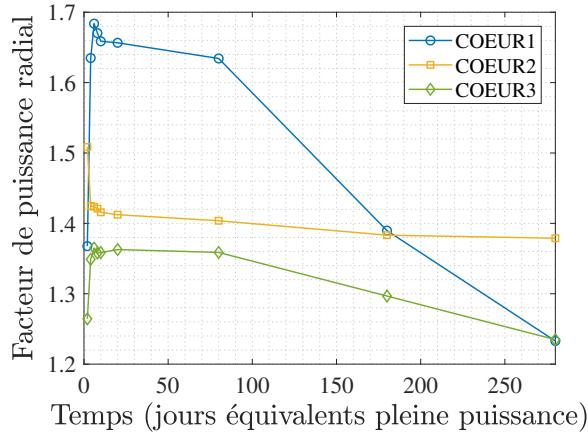


Figure 4.4 Évolution du facteur radial de puissance découlant des trois plans de recharge étudiés.

Un comportement similaire, néanmoins plus faible, est relevé de l'évolution du facteur de puissance résultant du plan de recharge COEUR3. L'augmentation marquée du facteur radial de puissance peut, à nouveau, être attribuée à la fraîcheur des assemblages de deuxième cycle au centre du cœur. Si pour le COEUR1, l'ensemble des assemblages placés au centre sont susceptibles d'induire une puissance élevée, l'introduction d'assemblages MO<sub>x</sub> plus usés et d'un assemblage UO<sub>x</sub> : 4<sup>ème</sup> cycle permet de diminuer considérablement la sévérité du gain de puissance relative observé. Notons également que le positionnement des assemblages MO<sub>x</sub> neufs mène à une usure plus importante que leur pendant UO<sub>x</sub> ce qui contribue à réduire d'autant plus les différences de puissance calculées entre le centre du cœur et les couronnes externes dans les premiers jours de fonctionnement.

Contrairement aux plans traités précédemment, le plan COEUR2 engendre une puissance plus importante dans les assemblages composant les couronnes externes, notamment, portée par les assemblages MO<sub>x</sub> neufs (cf. figure 4.5 (b)). La forme retranscrite par l'évolution du facteur radial de puissance dépeint une forte chute initiale du facteur de puissance suivie d'une faible dépression. Ces comportements s'expliquent, d'une part, par la perte importante de réactivité des assemblages neufs au cours du premier jour de fonctionnement caractéristique à l'établissement de l'équilibre xénon 135 et samarium 149, et d'autre part, par une augmentation graduelle de la puissance au centre du cœur au cours de l'irradiation. Il est

important de mentionner qu’afin d’éviter l’ajout d’une dimension additionnelle aux bases de données DRAGON5, on admet que les assemblages usés sont caractérisés par une concentration en xénon et samarium à l’équilibre lors du démarrage du réacteur. Cette approximation mène alors à une perte de réactivité initiale observée uniquement sur les assemblages neufs. Il est à noter que, malgré l’augmentation de la puissance au centre du coeur, les assemblages formant les couronnes externes restent plus puissants sur l’ensemble de l’irradiation et dictent la forme de l’évolution du facteur de puissance.

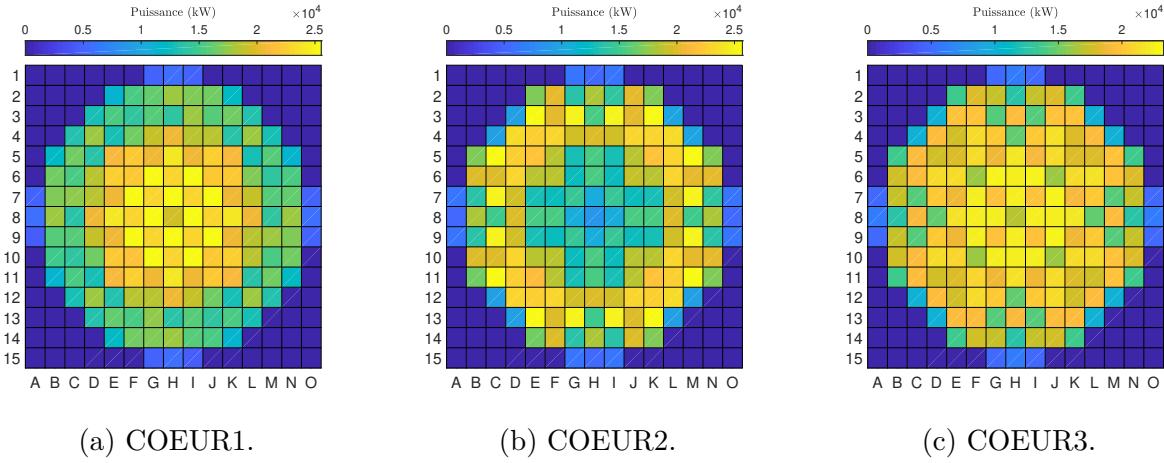


Figure 4.5 Nappes de puissance mesurée dans une tranche radiale du coeur pour les plans de rechargement COEUR1, COEUR2 et COEUR3. Les valeurs présentées sont calculées au sixième, au deuxième et au sixième jour, respectivement. Ces instants sont associés à la valeur maximale du facteur de puissance spécifique à chaque plan considéré.

Le tableau 4.2 présente les *burnups* de sortie calculés aux quatre recharges pour les trois plans de rechargement considérés. On constate rapidement que le COEUR3 engendre une différence entre les *burnups* de sortie plus faible pour la composition isotopique étudiée ici. Toutefois, il est possible d’obtenir, via les plans COEUR1 et COEUR2, des différences d’irradiation moyennes du même ordre de grandeur en modifiant légèrement l’inventaire fissile du combustible MOx (c.-à-d. la teneur plutonium en début d’irradiation). En effet, pour la même composition isotopique, des teneurs en plutonium de 7.71 et 7.57 %<sub>ML</sub> mènent à des différences de *burnup* de sortie de 0.376 et 0.419 GWj·t<sup>-1</sup> pour le COEUR1 et COEUR2, respectivement. On admet que le COEUR3 engendre une meilleure homogénéisation des taux de combustions pour les combustibles de référence. Cependant, cette constatation n’est pas nécessairement vraie pour l’ensemble des combustibles composant les gestions d’intérêt pour ce projet de recherche. Or, de par le fait qu’on s’intéresse à développer un schéma de calcul coeur permettant la caractérisation d’une large plage de combustible, il semble nécessaire d’étudier

la robustesse des plans envisagés (c.-à-d. la capacité du plan à engendrer un fonctionnement correct pour plusieurs compositions différentes).

Tableau 4.2 *Burnups* des assemblages MOx et UOx enregistrés à la fin des quatre cycles d'irradiation pour les plans de rechargement COEUR1, COEUR2 et COEUR3.

| Plan de chargement | Burnup (GWj·t <sup>-1</sup> ) | Cycle  |        |        |        |
|--------------------|-------------------------------|--------|--------|--------|--------|
|                    |                               | 1      | 2      | 3      | 4      |
| COEUR1             | $BU_{MOx}$                    | 10.300 | 21.344 | 32.462 | 42.763 |
|                    | $BU_{UOx}$                    | 8.793  | 22.020 | 33.118 | 39.477 |
|                    | $\Delta BU$                   | 1.507  | -0.676 | -0.656 | 3.286  |
| COEUR2             | $BU_{MOx}$                    | 15.448 | 23.739 | 40.806 | 43.164 |
|                    | $BU_{UOx}$                    | 12.631 | 23.919 | 32.934 | 39.551 |
|                    | $\Delta BU$                   | 2.817  | -0.180 | 7.872  | 3.613  |
| COEUR3             | $BU_{MOx}$                    | 11.543 | 24.304 | 36.221 | 41.021 |
|                    | $BU_{UOx}$                    | 10.008 | 22.475 | 32.731 | 40.732 |
|                    | $\Delta BU$                   | 1.535  | 1.829  | 3.490  | 0.289  |

Il est important de clarifier que les plans COEUR1 et COEUR2 ne sont pas considérés comme l'égal du plan COEUR3, mais qu'ils sont plutôt introduits, d'abord, dans une optique de validation du plan COEUR3 quant à sa capacité à produire une irradiation acceptable, et ensuite, dans le but de construire deux autres plans fonctionnels grâce auxquels seront testés les outils de réduction développés et la structure de calcul adoptée dans les sections suivantes.

On s'intéresse donc à obtenir les grandeurs d'intérêt, soit la différence de *burnup* de sortie et le facteur de puissance, pour une multitude de compositions de combustibles de façon à définir la viabilité de chaque plan de rechargement par leur capacité à induire un fonctionnement correct pour une large plage de combustible MOx. Ainsi, des calculs coeurs hétérogènes sont réalisés pour une variété de compositions isotopiques aléatoires contraintes dans un intervalle de combustibles jugés exploitables. La teneur en plutonium du combustible MOx est également générée aléatoirement entre 4.5 et 13.5 %<sub>ML</sub> dans le but d'envelopper complètement les gestions adoptées dans la littérature. Notons que l'enrichissement en uranium 235, quant à lui, est posé égal à 3.7 %<sub>ML</sub>. La structure de calcul coeur adoptée ici relie directement l'enrichissement en uranium 235 à la durée du cycle d'irradiation (cf. section 5.1). Or, fixer la valeur d'enrichissement nous permet d'étudier les grandeurs physiques et neutroniques résultant du calcul coeur dans un contexte de fonctionnement nominal pour une durée de cycle constante. D'autre part, si la composition isotopique de l'assemblage *moxé* est variée durant

l'exploitation, une revue des gestions actuelles démontre que les recharges UO<sub>2</sub>, quant à elles, varient très peu. De ces calculs sont extraits le facteur de puissance radial en fin de cycle et la différence de *burnups* à la sortie du combustible présentés à la figure 4.6. Notons que l'étude de l'évolution des facteurs de puissance résultant des différents plans de chargement considérés repose essentiellement sur la valeur en fin de cycle. Ce choix s'appuie sur les formes d'évolution relevées d'une étude préliminaire constituée d'une quarantaine de variations des plans de rechargement (c.-à-d. différant par la disposition des assemblages UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> et, dans une moindre mesure, par la réarrangement d'assemblages de familles symétriques entre les cycles). De cette étude, on constate que plusieurs plans se caractérisent par une augmentation du facteur de puissance au cours du cycle d'irradiation, soit graduelle ou marquée en fin de cycle. On peut dès lors envisager de préconiser un facteur de puissance minimal en fin de cycle afin d'éviter de telles évolutions.

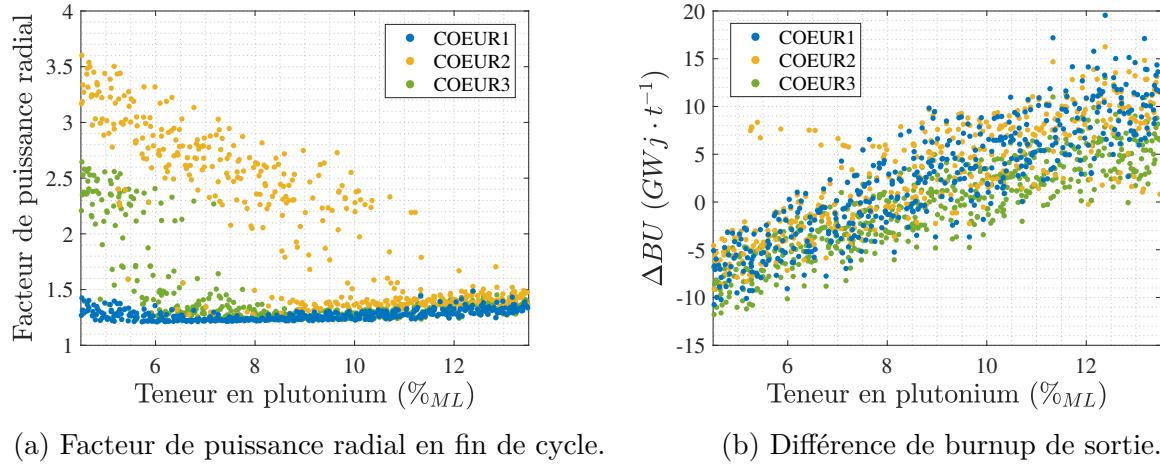


Figure 4.6 Facteur radial de puissance et différences de *burnup* enregistrés en fin de cycle en fonction de la teneur en plutonium du combustible MO<sub>2</sub> pour différentes compositions isotopiques.

De la figure 4.6 (a), on relève que le plan COEUR1 est très peu influencé par la composition du MO<sub>2</sub>. Ceci témoigne des problèmes engendrés par un amas d'assemblage UO<sub>2</sub> au centre du coeur : cette région du coeur induit une puissance significativement plus importante que les assemblages en périphérie nonobstant la composition des combustibles MO<sub>2</sub>. Clarifions toutefois que ce comportement n'est pas nécessairement vrai pour le facteur de puissance en début de cycle. Une composition isotopique du combustible MO<sub>2</sub> forte en isotope fissile du plutonium est à même d'induire une puissance davantage similaire aux assemblages UO<sub>2</sub> en début d'irradiation. Le plan COEUR3 engendre généralement des facteurs de puissance plus

faible que COEUR2. Notons également qu'il mène à des facteurs corrects et similaires sur un plus large intervalle de teneur en plutonium. En ce qui concerne les différences calculées sur les *burnup* de sortie, les trois plans considérés semblent présenter une sensibilité similaire à la variation de la composition du combustible MOx. Notons que, pour des faibles teneurs en plutonium, les plans considérés mènent à des différences de *burnup* semblables. Toutefois, le nuage de point découlant de la caractérisation du plan COEUR3 décrit une dispersion des résultats moins importante pour des teneurs élevées, lorsque comparé aux plans COEUR1 et COEUR2 (cf. figure 4.6 (b)).

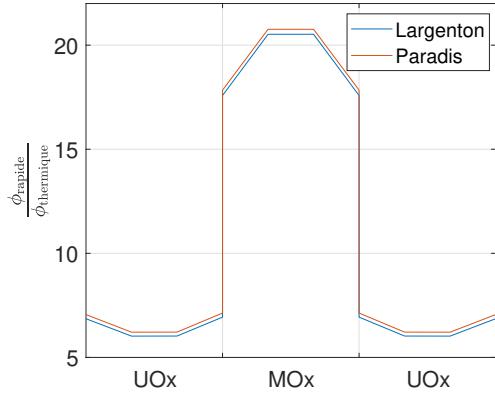
Au final, il est possible d'affirmer quantitativement que le plan COEUR3 est meilleur. Toutefois, citons qu'il n'est pas satisfaisant en regard des performances industrielles actuelles. Cette constatation justifie l'habitude d'adapter les plans de chargement à chaque recharge de façon à optimiser les performances de la compagne considérée. De par le fait qu'on fixe les recharges dans le cadre de ce projet, nous nous permettons d'être moins sévère sur la performance du coeur retenu. Dès lors, on préconise le plan COEUR3 pour la suite. Rappelons toutefois que l'objectif de cette sous-section était également de développer des plans de rechargement viables permettant de vérifier l'applicabilité des modèles et approximations à venir sur plusieurs gestions distinctes. Or, on admet que les plans introduits plus haut, bien qu'ils soient moins bons que le COEUR3, décrivent un comportement neutronique adéquat, même si extrême, sous irradiation. Ces plans sont donc retenus à titre d'outils de comparaison pour la suite. Mentionnons que les plans de rechargement varient considérablement dans l'industrie ce qui justifie cette étude additionnelle quant à l'applicabilité du schéma de calcul adopté sur plusieurs gestions.

## 4.2 Impact de la topologie de l'assemblage MOx

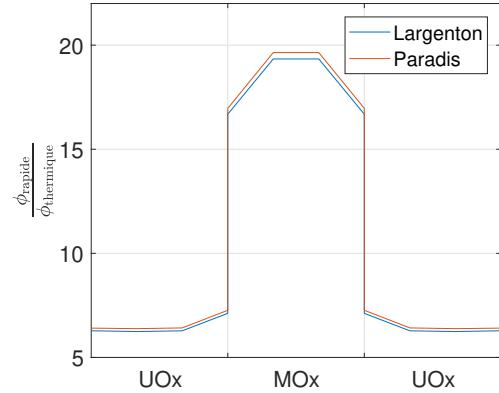
L'objectif de cette sous-section est de faire suite aux observations et conclusions présentées à la sous-section 3.6 quant à l'influence de la topologie des crayons de combustible MOx. Ainsi, nous désirons confirmer, via l'étude du profil radial du flux résultant du calcul coeur, l'influence favorable de la topologie retenue sur la réduction du durcissement du spectre en périphérie des assemblages MOx. Rappelons que ce durcissement découle de la forte section efficace de fission thermique caractéristique des isotopes du plutonium. Il en résulte une augmentation marquée de l'absorption du flux thermique au passage des assemblages UOx à MOx et, par conséquent, une forte hétérogénéité de la distribution spatiale de puissance entre ces derniers. Or, on constate que le rapport de spectre (c.-à-d. la proportion de flux rapide rapportée au flux thermique) en périphérie des assemblages MOx est plus faible pour le coeur construit sur la topologie Largenton, lorsque comparée au profil énergétique du flux

découlant de la topologie Paradis. La figure 4.7 retranscrit la variation de la proportion de flux rapide rapportée au flux thermique au passage d’assemblages MOx à UOx en fonction de la topologie considérée. Les profils de rapport de spectre représentent différents assemblages MOx composant le cœur étudié, soit à la fin du premier, deuxième, troisième et quatrième cycle d’irradiation (cf. figures 4.7 (a), (b), (c) et (d), respectivement). Les assemblages considérés ici sont H3, H5, M6 et H1 (cf. figure 4.3(c)). Mentionnons que la discrétisation radiale adoptée pour cette étude monoparamétrique est affinée afin d’illustrer correctement le profil du rapport de spectre au passage de l’assemblage MOx à UOx. De par le fait que le calcul cœur s’appuie sur des sections efficaces homogénéisées, le centre de l’assemblage MOx ne représente pas les crayons de combustible à teneur élevée associée à cette région, mais bien un mélange fusionnant l’ensemble des crayons et récapitulant le comportement neutronique global de l’assemblage entier. Or, de cette figure, on confirme que la topologie adoptée diminue la proportion de flux rapide en périphérie et, par conséquent, le durcissement du spectre pour l’ensemble des assemblages MOx. Il est à noter que le rapport de spectre est davantage réduit au centre de l’assemblage MOx. Rappelons, via la figure 3.19, que les sections efficaces de fission homogénéisées sur l’assemblage et condensées à deux groupes sont similaires pour les deux topologies considérées. Cette observation est vraie aussi bien pour l’uranium 235 que pour les isotopes du plutonium dans le domaine thermique. Uniquement les sections efficaces de fission dans le domaine rapide montrent une déviation en fonction de la topologie. Toutefois, en s’appuyant sur l’ordre de grandeur considérablement plus faible de ces sections efficaces, lorsque comparées aux sections efficaces thermiques, on estime leur influence peu significative. Une conclusion équivalente peut être relevée de l’étude des sections efficaces de capture thermiques et rapides des isotopes d’intérêt : les sections efficaces thermiques sont similaires pour les deux plans alors que les rapides sont légèrement plus importantes (c.-à-d. de l’ordre de 1% plus élevé) pour Largenton. Cette déviation limitée au domaine rapide peut être expliquée par la composition des crayons au centre des assemblages. Rappelons que les topologies Paradis et Largenton diffèrent principalement par la teneur en plutonium considérablement différente des crayons de combustible composant le centre des assemblages. Or, une teneur en plutonium moins élevée et, de surcroît, une concentration en uranium 238 plus forte contribuent doublement à augmenter la capture neutronique dans le domaine rapide (c.-à-d. contribution des résonances de la section de capture de l’uranium 238 sur l’absorption des neutrons) dans cette région de l’assemblage. Ainsi, si la réduction de la proportion du flux rapide rapportée au flux thermique était prévue par les constats découlant de l’étude de l’échelle assemblage, l’ampleur de cette réduction à l’échelle cœur est, quant à elle, surprenante étant donné la faible déviation des sections efficaces homogénéisées générée par la topologie de l’assemblage. Remarquons également que la proportion de flux rapide calculée

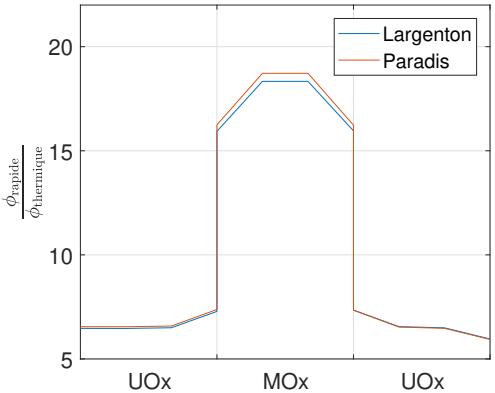
dans les assemblages UO<sub>x</sub> voisins est plus faible dans le cas du plan Largenton indiquant que le flux rapide en provenance des assemblages MO<sub>x</sub> est également plus faible. Cette observation peut être attribuée aux crayons de combustible en périphérie de l'assemblage MO<sub>x</sub> caractérisés par une teneur plus faible pour la topologie Largenton.



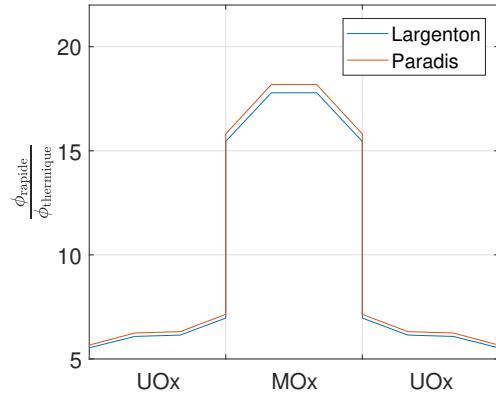
(a) G3 - H3 - I3.



(b) G5 - H5 - I5.



(c) L6 - M6 - N6.



(d) G1 - H1 - I1.

Figure 4.7 Rapport de spectre observé sur la tranche radiale médiane d'assemblages MO<sub>x</sub> en fin de cycle en fonction de la topologie de l'assemblage MO<sub>x</sub>.

Intéressons-nous maintenant à établir l'influence du spectre favorable induit par la topologie adoptée sur le comportement global du cœur via l'étude des *burnups* de sortie et de l'évolution du facteur radial de puissance. La figure 4.8 présente l'écart calculé entre les *burnups* en fin de cycle des assemblages composant le cœur découlant de la topologie Largenton et Paradis. Il est à mentionner que la différence entre les *burnups* de fin de cycle obtenus via les deux topologies est calculée pour les compositions isotopiques MOX1, MOX2 et MOX3. Toutefois,

de par le fait que les différences obtenues sont très similaires et par souci de concision, seulement les résultats découlant de l'isotopie MOX1 sont présentés pour cette grandeur. L'écart sur l'irradiation de sortie est pris ici comme l'égal à la différence entre la topologie Largenton et Paradis.

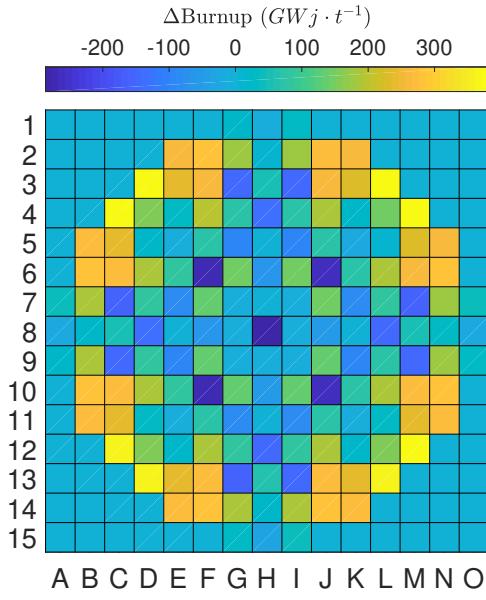


Figure 4.8 Déviation des *burnups* enregistrés en fin de cycle engendrée par la topologie des assemblages.

Pour la topologie Largenton, on relève des *burnups* plus importants dans les assemblages en périphérie du cœur, en particulier dans les assemblages MOx : 4<sup>ème</sup> cycle (c.-à-d. D3 et ses pendants symétriques). Ce constat est attendu étant donné la relation explicite entre le flux thermique, la puissance générée par l'assemblage et, enfin, l'usure de ce dernier sous irradiation. En effet, puisqu'il y a une proportion importante d'assemblages MOx dans les couronnes externes, la réduction de l'apport en flux rapide (au profit du flux thermique) produit par ces derniers a pour conséquence d'augmenter la puissance et de surcroît le *burnup* dans les assemblages associés à cette région du cœur. Notons que la proportion de flux rapide rapportée au flux thermique est également plus faible dans les assemblages UOx voisins ce qui contribue à augmenter la puissance dans les couronnes externes et engendre nécessairement des assemblages UOx : 1<sup>er</sup> cycle (p. ex. K2) plus usés en fin de cycle. Finalement, comme la puissance des assemblages en périphérie du cœur est plus forte pour la topologie Largenton, on obtient un facteur radial du puissance plus faible pour cette topologie. Il est à rappeler que les assemblages au centre du cœur décrivent une puissance plus importante et dicte la valeur du facteur de forme. Or, en augmentant la proportion de flux thermique et la puissance

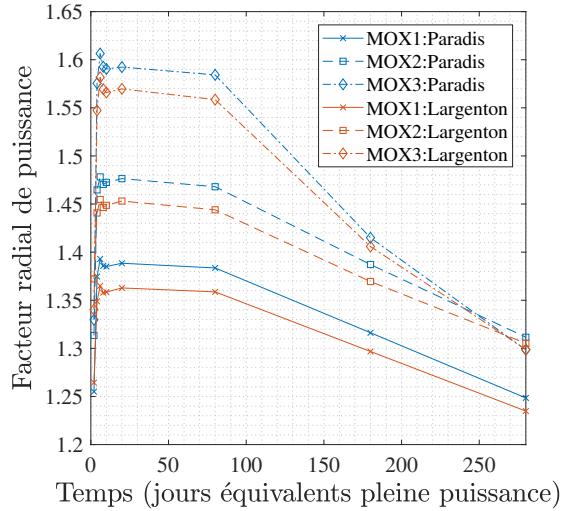


Figure 4.9 Évolution du facteur radial de puissance en fonction de la topologie des assemblages considérée.

des assemblages MOx, qui sont d'ailleurs principalement placés dans les couronnes externes, l'hétérogénéité du profil de puissance radial s'en voit diminuée (cf. figure 4.9).

### 4.3 Étude de la discréétisation géométrique et temporelle

La discréétisation de la géométrie du coeur et la discréétisation temporelle du calcul d'évolution sont sujettes à une étude d'optimisation en coûts adaptée au coeur hétérogène considéré dans ce projet de recherche. Des travaux effectués précédemment nous informent sur la méthode de réduction de la géométrie habituellement adoptée dans les calculs coeurs effectués au moyen de DONJON5 [2, 8, 9]. Cette modélisation réduite du coeur, présentée succinctement dans l'introduction de ce chapitre, consiste à segmenter axialement et radialement la géométrie selon un pas correspondant à la taille de l'assemblage. Il est à mentionner que cette géométrie simplifiée fut retenue dans le développement du précédent couplage CLASS-DONJON5. Dès lors, la sous-section suivante a pour objectif d'évaluer l'applicabilité de cette démarche et l'apport en précision amené par une division fine du coeur, soit une discréétisation additionnelle des assemblages. De façon similaire, on s'intéresse ensuite à valider la discréétisation temporelle du calcul d'évolution employée par [2]. Opter pour d'une division fine de l'évolution assure la retranscription correcte de l'évolution du contenu massique sous irradiation au détriment des coûts engendrés. Conséquemment, l'approche envisagée vise à réduire le nombre de calculs de flux réalisés sur le cycle d'irradiation en limitant la discréétisation temporelle. Mentionnons que l'analyse présentée dans la sous-section suivante est focalisée principalement sur les écarts générés sur les inventaires sortants. L'intérêt porté à cette grandeur est justifié par le fait qu'il s'agit de la réponse fournie de l'appel à DONJON5 dans l'étude de scénario au moyen du couplage CLASS-DONJON5.

#### 4.3.1 Discréétisation axiale et radiale de la géométrie

L'étude effectuée par [2] dans le cadre du précédent couplage CLASS-DONJON5, elle-même basée sur la structure de calcul introduit des exemples de calcul coeur disponibles à l'IGN, montre qu'une segmentation additionnelle des assemblages dans le but de raffiner la discréétisation n'est pas nécessaire. Une discréétisation radiale grossière suffit à retranscrire fidèlement le profil radial de flux dans le coeur et, par conséquent, n'engendre pas de déviations significatives sur les grandeurs physiques d'intérêt. De plus, cette approche réduit considérablement les coûts justifiant ainsi l'utilisation d'une telle modélisation réduite. Toutefois, par souci de rigueur, une étude préliminaire de l'apport d'une discréétisation plus fine sur la précision de la modélisation de profil de flux est réalisée. Rappelons que l'introduction d'assemblages MOx dans le coeur est susceptible d'influer grandement le comportement neutronique au passage

des assemblages UO<sub>x</sub> à MO<sub>x</sub> et, par conséquent, mettre en doute ces conclusions. Or, on observe une déviation inférieure à 0.9 % et 1.85 % sur l'ensemble des isotopes d'intérêt (c.-à-d. les isotopes du plutonium et de l'uranium) pour une division de l'assemblage en quatre et seize régions identiques, respectivement. Toutefois, les temps de calcul induits par l'affinement de la discréétisation radiale sont plus importants d'un facteur 1.17 et 2.38. Ainsi, on conclu rapidement qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter la division radiale de la géométrie dans un contexte de calcul coeur limité à des échelles raisonnables.

Un travail plus important fut porté à l'étude de la discréétisation axiale. En effet, la forme du profil axial de flux permet la mise en oeuvre d'une discréétisation judicieuse de la géométrie de façon à retranscrire adéquatement la variation de ce dernier au moyen d'une division grossière sur la hauteur de l'assemblage. Cette dimension du calcul coeur représente donc un possible levier d'optimisation important. Il est à noter que le défi que représente la modélisation rigoureuse du profil axial du flux est simplifié ici par l'approximation constante de la température du modérateur. En effet, puisque, contrairement au profil de température réel, la température ne varie pas axialement dans le coeur étudié ici, les effets de redistribution de la puissance prévue par la physique ne sont pas modélisés ici. Simplement, une augmentation de la température du modérateur induit une diminution de la densité de l'eau qui se traduit par une perte de modération. Cette variation de la capacité modératrice du modérateur est à même de provoquer des variations considérables autant au niveau global sur la réactivité du coeur que localement sur les niveaux de flux relatifs dans chaque maille de la géométrie. S'ajoute à cet effet, la distribution radiale de la puissance qui induit une variation supplémentaire de la température distincte pour chaque assemblage composant le coeur, et de surcroît, une redistribution du flux dépendant également de la position radiale. Ainsi, de par le fait que ces comportements ne sont pas pris en compte, on estime que le profil axial de flux dépeint une forme similaire dans tous les assemblages nonobstant la composition du combustible. La figure 4.10 introduit l'évolution du flux en fonction de la hauteur pour différents assemblages composant le coeur hétérogène. Les courbes présentées correspondent à des ajustements construits sur le flux résultant de la caractérisation d'un coeur discréétisé très finement. On constate que, si l'amplitude des courbes présentées varie radialement, la position du maximum est constante et correspond à la hauteur médiane pour tous les assemblages traités. L'approche adoptée consiste donc, d'une part, à discréétiser davantage cette région axiale du coeur (c.-à-d. entre 153.40 et 262.90 cm) et, d'autre part, à modéliser grossièrement les régions caractérisées par une évolution spatiale du profil du flux jugée linéaire (c.-à-d. en deçà de 153.40 cm et au delà de 262.90 cm).

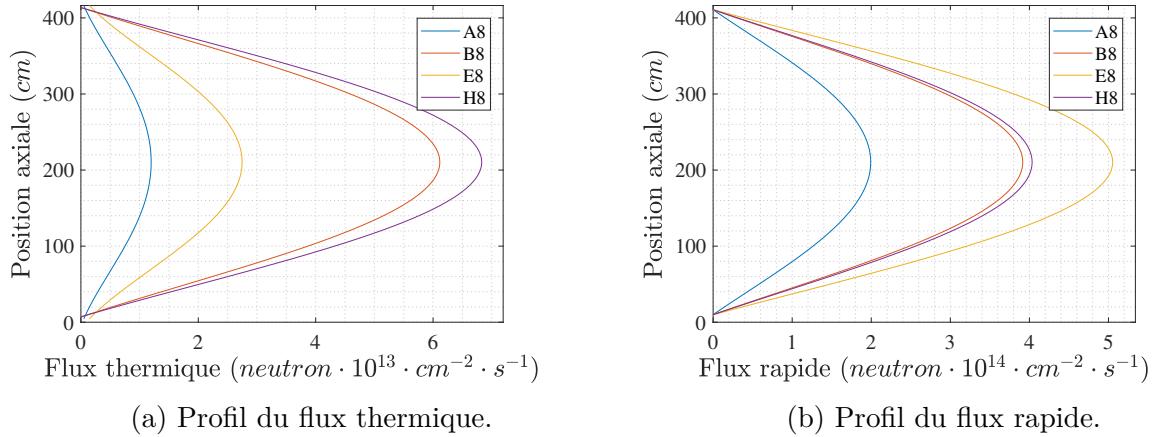


Figure 4.10 Évolution axiale du flux thermique et rapide pour différents assemblages. Les assemblages A8, B8, E8 et H8 correspondent aux assemblages O8, N8, K8 et H8 présentés à la figure 4.3.

Dès lors, plusieurs discrétisations axiales de la géométrie composée d'un nombre de plans varié sont définies arbitrairement. Notons que la hauteur des plans constituant ces segmentations correspond à un multiple de la taille de la cellule élémentaire du calcul coeur, soit 21.92 cm. Afin d'établir la perte de précision engendrée par une segmentation réduite, on s'intéresse à comparer le contenu massique au déchargement résultant d'un calcul coeur caractérisé par ces différentes discrétisations à l'inventaire découlant d'une discrétisation de référence. En s'appuyant sur la segmentation de la géométrie adoptée par d'autres auteurs [2, 9], une discrétisation axiale composée de 19 plans équidistants (c.-à-d. d'une hauteur égale à 21.92 cm) est prise comme référence. Il est à noter que si nous nous limitons ici à présenter les conclusions tirées de cette étude, une comparaison exhaustive des différentes discrétisations est présentée à l'annexe C. On constate rapidement que l'écart relatif généré sur les inventaires est très faible. Pour une discrétisation composée de seulement 9 plans, on relève des écarts en deçà de 0.004 % sur l'ensemble des isotopes constituant le vecteur plutonium, lorsque rapportée la référence. A contrario, la variation de la discrétisation impacte fortement les coûts associés au *tracking* et au calcul du flux au moyen des modules TRIVAA : et FLUD : respectivement [40]. Les coûts associés aux modules TRIVAA : et FLUD : sont réduits de 50% pour la discrétisation à 9 plans, lorsque comparée à la discrétisation de référence. Dès lors, on opte pour une discrétisation de la géométrie du coeur à neuf plans. Mentionnons également qu'on adopte ici une cartographie du flux (c.-à-d. une *fuel map*) segmentée en trois plans, soit un plan représentant le plenum, le combustible et le réflecteur axial. Ces discrétisations sont détaillées au tableau 4.3. On admet que cette segmentation simplifiée de

la géométrie axiale du cœur et de la cartographie du flux permettent une retranscription correcte de l'irradiation et engendre des coûts significativement réduits, lorsque comparés à la discrétisation tirée des précédents travaux.

Tableau 4.3 Discrétisation axiale de la géométrie du cœur et de la cartographie de flux. Les dimensions sous-lignées correspondent, dans un premier temps, au réflecteur axial et, dans un second temps, au plenum.

| Plans | Dimension du plan (cm)                        |   |
|-------|---|---|
|       | Géométrie du cœur                             | Cartographie de flux                          |
| 1     | <u><math>0.00 \leq z \leq 21.92</math></u>    | <u><math>0.00 \leq z \leq 21.92</math></u>    |
| 2     | $21.92 < z \leq 43.84$                        | $21.92 < z \leq 394.56$                       |
| 3     | $43.84 < z \leq 153.44$                       | <u><math>394.56 &lt; z \leq 416.48</math></u> |
| 4     | $153.44 < z \leq 197.28$                      | -   |
| 5     | $197.28 < z \leq 219.20$                      | -   |
| 6     | $219.20 < z \leq 263.04$                      | -   |
| 7     | $263.04 < z \leq 372.64$                      | -   |
| 8     | $372.64 < z \leq 394.56$                      | -   |
| 9     | <u><math>394.56 &lt; z \leq 416.48</math></u> | -   |

#### 4.3.2 Discrétisation temporelle

L'évolution de la réactivité du cœur hétérogène sous irradiation présente deux régimes distincts : une perte initiale de réactivité due à l'établissement de la concentration d'équilibre du xénon suivie d'une dépression quasi linéaire de la valeur du facteur de multiplication effectif sur le reste du cycle d'irradiation (cf. figure 4.11) lorsque celui-ci est calculé sans contrôle de la réactivité au cours de l'irradiation. Or, l'approche envisagée s'appuie sur la forme attendue de l'évolution dans la détermination de la discrétisation temporelle. À l'image du calcul d'évolution à l'échelle de l'assemblage, on opte ici pour une discrétisation fine des premiers jours de fonctionnement puis le pas de temps est significativement augmenté de façon à couvrir largement l'évolution à l'équilibre xénon. Pour ce faire, on réalise, dans un premier temps, des calculs coeurs caractérisés par différentes segmentations des dix premiers jours de fonctionnement du réacteur. Les contenus massiques constituant les inventaires sortants sont extraits de ces calculs puis comparés. Le tableau 4.4 présente les écarts relatifs calculés sur les inventaires découlant des différentes discrétisations des dix premiers jours rapportés sur l'échantillonnage temporel le plus fin.

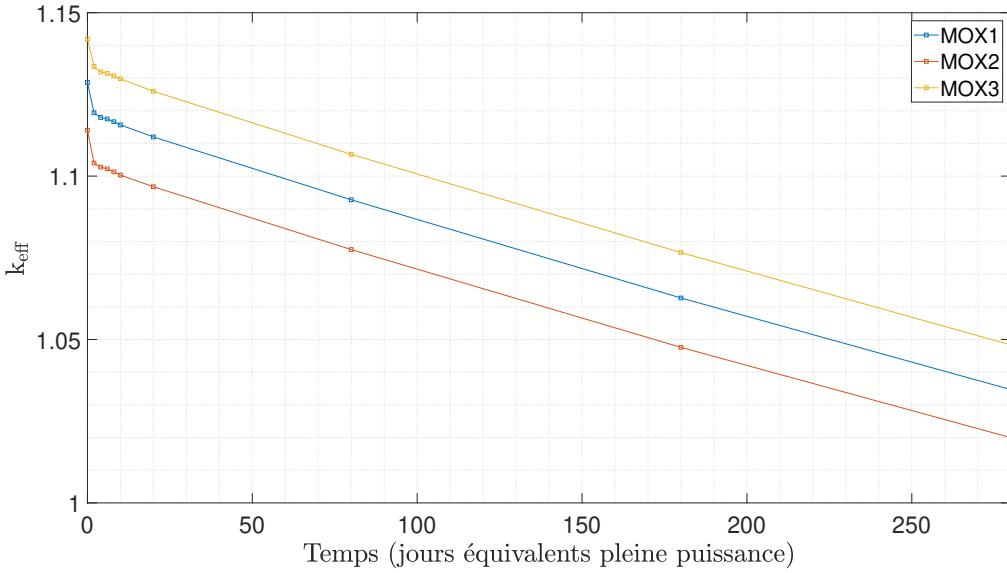


Figure 4.11 Évolution du facteur de multiplication effectif découlant de coeurs hétérogènes composés de combustible UO<sub>x</sub> ( $\epsilon = 3.7\%_{ML}$ ) et de combustible MO<sub>x</sub> ( $\tau = 8.65\%_{ML}$ ) pour les isotopies MOX1, MOX2 et MOX3.

On constate que les écarts relatifs générés sur les inventaires sortants sont sous 0.02 % pour l'ensemble des isotopes d'intérêt. Ainsi, on juge qu'il n'est pas nécessaire de discréteriser finement ce domaine temporel. De par le fait qu'elle entraîne des coûts considérablement plus faibles, lorsque confrontée à la discréterisation de référence, soit de l'ordre de 6000 secondes plutôt que 10000 secondes, on choisit la discréterisation TEMP4 pour la suite. Mentionnons que les écarts relatifs présentés découlent uniquement de la composition isotopique MOX1. Toutefois, puisqu'on constate que la discréterisation temporelle impacte peu les inventaires sortants, on estime que cette isotopie de référence est à même de juger des déviations engendrées par la modification du schéma de calcul.

Tableau 4.4 Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la discréétisation temporelle considérée.

| Discréétisation temporelle | Période (JEPP)                       | $\Delta t$ (JEPP) | Écarts relatifs (%) |            |            |            |            |            |
|----------------------------|--------------------------------------|-------------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                            |                                      |                   | $U^{235}$           | $Pu^{238}$ | $Pu^{239}$ | $Pu^{240}$ | $Pu^{241}$ | $Pu^{242}$ |
| TEMP1                      | $0 \leq t \leq 1$<br>$1 < t \leq 10$ | 0.5<br>1.0        | réf.                | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |
|                            |                                      |                   |                     |            |            |            |            |            |
| TEMP2                      | $0 \leq t \leq 10$                   | 1.0               | 0.121               | 0.004      | -0.067     | -0.031     | -0.009     | 0.007      |
| TEMP3                      | $0 \leq t \leq 10$                   | 2.0               | 0.133               | 0.005      | -0.078     | -0.035     | -0.011     | 0.010      |
| TEMP4                      | $0 \leq t \leq 10$                   | 2.5               | 0.142               | 0.006      | -0.087     | -0.039     | -0.012     | 0.011      |

Afin de mettre en évidence l'importance de l'échantillonnage temporel comme levier d'optimisation en coût, il est nécessaire d'expliquer davantage l'approche adoptée pour la modélisation du coeur hétérogène au moyen de DONJON5. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le code de simulation DONJON5 est utilisé ici dans un contexte de calcul coeur à l'équilibre en condition de fonctionnement statique. Rappelons aussi que ce dernier s'appuie sur l'interpolation des caractéristiques neutroniques et physiques des combustibles en fonction de la distribution du *burnup* pour la résolution de l'équation de diffusion. Toutefois, l'usure caractéristique des assemblages composant le coeur à l'équilibre est inconnue lors de l'initialisation du calcul coeur. Dès lors, le calcul DONJON5 est initialisé avec des valeurs de *burnup* homogènes pour les assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> correspondant au même cycle d'irradiation. Il est à mentionner que ces valeurs sont approximées à des fractions de l'irradiation moyenne de sortie prédéfinie par l'utilisateur. L'approche rigoureuse consiste donc à effectuer des itérations préliminaires du calcul coeur desquelles sont extraits les taux de combustion en fin de cycle pour chaque assemblage. Ces taux de combustion sont ensuite utilisés comme *burnup* d'initialisation pour l'itération de calcul DONJON5 suivante. Des calculs coeurs sont ainsi réalisés successivement en connaissance des taux de combustion résultant de l'itération précédente jusqu'à convergence de ces derniers. On admet alors que le coeur est à l'équilibre et la simulation des cycles d'irradiation traités est lancée. Simplement, quatre cycles d'irradiation préliminaires sont réalisés pour la mise à l'équilibre, puis quatre cycles additionnels sont réalisés et étudiés. Or, contraindre le nombre de pas de temps considéré dans la retranscription de l'évolution du combustible limite significativement les coûts associés à la modélisation du coeur hétérogène.

La méthode employée dans la suite consiste donc à fixer les noeuds de calcul pour les dix jours puis d'augmenter considérablement les pas de *burnups* pour l'évolution linéaire de la réactivité du cœur (induit par l'atteinte de l'équilibre du cœur). Une étude de la perte de précision et des coûts de calcul résultant d'une discréétisation temporelle grossière suffit à confirmer qu'il n'est pas avantageux de segmenter finement. En effet, en s'appuyant sur le fait qu'elle induit des déviations inférieures à 0.005 % sur les inventaires massiques des isotopes d'intérêt au déchargement du cœur, lorsque comparée à la discréétisation adoptée dans [2] (c.-à-d. 10, 20, 50, 100, 200 puis 300 jours), on opte la discréétisation temporelle réduite présentée au tableau 4.5. À titre d'exemple, on obtient un coût de 4300 secondes en comparaison avec le 6000 secondes obtenu avec la référence pour un cœur composé des combustibles de référence.

Tableau 4.5 Discréétisation temporelle retenue.

| Période considérée<br>(JEPP) | Temps<br>(JEPP) | Burnup<br>(MWj·t <sub>ML</sub> <sup>-1</sup> ) | Nombre de calculs<br>de flux |
|------------------------------|-----------------|--|------------------------------|
| $0 \leq t \leq 10$           | 2.5             | 90   | 5                            |
| $10 < t \leq 100$            | 90.0            | 3240   | 1                            |
| $100 < t \leq 300$           | 100.0           | 3600   | 2                            |

Il est à mentionner que la valeur des *burnups* cibles varie entre 260 et 390 jours (équivalents pleine puissance) dans le cadre des scénarios étudiés dans la suite. Or, pour un temps de cycle inférieur à 300 jours, le dernier pas de temps est rapporté au *burnup* complémentaire, alors que, pour un temps de cycle supérieur à 300 jours, un pas de calcul additionnel est réalisé pour atteindre le *burnup* cible.

#### 4.4 Étude des dimensions de l'objet *MULTICOMPO*

Puisque les irradiations évaluées lors du calcul cœur sont a priori inconnues, l'élaboration de la banque de donnée multiparamétrique construite au moyen des calculs réseaux se doit d'englober largement et précisément les paramètres prépondérants. Les dimensions de la *MULTICOMPO*, succinctement présentées au chapitre 3, sont l'échantillonnage temporel, la concentration en bore soluble, l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et la teneur en plutonium ainsi que la composition isotopique constituant le combustible MO<sub>x</sub>. Or, dans le but de restreindre l'ampleur du travail que représente l'optimisation de l'objet *MULTICOMPO*, on s'appuie fortement sur les constatations découlant du précédent couplage CLASS-DONJON5 quant à la capacité des différentes dimensions à influer l'interpolation des

caractéristiques neutroniques et physiques des combustibles et, par conséquent, l'évolution de contenu massique modélisée lors du calcul coeur. Ainsi, on s'intéresse, dans un premier temps, à présenter l'échantillonnage déjà défini dans [2] pour les différentes dimensions inchangées et, dans un second temps, à étudier l'influence de la variation des dimensions modifiées sur les inventaires sortants et les coûts de calcul.

L'échantillonnage temporel adopté est construit, à nouveau, afin de retranscrire adéquatement les comportements neutroniques associés à la mise en oeuvre du réacteur. Les perturbations temporelles considérées, ainsi que leur équivalence en taux de combustion, sont présentées au tableau 4.6. Notons que la segmentation temporelle proposée par [2] pour la construction de l'objet *MULTICOMPO* présente une discrétisation plus fine que celle définie pour le calcul coeur. La méthode retenue consiste à diviser finement l'échantillonnage temporel caractérisant l'évolution de l'assemblage modélisée au moyen de DRAGON5 puis de couvrir grossièrement l'évolution à l'échelle coeur en s'appuyant sur les résultats des calculs réseaux pour interpoler aux différents pas de temps évalués au moyen de DONJON5. Il est ainsi possible d'assurer une retranscription précise de l'évolution tout en minimisant les coûts induits du calcul coeur.

Tableau 4.6 Perturbations considérées pour l'échantillonnage temporel [2].

| Période considérée<br>(JEPP) | Temps<br>(JEPP) | Burnup<br>( $\text{MWj} \cdot \text{t}_{ML}^{-1}$ ) | Nombre de<br>pas |
|------------------------------|-----------------|---|------------------|
| $0 \leq t \leq 5$            | 2.5             | 90  | 3                |
| $5 < t \leq 10$              | 5.0             | 180   | 1                |
| $10 < t \leq 50$             | 10.0            | 360   | 4                |
| $50 < t \leq 300$            | 50.0            | 1800  | 5                |
| $300 < t \leq 700$           | 100.0           | 3600  | 4                |
| $700 < t \leq 1600$          | 150.0           | 5400  | 6                |
| $1600 < t \leq 2200$         | 200.0           | 7200  | 3                |

L'échantillonnage de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx et de la teneur en plutonium du combustible MOx s'appuie également sur les bornes introduites par [2], elles-mêmes inspirées des gestions de combustibles envisagées par les exploitants. Ainsi, on opte pour un enrichissement minimal et maximal de 3.0 et 5.0 %<sub>ML</sub>, respectivement. Il est à noter que ces bornes englobent les durées de cycles considérées dans le cadre des scénarios étudiés. Un travail analogue fut réalisé afin de vérifier que les bornes établies pour la teneur en plutonium du combustible MOx permettent d'englober les *burnups* cibles considérés pour

l'ensemble des compositions isotopiques. On cherche donc à confirmer que la plus forte teneur, soit 13.50 %<sub>ML</sub>, permet d'atteindre le *burnup* cible maximal pour une composition de très mauvaise qualité et, qu'à contrario, la plus faible teneur, soit 4.50 %<sub>ML</sub>, permet d'atteindre le *burnup* cible minimal pour un MOx de très bonne qualité. Mentionnons que l'échantillonnage de les plages d'enrichissements et de teneurs considérées pour l'objet *MULTICOMPO* construit ici sont calquées de la segmentation définie lors du précédent couplage où il fut démontré que ces paramètres de la *MULTICOMPO* ne constituent pas des leviers d'optimisations significatifs de par le fait qu'une discréétisation plus fine de ces dimensions ne se traduit pas par un apport important en précision, mais induit une augmentation considérable des coûts. Une constatation similaire est déduite de l'étude de la perturbation du bore. En effet, ajouter une perturbation entraîne des coûts plus importants, alors que la déviation sur les résultats découlant du calcul coeur est négligeable (c.-à-d. concentration en bore critique inférieur à 5 ppm de bore sur l'ensemble de l'évolution). La discréétisation adoptée pour ces paramètres dans la construction de la *MULTICOMPO* est présentée au tableau 4.7.

Tableau 4.7 Perturbations considérées pour les combustibles UOx et MOx [2].

| Paramètres  | Perturbations considérées                     |
|---|---|
| Enrichissement en <sup>235</sup> U (% <sub>ML</sub> ) | 3.00, 4.00 et 5.00                            |
| Teneur en plutonium (% <sub>ML</sub> )                | 4.50, 6.00, 7.50, 9.00, 10.50, 12.00 et 13.50 |
| Concentration en bore (ppm)                           | 0, 1375 et 2750                               |

Un effort plus important fut porté à l'étude des perturbations composant l'échantillonnage du vecteur isotopique du plutonium. Rappelons que l'assemblage MOx considéré dans le précédent couplage n'était pas trizonné. Dès lors, on cherche d'abord à vérifier l'applicabilité des perturbations retenues par [2] pour les différents isotopes du vecteur plutonium, ensuite à évaluer les déviations engendrées par la modification de ces perturbations sur les inventaires sortants, et enfin à étudier l'apport en coût induits par une discréétisation plus fine de ces dimensions. Il est à mentionner que les résultats traités ici découlent d'un coeur hétérogène composé de combustible MOx correspondant à l'isotopie MOX1. Puisque les déviations enregistrées sur les inventaires et les coûts sont similaires pour les compositions isotopiques distinctes testées, uniquement l'isotopie de référence est présentée. Ainsi, des calculs DON-JON5 s'appuyant sur différentes *MULTICOMPO* sont réalisés. Ces dernières sont composées de deux ou trois perturbations pour les cinq isotopes considérés. Le tableau 4.8 présente les perturbations utilisées dans la construction des différents objets *MULTICOMPO* testés. Rappelons que le plutonium 239 agit ici comme concentration complémentaire aux vecteurs

plutonium. Le tableau 4.9 présente, quant à lui, la déviation relative observée sur les inventaires sortants découlant des différentes bases de données rapportée à la *MULTICOMPO* de référence. L'objet multi-dimensionnel construit dans le cadre du précédent couplage est utilisé à titre de référence.

Tableau 4.8 Perturbations considérées pour les différentes dimensions de la composition isotopique.

| Perturbations          | $^{238}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
|------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| <b>1<sup>ère</sup></b> | 0.5               | 21.5              | 1.5               | 3.5               | 0.01              |
| <b>2<sup>ème</sup></b> | 5.5               | 31.5              | 19.5              | 12.5              | 1.75              |
| <b>3<sup>ème</sup></b> | 3.0               | 26.5              | 10.5              | 8.0               | 0.88              |

Il est à mentionner qu'il a été envisagé d'augmenter davantage le nombre de perturbations (p. ex. échantillonnage à trois perturbations sur tous les isotopes et une quatrième voire une cinquième perturbation pour le plutonium 241). Toutefois, la taille de l'objet généré dépasserait nécessairement les limites de mémoire imposées par le centre de calcul accessible à l'IN2P3. Il est possible d'outrepasser cette limite définie par défaut de façon à augmenter la capacité CPU disponible. Néanmoins, on juge qu'excéder cette limite témoigne de la taille trop importante de la base de données générée.

Tableau 4.9 Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la taille de la multicomo.

| Nombre de perturbation |                   |                   |                   |                   | Écarts relatifs (%) |                   |                   |                   |                   |                   |                   |
|------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\text{Pu}^{238}$      | $\text{Pu}^{240}$ | $\text{Pu}^{241}$ | $\text{Pu}^{242}$ | $\text{Am}^{241}$ | $\text{U}^{235}$    | $\text{Pu}^{238}$ | $\text{Pu}^{239}$ | $\text{Pu}^{240}$ | $\text{Pu}^{241}$ | $\text{Pu}^{242}$ | $\text{Am}^{241}$ |
| 2                      | 2                 | 2                 | 2                 | 2                 | 0.253               | 0.084             | 0.118             | -0.422            | 0.136             | 1.310             | 0.023             |
| 2                      | 2                 | 3                 | 2                 | 2                 | 0.217               | 0.078             | -0.038            | -0.266            | 0.281             | 1.223             | 0.206             |
| 2                      | 3                 | 3                 | 2                 | 2                 | 0.197               | 0.017             | 0.018             | -0.212            | -0.064            | 1.212             | -0.248            |
| 2                      | 3                 | 3                 | 3                 | 2                 | réf.                | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              |
| 2                      | 3                 | 3                 | 3                 | 3                 | -0.005              | 0.006             | -0.005            | 0.003             | 0.001             | 0.001             | 0.014             |
| 3                      | 3                 | 3                 | 3                 | 2                 | -0.002              | 0.194             | -0.045            | 0.021             | 0.021             | -0.008            | 0.028             |

Constatons que l'objet *MULTICOMPO* considéré ici comme la référence semble bien dimensionné. En effet, on relève que l'ajout de perturbation influence peu l'inventaire massique des différents isotopes d'intérêt, alors que réduire la taille de cet objet est à même d'induire des écarts plus importants sur ces grandeurs massiques. Néanmoins, un effort est accordé à expliciter succinctement les variations engendrées par l'ajout et par la soustraction de perturbations sur les dimensions composant l'objet *MULTICOMPO*. Dans un premier temps,

on estime que deux perturbations suffisent à retranscrire l'évolution du contenu massique en américium 241. A contrario, il semble que l'ajout d'une perturbation sur le plutonium 238 engendre un écart notable non seulement sur cet isotope, mais également sur les plutoniums 239, 240 et 241. Or, si le plutonium 238 décrit une section efficace totale inférieure à l'américium 241, notamment dans le domaine épithermique, on admet que l'influence de ce premier sur l'irradiation est prépondérante compte tenu de la production du plutonium 239 découlant de sa capture neutronique. Conséquemment, la prise en compte d'un noeud additionnel pour le plutonium 238 est à même d'influer davantage l'écart massique relevé au décharge. Mentionnons toutefois que d'ajouter une perturbation à la *MULTICOMPO* de référence s'accompagne d'une augmentation en coût d'un facteur 1.5, lorsque comparé au temps de calcul de référence. Dans un second temps, on voit que de réduire le nombre de perturbations sur le plutonium 242 est à même d'engendrer un écart considérable sur l'uranium 235, le plutonium 240 et l'américium 241. Rappelons que la section efficace totale du plutonium 242 se caractérise par un fort pic d'absorption autour de 2.64 eV. Ainsi, cet isotope est susceptible d'induire un durcissement du spectre neutronique et, par conséquent, influer la fission de l'uranium 235 caractérisé, quant à lui, par une section efficace de fission importante dans le domaine thermique. En somme, on estime que l'objet *MULTICOMPO* de référence permet une retranscription fidèle de l'évolution des isotopes d'intérêt et qu'il n'est pas nécessaire de modifier la taille de cette base de données.

## Conclusion

Dans ce chapitre, les différentes options de calcul d'intérêt sont étudiées puis définies de façon à assurer une retranscription aussi fidèle que possible des comportements neutroniques attendus pour le cœur adopté dans un échelle de temps raisonnable. L'énumération suivante récapitule les paramètres influençant la schéma de calcul cœur retenu découlant des études préliminaires monoparamétriques présentées dans ce chapitre.

1. Des trois plans de rechargement considérés ici, le COEUR3 engendre une différence entre les *burnups* de sortie plus faible pour la composition isotopique de référence. De la caractérisation d'une large plage de composition isotopique, on relève que le plan COEUR3 engendre généralement des facteurs de puissance raisonnable en fin de cycle. Également, il mène à des facteurs corrects et similaires sur un plus large intervalle de teneur en plutonium. Il est à mentionner que les facteurs découlant du COEUR3 ne sont pas toujours satisfaisant en regard des performances industrielles actuelles. Rappelons que la littérature impose une limite sur les facteurs de puissance égale à 1.44 pour les gestions du palier REP 900 MWe. Or, si le facteur de puissance

en fin de cycle respecte cette contrainte, sa valeur en début de cycle est nettement supérieure.

2. Il n'est pas justifié d'affiner la discrétisation radiale de la géométrie dans le but d'augmenter la précision du calcul cœur. En effet, on observe une déviation inférieure à 0.9 % et 1.85 % sur l'ensemble des isotopes d'intérêt (c.-à-d. les isotopes du plutonium et de l'uranium) pour une division de l'assemblage en quatre et seize régions homologues, respectivement, lorsque comparés à l'assemblage non-divisé. Or, ces discrétisations se caractérise par une augmentation des coûts d'un facteur 1.17 et 2.38.
3. Pour ce qui est de la discrétisation axiale de la géométrie, on conclue que, malgré la déviation considérable du profil de flux thermique engendrée par la réduction de la discrétisation, l'écart relatif généré sur le contenu massique est négligeable (c.-à-d. en deçà de 0.01% sur les isotopes d'intérêt en fin de cycle). Mentionnons que la réduction de la discrétisation s'accompagne d'une forte diminution des coûts associés au *tracking* et au calcul du flux. À cet effet, on opte pour une discrétisation de la géométrie de référence composée de neuf plans. La discrétisation axiale de la cartographie du flux est quant à elle calquée sur l'architecture de calcul cœur introduite par l'IGN, soit une discrétisation à trois plans correspondant respectivement au plenum, au combustible et au réflecteur axial.
4. On opte pour une discrétisation temporelle composée de seulement neuf noeuds de calcul, soit à 0, 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 100.0, 200.0, 300.0 et  $t_{cycle}$  jours (équivalents pleine puissance). En s'appuyant sur les faibles écarts massiques entre cette discrétisation simplifiée et celle proposée par [2] (c.-à-d. en deçà de 0.02% sur les isotopes d'intérêt en fin de cycle), on admet que cette dernière suffit à retranscrire correctement l'évolution du combustible irradié pour une échelle de temps sensiblement moins importante (c.-à-d. diminuée d'un facteur 1.4).
5. On constate que la dimension de l'objet *MULTICOMPO* proposé par [2] est également valable pour ce projet de recherche. En effet, on dénote que l'ajout de perturbation influence peu l'inventaire massique des différents isotopes d'intérêt, alors que réduire la taille de cet objet est à même d'induire des écarts importants sur ces grandeurs massiques. Dès lors, l'objet *MULTICOMPO* référencé dans la suite est composé de huit dimensions dépendantes, soit l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>, la concentration en bore soluble dans le modérateur ainsi que la proportion en plutonium 238, 239, 240, 241, 242 et en américium 241 dans le vecteur isotopique du combustible MO<sub>x</sub>.

## CHAPITRE 5 MODÉLISATION DE LA FABRICATION DU COMBUSTIBLE : ÉQUIVALENCE ENTRE LES COMBUSTIBLES UOX ET MOX

La composition des combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> fait l'objet d'une étude visant à réduire les effets d'hétérogénéité engendrés dans le cœur hétérogène par les comportements neutroniques caractéristiques différents de ces combustibles. Un intérêt particulier est d'abord accordé à la comparaison des évolutions du facteur de multiplication infini découlant d'assemblages composés de ces combustibles. La figure 5.1 présente, à titre d'exemple, l'évolution du facteur de multiplication infini obtenue lors de la caractérisation d'assemblages traités à la section 3.

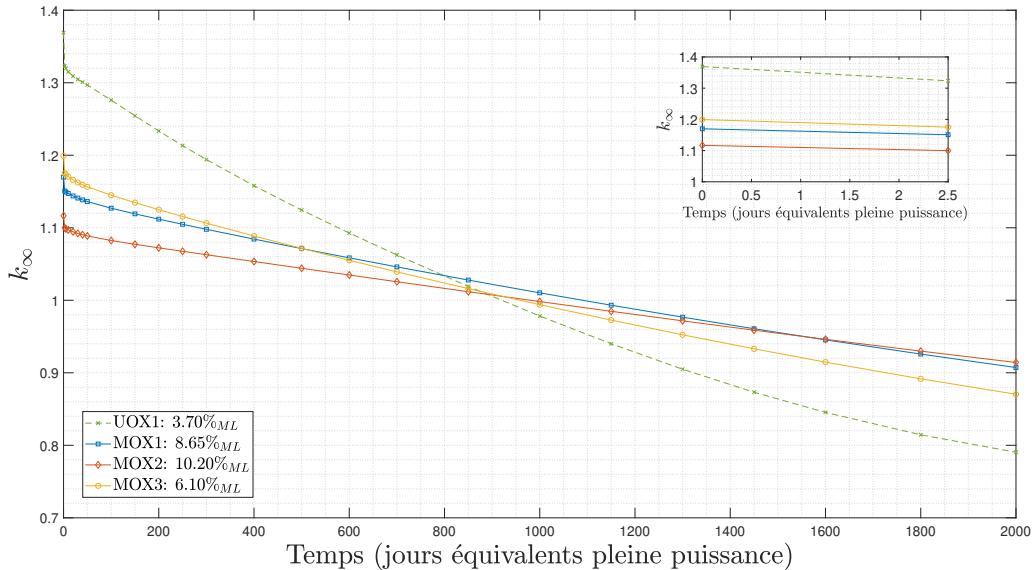


Figure 5.1 Évolution des facteurs de multiplication découlant de calculs d'assemblages.

En s'appuyant sur l'évolution des contenus massiques prévue pour ces assemblages dans la littérature [7, 33, 39], il est possible d'expliciter les différences constatées sur les courbes introduites à la figure 5.1. Remarquons, dans un premier temps, que le combustible UO<sub>x</sub> présente une perte de réactivité au cours des premiers jours plus prononcée que le combustible MO<sub>x</sub> pour cette même période (c.-à-d. 4568 pcm en comparaison à 1902, 1688 et 2409 pcm pour le MOX1, MOX2 et MOX3 respectivement). Cette chute de réactivité initiale résulte de la production du xénon 135 et dans une moindre mesure du samarium 149. De par le fait que ces produits de fission sont caractérisés par des sections efficaces de capture très

importantes dans le domaine thermique, la dépression du  $k_{\infty}$  engendrée par ces derniers est proportionnelle au flux thermique observé dans l'assemblage considéré. Ainsi, l'assemblage MOx caractérisé par un spectre plus dur et par conséquent un flux thermique plus faible, mène nécessairement à une perte initiale de réactivité plus faible.

Dans un second temps, les évolutions du  $k_{\infty}$  caractéristiques des différents assemblages sont comparées lors de leur fonctionnement nominal subséquent à l'établissement de la concentration d'équilibre en xénon 135. Il est à noter que la dépression du  $k_{\infty}$  associée à l'assemblage UOx est significativement plus marquée, lorsque comparée aux combustibles MOx. Cette observation est due à une forte consommation de l'uranium 235 (seul isotope fissile composant l'inventaire initial). En effet, l'inventaire en uranium 235 dans un assemblage UOx typique diminue respectivement de 28.45 % et 79.45 % après 280 et 1120 jours (équivalents pleine puissance). Or, si l'uranium 235 est principalement fissionné, l'uranium 238 présent dans l'assemblage UOx engendre un apport important en plutonium 239 par le biais d'une capture neutronique suivie d'une décroissance  $\beta$ . À titre d'exemple, le contenu en plutonium 239 présent dans l'assemblage UOx après 280 jours (équivalents pleine puissance) équivaut à 7.35 % de l'inventaire initial en plutonium 239 de l'assemblage MOX1. Après 1120 jours, cette grandeur atteint 10.96 % de l'inventaire initial de l'assemblage MOX1. En somme, l'inventaire plutonium fissile produit au cours de l'irradiation du combustible UOx contribue à 65 % de la puissance enregistrée dans cet assemblage en fin de vie.<sup>1</sup> On admet alors que la courbure décrite par l'évolution du  $k_{\infty}$  de l'assemblage UOx après 1200 jours est dû à la disparition de l'uranium 235, l'augmentation de la concentration des produits de fission et l'apport en fission grandissant du plutonium produit au cours de l'irradiation. Il en résulte un comportement neutronique du combustible UOx s'approchant progressivement de celui attendu pour le combustible MOx. Or, l'évolution typique du combustible MOx dépeint, quant à elle, un comportement plus stable de par le fait que son irradiation engendre une consommation plus faible des isotopes fissiles. Cela est principalement dû à la production nettement plus importante de plutonium 241 au moyen de capture neutronique par le plutonium 240, lorsque comparée à la production d'isotopes fissiles par l'uranium.

Les différences évoquées représentent un défi considérable quant à l'exploitation couplée de ces combustibles et nécessite la mise en oeuvre d'une gestion judicieuse de ces derniers. Une part importante de cette maîtrise est alors dédiée au développement d'une méthodologie visant à définir une gestion des combustibles MOx et UOx menant à un fonctionnement no-

1. Il s'agit ici d'une estimation de la puissance générée par les isotopes du vecteur plutonium basée sur la comparaison de la somme des sections efficaces associées à la production d'énergie multipliée par l'énergie produite par ces réactions pour chaque isotope d'intérêt. La valeur calculée est en accord avec les grandeurs trouvées dans la littérature [41].

minal adéquat du cœur hétérogène considéré ici. Ainsi, un modèle de fabrication est construit afin d'assurer une équivalence entre les caractéristiques neutroniques des combustibles MOx et UOx susceptibles d'influer les grandeurs intégrales d'intérêt (c.-à-d. le facteur de multiplication, la puissance, les réserves de réactivité et les concentrations isotopiques). Ce dernier s'appuie sur les leviers suivants dans la construction des combustibles exploitées : l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx, la teneur en plutonium et la composition isotopique du combustible MOx, et enfin, la durée du cycle d'irradiation. Rappelons que, si les combustibles composant le cœur sont variés, le plan de rechargement, lui, est fixé dans le but de limiter les dimensions de cette étude.

Le schéma de calcul envisagé pour la construction du cœur hétérogène est divisé en deux calculs cœur distincts. Dans un premier temps, un cœur composé entièrement de combustible UOx est caractérisé au moyen d'un calcul DONJON5 afin d'établir l'enrichissement en uranium 235 minimal menant à la criticité du cœur pour une concentration de bore nulle en fin de cycle en fonction du *burnup* cible. Pour ce faire, des calculs coeurs caractérisés par des enrichissements représentant respectivement la borne inférieure et supérieure de l'enrichissement en uranium 235, soit 3.0 et 5.0 %<sub>ML</sub>, sont réalisés, puis, au moyen d'appels successifs au module FIND0 : [4], l'enrichissement est ajusté à chaque itération du calcul DONJON5 jusqu'à convergence de l'enrichissement menant à une réserve de réactivité nulle pour une durée de cycle prédéfinie par l'utilisateur. Il est à mentionner que le cœur UOx considéré dans cette approche présente un plan de chargement identique au plan adopté à la section 4.1. Les assemblages constituant les familles de combustible MOx sont simplement remplacés par leur pendant en UOx. Dans un deuxième temps, le modèle de fabrication, développé dans ce chapitre, permet de remplacer les assemblages UOx correspondant par des assemblages MOx équivalents définis à partir de l'enrichissement en uranium 235 résultant du calcul cœur 100 % UOx. En s'appuyant sur le fait que le cœur REP 900 hybride étudié ici est composé à 69.5% de combustible UOx, nous supposons que l'enrichissement en uranium 235 calculé précédemment est également valide pour un cœur hétérogène justifiant ainsi la proposition d'ajuster la teneur du combustible MOx en fonction de cette valeur. Notons aussi que l'enrichissement typique en uranium 235 est identique pour les gestions UOx et hybride du palier CPY, soit GARANCE et son équivalent PARITÉ MOX, exploitées par EDF [5]. Enfin, un calcul DONJON5 caractérisé par la structure optimisée en coût au chapitre 4 permet l'étude du cœur hétérogène composé des combustibles MOx et UOx ainsi fabriqués.

L'objectif de ce chapitre est donc de formuler une synthèse des méthodes d'équivalence introduites dans la littérature et de s'appuyer sur celles-ci dans le développement de nouveaux modèles d'équivalence adaptés aux besoins de ce projet de recherche visant à construire le modèle de fabrication des combustibles hétérogènes dans le code CLASS.

## 5.1 Étude de l'équivalence entre les combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub>

Un effort important est entrepris pour obtenir une teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> engendrant une évolution équivalente à l'assemblage UO<sub>x</sub> caractérisé par l'enrichissement en uranium 235 découlant du calcul cœur 100% UO<sub>x</sub>. Dans un souci de concision, la teneur recherchée est dénommée teneur équivalente en plutonium par la suite. Il est à mentionner que les processus de séparation isotopique du plutonium ne sont pas envisagés pour des raisons techniques (c.-à-d. les masses isotopiques de ces derniers sont très similaires) et géopolitiques (c.-à-d. enrichissement du plutonium 239). Ainsi, la gestion des combustibles MO<sub>x</sub> adoptée par les exploitants est contrainte par les stocks disponibles, découlant eux-mêmes de diverses gestions et stratégies de recyclage du plutonium issu des combustible UO<sub>x</sub> usés, ce qui mène à une composition variable des combustibles MO<sub>x</sub> irradiés. Il s'avère donc primordial de développer une formule d'équivalence sensible à la composition isotopique du plutonium pour une large plage d'isotopie. Une revue succincte de la littérature est effectuée dans l'idée d'étudier les méthodes développées par la communauté scientifique ainsi que leur applicabilité pour ce projet. On constate que les modèles d'équivalences introduits s'appuient fréquemment sur les résultats découlant de l'irradiation des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> dans un contexte de calcul réseau en milieu infini. Une première approche proposée dans la littérature consiste à minimiser les écarts entre les facteurs de multiplication infinis enregistrés pour un assemblage UO<sub>x</sub> et l'assemblage *moxé* équivalent. Cette comparaison des facteurs de multiplication s'appuie sur le LAR (Lifetime Average Reactivity) comme mesure de l'équivalence entre les combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub>. Simplement, la différence de  $k_{\infty}$  est calculée à la fin de chaque cycle d'irradiation puis la moyenne de ces différences donne la valeur du LAR. Ainsi, la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> menant au LAR le plus faible pour une composition isotopique donnée correspond à la teneur équivalente recherchée.

Compte tenu de l'évolution de la réactivité fort différente pour le combustible UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub>, la précision d'une telle équivalence semble limitée (cf. figure 5.1). Or, s'il est difficile d'établir une correspondance entre un combustible UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> reposant sur le LAR, il est assez simple de prédire une teneur équivalente entre des combustibles MO<sub>x</sub> composés de différents vecteurs plutonium. Worrall [25] propose alors l'approche suivante :

1. Réaliser un calcul cœur 100% UO<sub>x</sub> pour un temps d'irradiation donné.
2. Réaliser deux calculs coeurs 100% MO<sub>x</sub> composé d'une composition isotopique de référence et pour deux teneurs en plutonium englobant la durée de cycle du cœur UO<sub>x</sub>. De ces calculs est ensuite interpolée la teneur en plutonium équivalente.
3. La teneur équivalente obtenue au moyen des calculs coeurs évoqués est finalement

ajustée en fonction de la composition isotopique du combustible MOx disponible dans les stocks via un modèle d'équivalence reposant sur la minimisation du LAR.

Notons toutefois que ce modèle se limite à l'étude individuelle des comportements neutroniques spécifiques à ces combustibles. Or, puisque l'objet de ce projet de recherche est de caractériser l'impact de la prise en compte de l'échelle cœur sur les scénarios constitués de REP 900 hybride au moyen de CLASS, on cherche à développer un modèle d'équivalence entre la réactivité du combustible MOx et UOx considérant leur interaction dans le cœur. De plus, la littérature nous informe sur l'importance de la prise en compte des assemblages UOx voisins dans la caractérisation de l'assemblage MOx [36]. Une brève comparaison démontre que la simulation de l'assemblage MOx dans un milieu infini ne retranscrit pas adéquatement le spectre perçu par ce dernier lorsque entouré d'assemblages UOx engendrant des écarts pouvant atteindre 6.5% sur le contenu en plutonium 239 en fin d'irradiation [10]. Bernard et al. [36] proposent de simuler un assemblage MOx entouré de huit assemblages UOx (ou quatre pour des modèles simplifiés [25]). Toutefois, ce schéma de calcul ajoute une dimension à la base de données multi-dimensionnelle rassemblant les caractéristiques neutroniques des assemblages MOx augmentant les coûts de calcul, d'une part, engendrés par le calcul réseau DRAGON5 qui doit maintenant caractériser un amas d'assemblages et, d'autre part, engendrés par la taille de la base de données et, de surcroît, l'appel à celle-ci dans DONJON5. Également, en s'appuyant sur l'évolution des comportements neutroniques du combustible UOx au cours de l'irradiation, on admet que, dans l'idéal, il faudrait modéliser l'assemblage MOx entouré d'assemblages UOx correspondant aux différents cycles de ce combustible ajoutant, à nouveau, une dimension coûteuse au problème [10]. Finalement, cette approche s'appuie sur une comparaison de la réactivité des assemblages étudiés. Or, ce paramètre comme seule grandeur d'équivalence ne suffit pas à assurer une puissance équivalente et, par conséquent, des *burnups* de sortie similaires [25]. Considérant les points amenés ci-haut, on admet que cette démarche n'est pas viable pour ce projet et on opte pour le développement d'un modèle d'équivalence adapté à nos objectifs.

Ainsi, on envisage un modèle d'équivalence s'appuyant sur une relation directe entre l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx et la teneur en plutonium d'un combustible MOx composé d'une isotopique quelconque. L'objectif de ce modèle est donc, d'une part, d'assurer l'atteinte du *burnup* cible nonobstant le remplacement des assemblages UOx par des assemblages MOx, et d'autre part, d'assurer la prise en compte de la qualité du vecteur isotopique dans la définition de la teneur en plutonium des assemblages MOx. Ultimement, cette équivalence fournit une teneur en plutonium utilisée lors de l'appel via CLASS au calcul DONJON5 visant à simuler un REP 900 hybride.

Afin de reproduire une puissance s'approchant de celle retranscrite par l'assemblage UO<sub>x</sub>, on cherche à définir une nouvelle mesure de la similitude entre les combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> composant le cœur. En s'appuyant sur le fait que des puissances similaires mesurées sur les assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> mènent à un faible facteur de puissance pour le plan de chargement retenu, on adopte le facteur de puissance radial calculé en fin de cycle comme mesure d'équivalence entre les combustibles composant le cœur hétérogène étudié ici. Une brève étude de la relation entre le facteur de puissance radial et la différence de *burnup* de sortie des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> montre qu'un facteur de puissance correct en fin d'irradiation (c.-à-d. 280 JEPP) mène à une différence de *burnup* acceptable à la sortie du combustible. Notons toutefois que le facteur de puissance radial, par le fait qu'il résume l'évolution ainsi que la distribution de la puissance dans le cœur sous une seule grandeur, entraîne une perte d'informations. Or, cette mesure assure uniquement une puissance similaire des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> en fin de cycle. Puisque le plan de chargement retenu présente une faible variation du facteur de puissance en fonction de l'isotopie du MO<sub>x</sub> lors d'une évolution caractéristique, on juge que la simplification du profil de puissance sur l'ensemble du cycle par une seule mesure du facteur de puissance est viable pour le cœur hétérogène étudié dans le cadre de ce projet de maîtrise (cf. section 4.1). Deux méthodologies sont envisagées afin d'établir une formule d'équivalence entre les assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> basée sur le facteur de puissance. Le premier modèle d'équivalence proposé s'appuie sur une première teneur équivalente obtenue de la minimisation du facteur de puissance pour une composition isotopique de référence et pour un enrichissement en uranium 235 et un *burnup* cible donnés. Cette teneur en plutonium des assemblages MO<sub>x</sub> est ensuite corrigée jusqu'à l'obtention du nouveau facteur de puissance minimal au moyen de perturbations linéaires sur le contenu massique des isotopes du vecteur plutonium en fonction de la composition isotopique du MO<sub>x</sub> disponible. Clarifions que si cette démarche est semblable à l'approche proposée par [25], on s'appuie ici sur des résultats découlant de calcul cœur hétérogène. Le second modèle est basé, quant à lui, sur l'appel à des réseaux de neurones pour estimer la teneur en plutonium menant au facteur de puissance minimal en fonction de l'isotopie du combustible MO<sub>x</sub> et de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>. Ces deux modèles sont détaillés puis comparés ci-bas.

## 5.2 Équivalence par perturbation

### 5.2.1 Principe de la méthode

Les paragraphes suivants présentent une première méthodologie réalisée pour le développement d'un modèle d'équivalence par perturbation visant à lier les facteurs de puissance d'un

assemblage du combustible MOx à ceux d'un assemblage de combustible UOx par la prise en compte du vecteur isotopique de ce premier. Ultimement, nous nous intéressons à établir la variation sur la teneur en plutonium minimisant le facteur de puissance engendrée de la variation de la composition d'un MOx quelconque, lorsque comparé au combustible MOx de référence. Or, afin d'observer l'influence de la variation du vecteur plutonium sur le comportement neutronique caractéristique des assemblages composant le cœur REP 900 hybride, on réalise plusieurs calculs DONJON5 modélisant des coeurs de compositions isotopiques distinctes. Les compositions isotopiques étudiées ici sont construites selon l'échantillonnage suivant : deux perturbations sur les proportion des plutonium 238, 240, 241 et 242 ainsi que l'américium 241. Le plutonium 239 agit ici comme concentration complémentaire. Les valeurs retenues pour ces noeuds de calcul sont présentées au tableau 5.1. Celles-ci sont contraintes par leur valeur maximale et minimale de façon à englober les gestions de combustibles introduites dans la littérature et réalisées par l'exploitant EdF. Ces perturbations mènent à 32 compositions isotopiques différentes dénommées MOX4 à MOX35. Dans le but d'illustrer la variation du facteur radial de puissance en fonction de la composition des assemblages UOx et MOx, une multitude de calculs cœur sont réalisés pour des valeurs d'enrichissement en uranium 235, dénommé  $\epsilon$ , et de teneur en plutonium, dénommée  $\tau$ , enveloppant les gestions considérées. Les plages d'enrichissement en uranium 235 et de teneur en plutonium caractérisées sont présentées au tableau 5.2.

Tableau 5.1 Isotopes perturbés pour le combustible MOx.

| Paramètre                          | Valeurs considérées   |
|------------------------------------|---|
| $^{238}\text{Pu} (\%_{\text{Pu}})$ | 0.50 et 5.50  |
| $^{240}\text{Pu} (\%_{\text{Pu}})$ | 21.50 et 31.50  |
| $^{241}\text{Pu} (\%_{\text{Pu}})$ | 1.50 et 10.50   |
| $^{242}\text{Pu} (\%_{\text{Pu}})$ | 3.50 et 12.50   |
| $^{241}\text{Am} (\%_{\text{Pu}})$ | 0.01 et 1.75  |
| $^{239}\text{Pu} (\%_{\text{Pu}})$ | $100 - \sum_{\substack{i \in [238:242] \\ i \neq 239}} {}^i\text{Pu} - {}^{241}\text{Am}$ |

Tableau 5.2 Paramètres perturbés pour la construction d'une nappe de facteur radial de puissance.

| Paramètre                    | Intervalle considéré           | Nombre de pas | $\Delta_{\epsilon,\tau}$ |
|------------------------------|--------------------------------|---------------|--------------------------|
| Enrichissement ( $\%_{ML}$ ) | $3.00 \leq \epsilon \leq 5.00$ | 11            | 0.20                     |
| Teneur ( $\%_{ML}$ )         | $4.50 \leq \tau \leq 13.50$    | 37            | 0.25                     |

Ainsi, pour chacune des 32 compositions isotopiques, le facteur radial de puissance en fin de cycle résultant d'un calcul cœur hétérogène est enregistré pour toutes les combinaisons de  $\epsilon$  et  $\tau$  viables. L'ensemble des facteurs obtenus pour un vecteur isotopique sont présentées sous forme de surface, dénommée nappe pour la suite, en fonction de  $\epsilon$  et  $\tau$ . Des nappes de facteurs de puissance grossières ont été construites a priori afin d'identifier les combinaisons de  $\epsilon$  et  $\tau$  pertinentes en fonction de la proportion des isotopes d'intérêt. Ainsi, les calculs effectués sont limités à des enrichissements et des teneurs menant à des facteurs de puissance raisonnables pour un apport en réactivité négative respectant les contraintes imposées quant à la concentration maximale de bore (c.-à-d. sous 2750 ppm de bore). Quelques exemples de nappes de facteur de puissance sont introduits à la figure 5.2. Les carrés blancs représentés sur celles-ci indiquent la teneur en plutonium du combustible MOx menant au plus faible facteur radial de puissance calculé en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx. Les vecteurs plutonium associés aux nappes présentées sont introduits au tableau 5.3.

Tableau 5.3 Compositions isotopiques de MOx utilisées dans la création du modèle par perturbation.

| Combustible   | UOx (%)          |                  | PuOx (%)          |                   |                   |                   |                   |                   |
|---------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|               | $^{235}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{238}\text{Pu}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
| $\%X_{MOX8}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 63.99             | 21.5              | 10.5              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX28}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 57.99             | 31.5              | 1.50              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX35}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 38.25             | 31.5              | 10.5              | 12.5              | 1.75              |

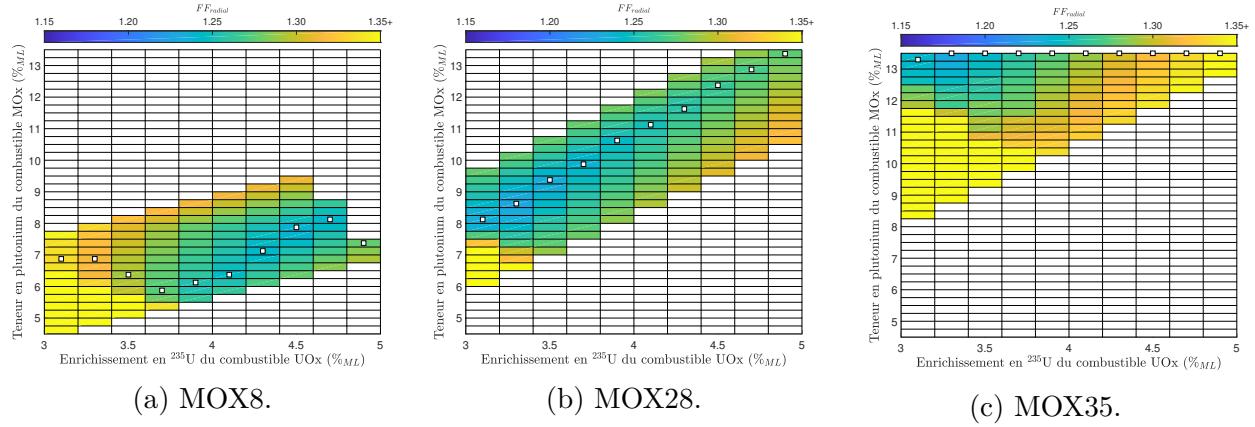


Figure 5.2 Facteurs de puissance radiaux calculés en fin de cycle en fonction de l'enrichissement en uranium 235 et de la teneur en plutonium des combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub>. Les carrés blancs identifient la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> menant au facteur de puissance minimal pour chaque valeur d'enrichissement en uranium 235 des combustibles UO<sub>x</sub> étudiés.

Il est à noter que les cases transparentes représentent, d'autre part, les combinaisons  $(\epsilon, \tau)$  exclues car demandant des concentrations de bore initiales trop élevées ou engendrant des facteurs radiaux de puissance supérieurs à 1.44 (limite imposée par l'ASN [26]). Examinons maintenant la variation de la teneur équivalente du combustible MO<sub>x</sub> en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>. Les trois évolutions présentées récapitulent les comportements observés sur les 32 nappes étudiées. Remarquons que pour la composition MOX8, on observe, dans un premier temps, une diminution importante suivie d'une augmentation quasi linéaire et, finalement, une seconde chute de la teneur équivalente à des enrichissements plus élevés. Ces comportements sont expliqués dans les paragraphes suivants.

La première baisse évoquée est une conséquence directe de la simplification du profil de puissance au moyen d'une seule mesure. La figure 5.3 présente les facteurs de puissance associés au combustible MOX8 calculés uniquement sur les assemblages UO<sub>x</sub> puis calculés uniquement sur les assemblages MO<sub>x</sub>. L'allure de la courbe d'évolution de la teneur équivalente pour de faibles enrichissements découlant de l'étude des MO<sub>x</sub> est identique à l'évolution relevée de l'étude des assemblages MO<sub>x</sub> et UO<sub>x</sub>. On admet donc que le comportement de la teneur équivalente observée pour ce domaine d'enrichissement est dû à la puissance trop élevée des assemblages MO<sub>x</sub> pour cette composition isotopique, lorsque comparée à la puissance des assemblages UO<sub>x</sub> voisins. La seconde chute de la teneur équivalente est due, quant à elle, à l'absence de résultats pour ces valeurs élevées d'enrichissement en uranium 235 et de teneur en plutonium. En effet, les coeurs composés de combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> totalisant un

contenu fissile trop important engendrent une réactivité surpassant les contraintes imposées par la concentration limite de bore. Dès lors, ces coeurs et les facteurs de puissance résultant de leur modélisation sont omis puisqu'ils ne respectent pas les critères de fonctionnement nominal caractéristiques du cœur REP 900 hybride étudié.

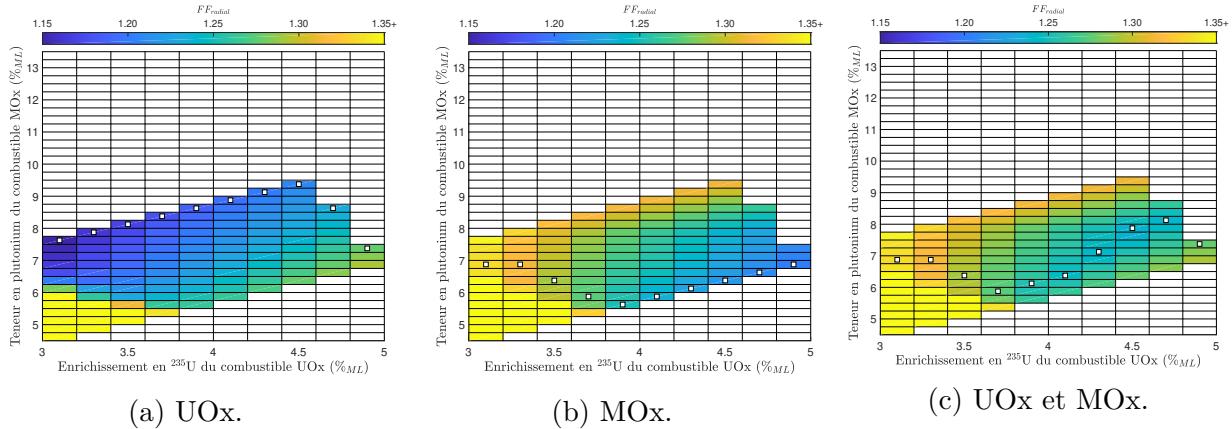


Figure 5.3 Facteurs de puissance radiaux calculés sur les assemblages (a) UOx, (b) MOx et (c) sur l'ensemble du cœur en fin de cycle en fonction de l'enrichissement en uranium 235 et de la teneur en plutonium des combustibles UOx et MOx.

Les nappes associées aux combustibles MOX28 et MOX35 représentent, quant à elles, une évolution typique de la teneur équivalente pour un vecteur plutonium de bonne et de pauvre qualité, respectivement. Notons que, dans le cas d'un vecteur isotopique adéquat (c.-à-d. composé d'une concentration forte en isotope fissile), la teneur équivalente décrit une évolution linéaire en fonction de l'enrichissement en uranium 235 de l'assemblage UOx. Ainsi, des ajustements linéaires sont déduits des teneurs en plutonium du combustible MOx menant au facteur de puissance minimal pour chaque valeur d'enrichissement en uranium 235 des combustibles UOx étudiés. Il va sans dire que, pour des compositions isotopiques du MOx de très bonne qualité, ces ajustements linéaires ne retrouvent pas correctement l'évolution de la teneur équivalente attendue pour de faibles enrichissements. Toutefois, de par le fait que la plage d'enrichissement problématique correspond à des valeurs extrêmes du domaine d'intérêt, nous estimons ici qu'une proportion non significative des gisements étudiés est alors affectée. Il est également à mentionner que les compositions MOX31 et MOX35, qui se caractérisent par des nappes semblables, sont négligées, dans la suite, puisqu'elle ne présentent pas suffisamment de points pour définir un ajustement solide (cf. figure 5.2). L'ensemble de la nappe est donc mis au rebut pour la construction de l'ajustement. Les pentes obtenues via ces ajustements linéaires sont présentées à la figure 5.4. Dans un souci de concision et de

clarté, seulement dix compositions isotopiques sont représentées.

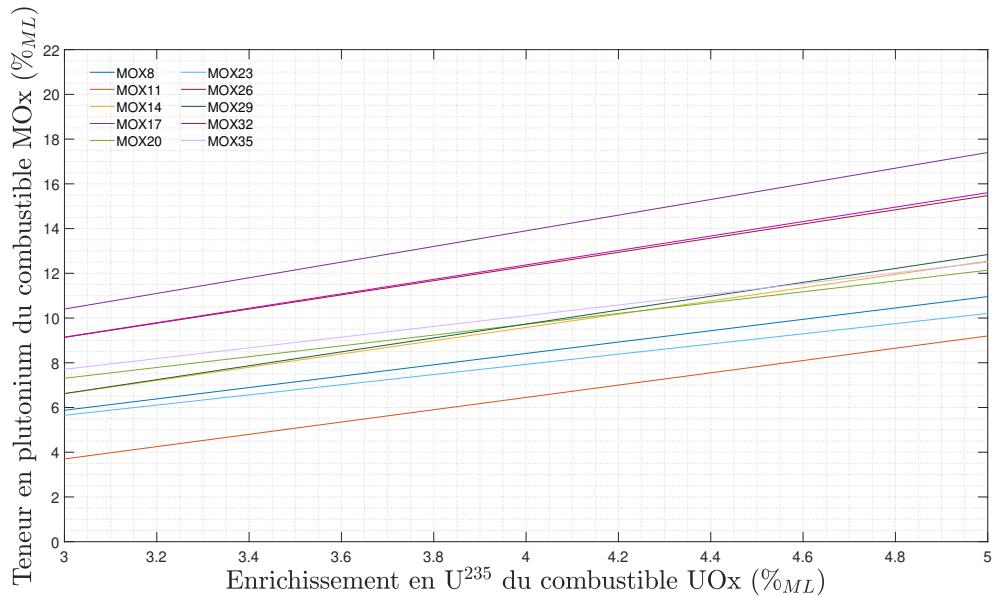


Figure 5.4 Ajustements linéaires retranscrivant la teneur en plutonium équivalente du combustible MOx en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

La teneur équivalente en plutonium est ensuite enregistrée aux onze valeurs d'enrichissements caractérisés (c.-à-d. 3.0, 3.2, 3.4, 3.6, 3.8, 4.0, 4.2, 4.4, 4.6, 4.8 et 5.0 %<sub>ML</sub>) sur l'ensemble des ajustements évoqués. Ainsi, il est possible de construire onze courbes (cf. figure 5.5) représentant les onze enrichissements en uranium 235 considérés dans la construction des nappes pour chacun des 30 points correspondant aux 30 vecteurs isotopiques retenus. Citons également que les traits entre les points de ces courbes ne représentent pas une quelconque relation entre les teneurs équivalentes présentées. Les points sont simplement reliés afin de faciliter la lecture de la figure. Ultimement, ces courbes permettent d'illustrer la variation de la teneur en plutonium équivalente en fonction de la composition isotopique du MOx et par conséquent des perturbations sur les isotopes étudiés pour différentes valeurs d'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

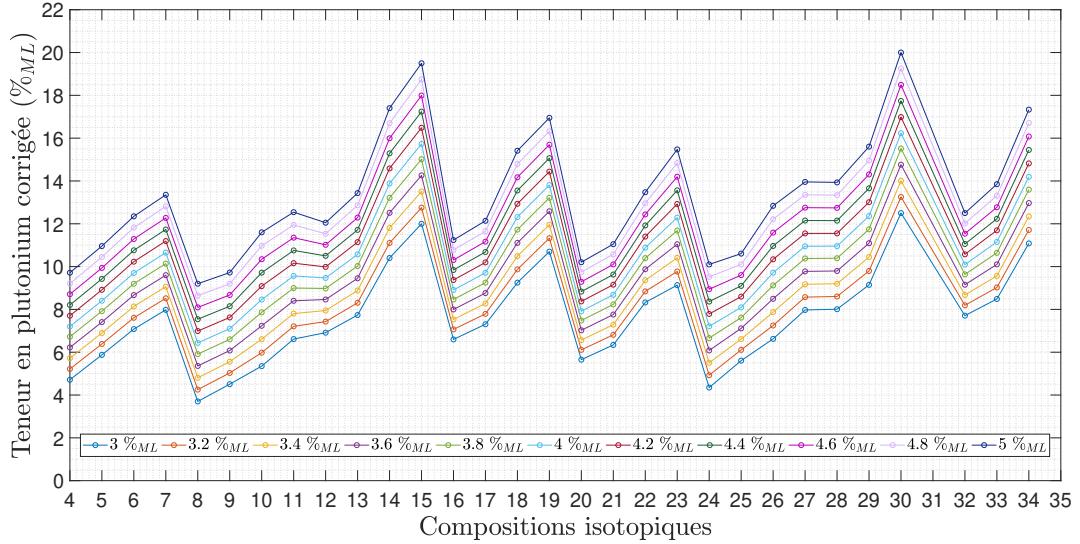


Figure 5.5 Variation de la teneur équivalente en plutonium ( $\%_{ML}$ ) du combustible MOx en fonction de l'isotopie étudiée pour différentes valeurs d'enrichissement en uranium 235 ( $\%_{ML}$ ) du combustible UOx.

Par la suite, il s'agit de définir l'influence des différents isotopes perturbés sur la teneur équivalente en plutonium calculée pour chaque enrichissement présenté. Le traitement envisagé consiste à appliquer une correction par isotope proportionnelle à la déviation du vecteur isotopique étudié par rapport à la composition de référence MOX1 (cf. tableau 3.2). Rappelons que ce vecteur isotopique est inspiré de combustibles exploités actuellement dans l'industrie [5]. La formule d'équivalence envisagée vise à prendre en compte l'influence des différents isotopes perturbés sous forme de corrections linéaires indépendantes. Celle-ci est introduite à l'équation 5.1 et 5.4.

$$\begin{aligned} \tau_{eq.}(\epsilon, \vec{X}) = & \tau_{est.}(\epsilon) + C_1(\epsilon, X_1) - C_2(\epsilon, X_2) + C_3(\epsilon, X_3) \\ & - C_4(\epsilon, X_4) + C_5(\epsilon, X_5) + C_6(\epsilon, X_6) \ , \end{aligned} \quad (5.1)$$

où  $\vec{X}$  est le vecteur plutonium défini par

$$\vec{X} = (X_{Pu^{238}}, X_{Pu^{239}}, X_{Pu^{240}}, X_{Pu^{241}}, X_{Pu^{242}}, X_{Am^{241}}) \ , \quad (5.2)$$

avec  $X_i$ , la concentration relative (%) de l'isotope  $i$  dans ce vecteur,  $\tau_{eq.}$ , la teneur équivalente et  $\tau_{est.}$ , la teneur estimée. La teneur estimée correspond à une valeur initiale de la teneur en

plutonium indépendante de l'isotopie (c.-à-d. découlant de l'équivalence entre le combustible MOx de référence et le combustible UOx) sur laquelle sont appliquées les corrections dépendantes du vecteur isotopique du combustible MOx. Les coefficients  $C_i(\epsilon, X_i)$  sont donnés par

$$C_i(\epsilon, X_i) = w_i(\epsilon)(X_i - X_i^{\text{réf}}) \quad , \quad (5.3)$$

avec  $X_i^{\text{réf}}$ , la concentration relative (%) de l'isotope  $i$  dans le vecteur plutonium de référence et  $w_i(\epsilon)$ , le poids de la correction donné par

$$w_i(\epsilon) = (A_i \cdot \epsilon^2 + B_i \cdot \epsilon + C_i)^{-1} \quad , \quad (5.4)$$

où  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$  sont des constantes déterminées empiriquement propres à chaque isotope d'intérêt  $i$ .

Ces constantes et la teneur estimée sont obtenues à l'aide de l'équation 5.1 par un simple algorithme de minimisation visant à déterminer le poids des corrections menant à une valeur constante de la teneur estimée pour un enrichissement donné nonobstant le vecteur isotopique considéré. En d'autres mots, on soustrait les corrections isotopiques à la teneur équivalente obtenue de calcul DONJON5 de façon à définir le poids des corrections pour chacune des onze valeurs d'enrichissements étudiés. Ces corrections doivent assurer que les teneurs estimées découlant de cette soustraction ne varient pas en fonction du vecteur isotopique. On cherche donc à définir successivement le poids des corrections isotopiques permettant d'aplatir les courbes présentées à la figure 5.5. Nous nous proposons d'établir le poids des corrections spécifiques à chaque isotope d'intérêt dans un ordre défini selon leurs influences sur l'irradiation (c.-à-d. allant de l'isotope le plus impactant au moins impactant). Dès lors, clarifions que la première correction appliquée est associée au plutonium 239 non pas parce que sa proportion est définie de façon à complémer le vecteur isotopique du MOx (c.-à-d. utilisé comme normalisation), mais bien pour sa nature prépondérante dans les coeurs hétérogènes (cf. tableau 5.1). La figure 5.6 présente la teneur équivalente obtenue de DONJON5 en fonction de la composition isotopique pour différents enrichissements en uranium 235 ainsi que la valeur de cette teneur lorsque les corrections associées aux isotopes d'intérêt sont appliquées. Les figures 5.7 et 5.8 présentent, quant à elles, la teneur estimée du combustible MOx de référence découlant de l'application de l'ensemble des corrections et l'évolution du poids associé à chacune de ces corrections en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

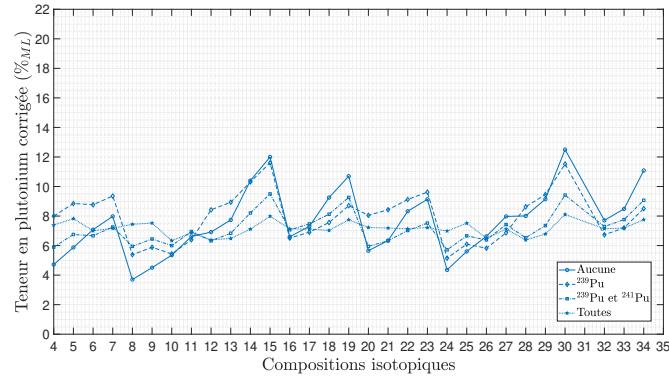
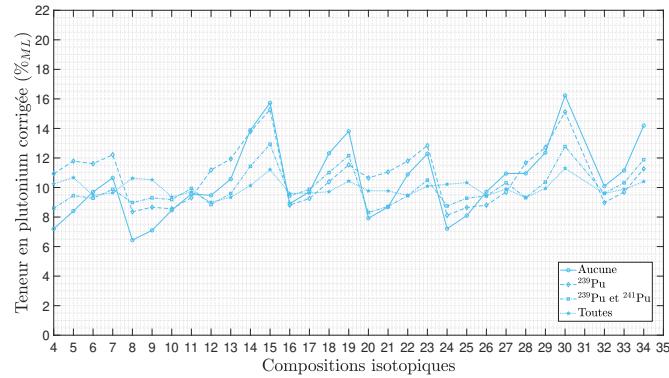
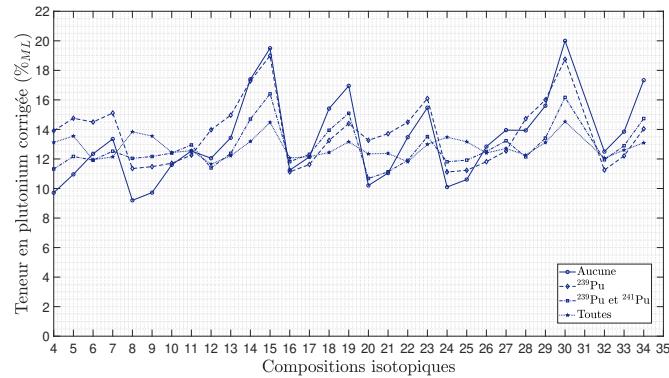
(a)  $\epsilon = 3.0 \text{ \%}_M L$ .(b)  $\epsilon = 4.0 \text{ \%}_M L$ .(c)  $\epsilon = 5.0 \text{ \%}_M L$ .

Figure 5.6 Variation de la teneur en plutonium du combustible MOx en fonction de l'isotopie étudiée pour trois différentes valeurs d'enrichissement en  $^{235}\text{U}$  du combustible UOx. Les teneurs corrigées présentées découlent de l'extraction successive de l'effet des différents isotopes d'intérêt sur la courbe de teneurs équivalentes.

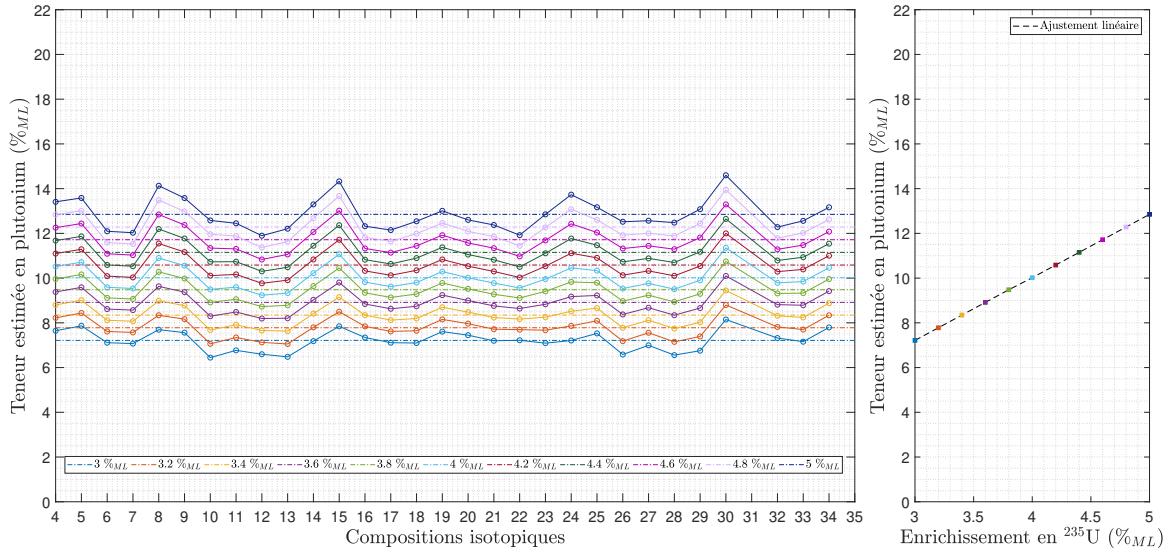


Figure 5.7 Variation de la teneur estimée en plutonium du combustible MOx en fonction de l'isotopie étudiée et de l'enrichissement en  $^{235}\text{U}$  du combustible UOx.

L'algorithme, présenté ci-dessus de façon succincte, ajuste itérativement le poids d'une correction isotopique de façon à minimiser la variance des points formant une courbe de teneur associée à un enrichissement. Une fois le poids d'une première correction atteint pour chaque enrichissement, une démarche identique est répétée pour le prochain isotope. Il est à mentionner que la correction de l'isotope suivant est calculée après avoir extrait de la teneur équivalente les contributions de tous les isotopes précédents. Ainsi, le poids des corrections est successivement déterminé puis un dernier calcul des poids est réalisé pour chaque correction individuellement en connaissance des corrections complémentaires. Cela permet d'assurer que l'ordre des isotopes suivi pour le calcul des poids n'influence pas la valeur de ces derniers. Notons à la figure 5.7 (gauche) que les courbes ne sont pas complètement aplatis par cette méthode et que l'utilisation d'une telle méthode conduit alors à des biais dans l'estimation de la teneur plutonium équivalente. On admet qu'il est possible d'améliorer la formule d'équivalence adoptée en ajoutant des noeuds de calculs aux différentes dimensions (c.-à-d. une valeur de concentration aux isotopes à même d'influer significativement la teneur équivalente). D'avantage de noeuds de calcul mèneraient possiblement en un apport de précision sur la valeur de la teneur estimée et des poids de correction découlant de cette méthode. Or, augmenter le nombre de noeuds augmente nécessairement le nombre de compositions isotopique à caractériser et de surcroît le nombre de calculs DONJON5 à réaliser. Cette amélioration du modèle d'équivalence par perturbation n'est donc pas adoptée. De la même façon, l'ajout d'isotope

pris en compte dans le vecteur isotopique pourrait permettre d'atteindre une meilleure précision, toujours aux dépens du temps de calcul. Il est probable qu'ajouter une dimension au modèle par perturbation permet une meilleure évaluation de l'influence des inventaires composant les combustibles étudiés et, par conséquent, mène à une teneur estimée plus précise. Toutefois, cela engendre nécessairement des coûts significatifs. Au final, on opte plutôt pour une moyenne sur les courbes ajustées. Cette approximation amène un biais additionnel, notamment pour les enrichissements plus élevés qui décrivent une oscillation plus importante de la teneur estimée en fonction de la composition isotopique. La figure 5.7 (droite) présente les valeurs de teneur équivalente découlant de la moyenne calculée sur les courbes de la figure 5.7 (gauche) ainsi que l'approximation linéaire construit sur ces valeurs en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx. Cet ajustement correspond à l'évolution de la teneur estimée (c.-à-d. l'équivalence pour le vecteur isotopique MOX1 en fonction de l'enrichissement en uranium 235) utilisée pour la suite.

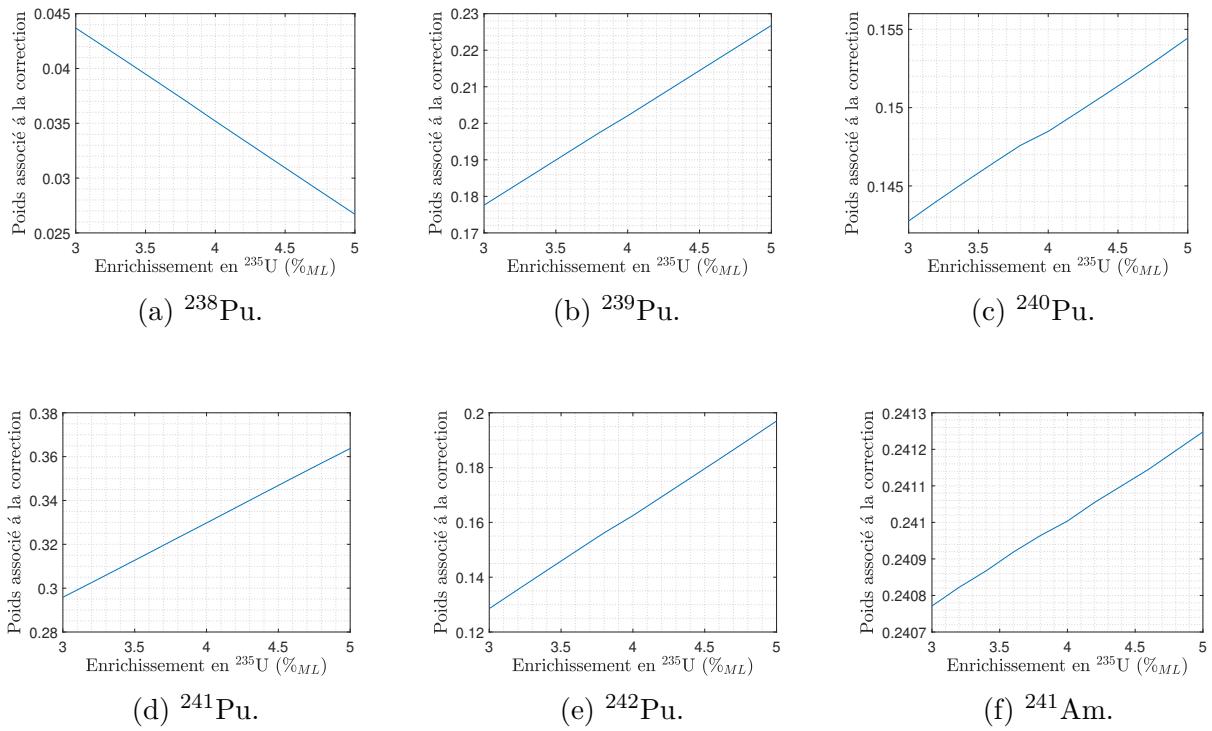


Figure 5.8 Évolution des poids associés aux différentes corrections appliquées à la teneur estimée du combustible MOX1 en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

### 5.2.2 Importance de la correction en fonction des paramètres

On s'intéresse maintenant à analyser l'évolution des poids associés aux différentes corrections afin, d'une part, d'étudier l'influence des isotopes d'intérêt sur la teneur équivalente du combustible MOx et, d'autre part, de valider que la variation du contenu massique engendre les comportements prévus par la littérature pour ce combustible. Notons, d'abord, que le poids de la majorité des corrections augmente en fonction de l'enrichissement en uranium 235 ce qui laisse croire que l'influence des isotopes composant le vecteur plutonium est d'autant plus significative que l'assemblage UOx composant le cœur étudié est fortement enrichi. Ce comportement est une conséquence de la teneur estimée plus forte pour des enrichissements en uranium 235 élevés. En effet, une teneur estimée plus importante entraîne nécessairement un inventaire plus fort en plutonium et de surcroît une contribution plus marquée des isotopes composant le vecteur plutonium sur les comportements neutroniques du combustible MOx. Cette constatation est vraie pour l'ensemble du vecteur plutonium à l'exception du plutonium 238. Il est à mentionner que la correction associée au plutonium 238 diffère des autres isotopes non seulement par la forme retranscrite par l'évolution des poids, mais également par l'ordre de grandeur de ces derniers. En s'appuyant sur le fait que le poids associé à leur correction est plus important et par conséquent, est susceptible de mener à des corrections plus importantes, on admet que le plutonium 239 et 241 sont à même d'influer grandement la teneur équivalente découlant de ce modèle. Cette constatation est en accord avec la physique attendue. Il faut néanmoins rester prudent, car un grand poids ne témoigne pas nécessairement d'une correction plus importante. En effet, l'américium 241 n'entraîne pas une correction considérable, lorsque confronté au plutonium 239 et 241, de par le fait que le poids multiplie une différence significativement plus petite que les autres isotopes évoqués. Finalement, notons que certains poids varient plus fortement en fonction de l'enrichissement en uranium 235.

### 5.2.3 Précision de la méthode

La figure 5.9 compare la teneur équivalente découlant des calculs DONJON5 (carré blanc) et du modèle d'équivalence développé (trait orange) afin d'illustrer les biais engendrés par ce dernier. Remarquons, dans un premier temps, que le modèle retranscrit fidèlement l'évolution de la teneur équivalente pour des isotopies caractérisées par une concentration en isotope fissile plus faible. En effet, on relève une déviation de la teneur équivalente prédictive inférieure à 1 %<sub>ML</sub> pour les compositions isotopiques MOX28 et MOX33 présentées respectivement à la figure 5.9 (b) et (c).

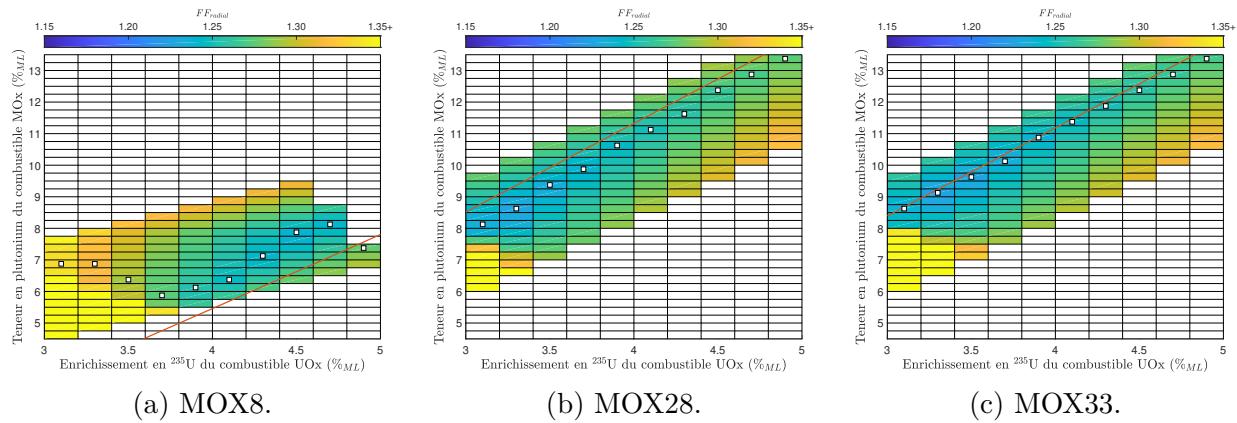


Figure 5.9 Comparaison entre la teneur en plutonium équivalente obtenue des calculs DON-JON5 (carré blanc) et du modèle d'équivalence par perturbation (trait orange) pour des compositions isotopiques d'intérêt.

Malgré cette déviation considérable, le modèle conduit à des facteurs de puissance inférieurs à 1.3 pour l'ensemble des coeurs découlant des combustibles construits via la formule d'équivalence développée ici. De ces deux vecteurs isotopiques, on constate qu'un vecteur de faible qualité induit une teneur équivalente plus importante permettant d'éviter partiellement le domaine gouverné par la puissance des assemblages MOx nonobstant la variation de l'enrichissement des assemblages UOx voisins. La figure 5.9 (a) illustre clairement cette limite du modèle résultant de l'approximation de l'évolution de la teneur équivalente en fonction de l'enrichissement par une loi linéaire. Or, l'erreur sur la teneur résultant du modèle d'équivalence par perturbation est particulièrement forte pour une plage d'enrichissement entre 3.0 et 3.6 %<sub>ML</sub>. La figure 5.10 présente la distribution des erreurs relatives calculées entre la teneur équivalente tirée de la nappe de facteur de puissance et celle prédicta au moyen du modèle d'équivalence par perturbation. L'erreur relative est prise ici comme l'égale à la différence entre la teneur prédicta au moyen du modèle d'équivalence et la teneur relevée des nappes rapportée à la valeur prédicta. Pour faciliter l'étude des erreurs relatives obtenues, la distribution est séparée pour des enrichissements en uranium 235 du combustible UOx compris entre 3.0 et 3.6, 3.8 et 4.4 puis 4.6 et 5.0 %<sub>ML</sub>.

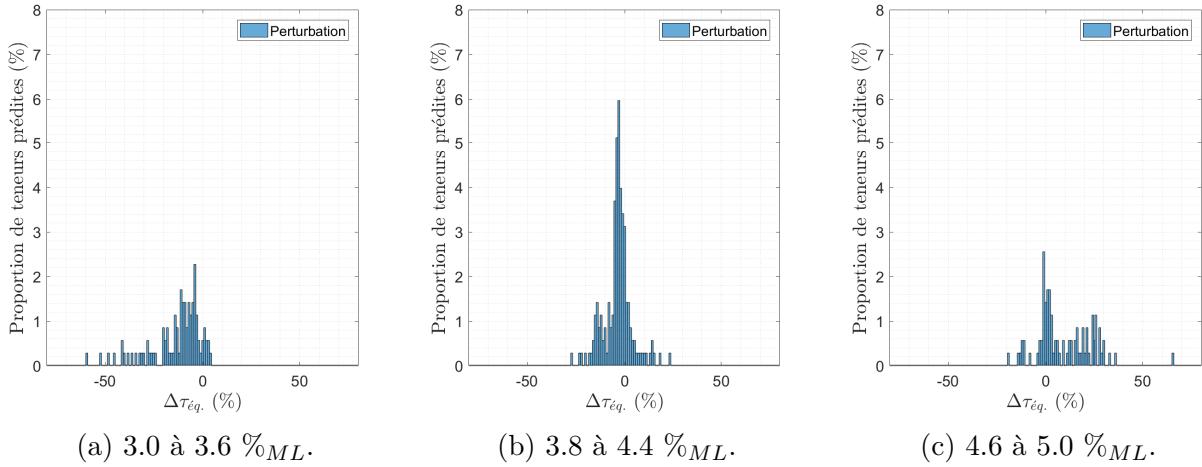


Figure 5.10 Distribution des erreurs relatives calculées entre la teneur équivalente tirée des nappes de facteur de puissance et celle prédictée au moyen du modèle d'équivalence par perturbation pour des enrichissements compris entre (a) 3.0 et 3.6, (b) 3.8 à 4.4 puis (c) 4.6 et 5.0 %<sub>ML</sub>.

On relève des figures 5.10 (a) et (c) que le modèle par perturbation tend à sous-estimer et surestimer les teneurs équivalentes pour des enrichissements faibles et forts en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, respectivement. Cela est dû, d'une part, au faible nombre de résultats pour des enrichissements élevés et, d'autre part, à l'approximation linéaire de l'évolution de la teneur équivalente pour de faibles enrichissements. Citons également la perte de précision caractéristique des méthodes de perturbations lorsqu'on s'éloigne de la référence, soit la composition MOX1 en l'occurrence. Il est à mentionner que la teneur équivalente prédictée pour des enrichissements entre 3.8 et 4.0 %<sub>ML</sub> apparaît légèrement sous-estimée. En effet, on remarque que l'espérance découlant de la distribution des erreurs relatives n'est pas nulle. Les erreurs relatives importantes (c.-à-d. supérieures à 10 %) pour un enrichissement entre 4.6 et 5.0 %<sub>ML</sub> découlent de la considération d'une valeur sous-estimée de la teneur équivalente tirée de la nappe dans le calcul de l'erreur. En effet, pour ce domaine d'enrichissement, un vecteur plutonium caractérisé par une forte concentration en isotope fissile entraîne une réactivité au-delà des limites imposées par la concentration de bore ce qui conduit à l'omission de ces calculs coeurs. Conséquemment, certaines teneurs équivalentes issues des nappes sont plus faibles que la teneur menant réellement au facteur de puissance minimal. Cette observation est bien illustrée à la figure 5.9 (a). L'erreur relative sur la valeur prédictée de la teneur équivalente n'est donc pas une grandeur à même de juger adéquatement de la précision du modèle développé pour cette plage d'enrichissement. Dès lors, on s'intéresse à vérifier que l'équivalence développée est viable au moyen de compositions additionnelles indépendantes : d'abord,

une composition près de la référence, ensuite, une composition forte en isotope fissile, et enfin, une composition forte en isotope fertile. Ainsi, les trois isotopies introduites au tableau 5.4 sont étudiées. Les nappes résultant des calculs DONJON5 caractérisant ces compositions isotopiques ainsi que la teneur équivalente obtenue au moyen du modèle d'équivalence sont présentées à la figure 5.11.

Tableau 5.4 Composition isotopique des MOx utilisée dans la validation du modèle par perturbation.

| Combustible   | UOx (%)          |                  | PuOx (%)          |                   |                   |                   |                   |                   |
|---------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|               | $^{235}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{238}\text{Pu}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
| $\%X_{MOX36}$ | 0.25             | 99.75            | 2.55              | 54.45             | 25.25             | 8.55              | 7.95              | 1.25              |
| $\%X_{MOX37}$ | 0.25             | 99.75            | 1.50              | 63.75             | 22.00             | 6.50              | 5.50              | 0.75              |
| $\%X_{MOX38}$ | 0.25             | 99.75            | 1.50              | 53.20             | 22.00             | 10.20             | 11.50             | 1.60              |

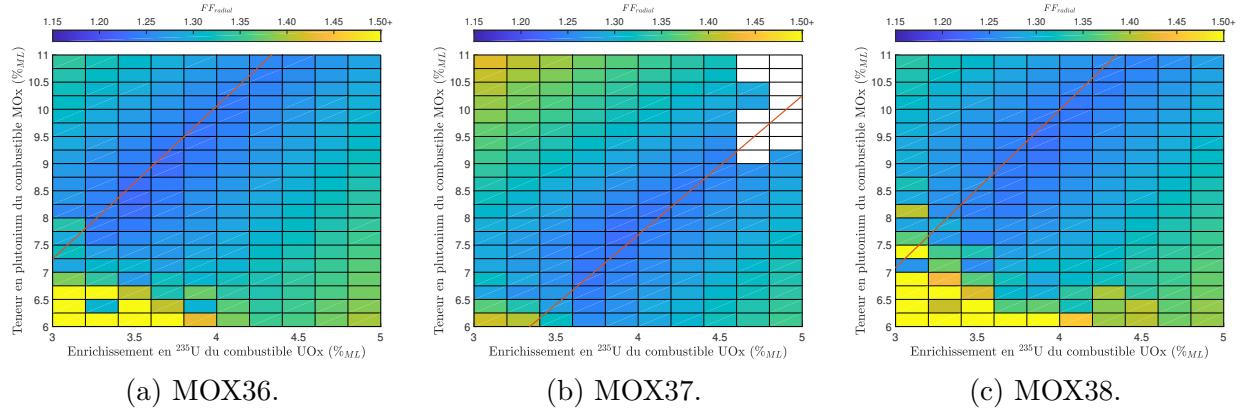


Figure 5.11 Teneur équivalente en plutonium prédite à l'aide du modèle d'équivalence par perturbation (trait orange) en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

La teneur équivalente générée par ce modèle d'équivalence pour les trois compositions additionnelles, au même titre que pour les 32 isotopies discutées précédemment, mène à des facteurs de puissance inférieurs à 1.3 pour des enrichissements en uranium 235 du combustible UOx au-delà de 3.4 %<sub>ML</sub>. Nonobstant les résultats manquants à la figure 5.11 (b), il est possible de prédire l'allure de la nappe pour ce domaine d'enrichissement et l'on estime que la teneur équivalente introduite sur cette nappe mène probablement à des facteurs de puissance acceptables au-delà de 3.4 %<sub>ML</sub>. Toutefois, on relève de la teneur équivalente illustrée à la figure 5.11 (c), un facteur de puissance supérieur à 1.5 pour un enrichissement de

3.1 %<sub>ML</sub>. Cette observation confirme que les hypothèses simplificatrices adoptées dans le développement de ce modèle résultent en une retranscription erronée de l'équivalence entre la puissance des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> pour ce qui est des faibles enrichissements. Par conséquent, on considère que la méthodologie développée dans cette section est à même d'établir des gestions viables pour certains enrichissements en uranium 235 mais que cette formule d'équivalence sous forme de perturbation linéaire limite significativement l'applicabilité de ce modèle quant à l'étude de scénarios atypiques. Mentionnons, finalement, qu'un modèle analogue fut développé pour les autres plans de chargement traités à la section 4.1. Ces modèles mènent également à des équivalences correctes sur une large plage d'enrichissement en uranium 235 ce qui démontre que cette démarche est viable pour d'autres options de gestion.

### 5.3 Équivalence par réseau

Les limitations du modèle d'équivalence par perturbation révélées à la sous-section 5.2 suscitent d'autant plus notre intérêt à développer un second outil visant à relier l'assemblage UO<sub>x</sub> à son équivalent *moxé*. Or, on opte pour un modèle s'appuyant sur la prédiction, au moyen d'appels à un réseau de neurones, du facteur de puissance en fonction des combustibles composant le cœur étudié et du *burnup* cible prédéfini par l'utilisateur. Ainsi, la méthodologie adoptée ici consiste, dans un premier temps, à prédire un vecteur de facteur de puissance pour un enrichissement en uranium 235 fixé du combustible UO<sub>x</sub> et un intervalle de teneurs en plutonium considérées (c.-à-d. de 4.5 à 13.5 %<sub>ML</sub>) et, dans un second temps, à sélectionner la combinaison de combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> associé au plus faible facteur de puissance du vecteur ainsi prédit.

#### 5.3.1 Construction de la base de données pour l'apprentissage du réseau

Un effort important est accordé à la construction rigoureuse d'une base de données à des fins d'entraînement d'un tel réseau. La base de données rassemble les facteurs de puissance radiaux résultant de plusieurs centaines de calculs coeurs REP 900 hybride. La composition des coeurs s'appuie sur un espace multidimensionnel constitué des paramètres d'intérêt suivants : l'enrichissement en 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> ainsi que son vecteur isotopique et la durée du cycle d'irradiation. On adopte la simplification selon laquelle la durée du cycle est explicitement reliée à l'enrichissement en uranium 235 découlant du cœur 100 % UO<sub>x</sub>. Or, cette dimension n'est pas considérée dans la construction de la base de données utilisée lors de l'entraînement de ce modèle. De par le fait que le balayage régulier de l'espace multidimensionnel d'intérêt est susceptible d'induire des biais de convergence lors du processus d'apprentissage du réseau de neurones, il ne s'avère pas

viable d'utiliser les résultats obtenus des calculs DONJON5 réalisés dans la construction des nappes de facteur de puissance pour l'entraînement de ce second modèle. On se doit donc de lancer de nouveaux calculs coeurs générés selon un échantillonnage défini au moyen d'une approche LHS [18].

### 5.3.2 Apprentissage du réseau

En connaissance des considérations évoquées, 1500 calculs DONJON5 modélisant des coeurs REP 900 hybrides caractérisés par des combustibles divers sont réalisés. Parmi ces calculs, 84 sont rejetés car ils dépassent les critères de réactivité (concentration de bore) à l'image de la démarche adoptée dans le précédent modèle. Le sujet de cette maîtrise n'étant pas d'optimiser l'utilisation des mathématiques avancées telle que l'intelligence artificielle dans des problèmes de physiques des réacteurs, la base de donnée est volontairement sur-dimensionnée afin d'assurer un échantillonnage suffisant pour la précision souhaitée. Une étude exhaustive de la précision des résultats obtenus en fonction des caractéristiques de l'échantillonnage, en particulier quant au sur-dimensionnement de la base de données, serait fort coûteuse et, donc, n'est pas jugée nécessaire ici.

Ainsi, les facteurs de puissance radiaux en fin de cycle résultant de ces 1416 calculs retenus sont extraits puis rassemblés dans une base de données. À partir de cette dernière, plusieurs réseaux de neurones décrivant des architectures distinctes sont construits afin d'étudier succinctement les principales topologies introduites dans la littérature ainsi que la fidélité de leur réponse dans le cas étudié ici. On cherche donc à optimiser la topologie du réseau développé afin d'obtenir une prédiction précise du facteur de puissance en fonction des paramètres d'entrée considérés. Ainsi, les propriétés suivantes font l'objet d'une caractérisation rigoureuse : la fonction d'activation, le nombre de couches et le nombre de noeuds associés à ces couches.

Une brève revue de l'état de l'art indique que plusieurs approches sont adoptées par la communauté scientifique. Ainsi, on envisage, dans un premier temps, une structure réduite (c.-à-d. une seule couche cachée) puis, dans un second temps, une structure complexe (c.-à-d. plusieurs couches cachées). En s'appuyant sur l'approche proposée par Hecht-Nielsen [16], elle-même basée sur les travaux de Kolmogorov [42], on débute cette étude par une seule couche cachée constituée de  $2N + 1$  noeuds,  $N$  étant le nombre de paramètres d'entrée. Des réseaux sont alors construits pour un nombre de noeuds fixé à cette valeur au moyen des cinq fonctions d'activation suivantes : linéaire, sigmoïde, tangente hyperbolique, ReLU (**R**ectified **L**inear **U**nit) et SELU (**S**caled **E**xponential **L**inear **U**nit). On déduit, via la précision de leur réponse, que les fonctions d'activation tangente hyperbolique et sigmoïde sont mieux adaptées à notre problème. Il est à mentionner que la loi générale introduite dans [16] est déduite de

la reproduction de fonctions continues par des fonctions d'activation significativement plus complexes que celles retenues ici. Or, pour assurer une précision optimale, une multitude de réseaux sont entraînés puis confrontés pour un nombre de noeuds compris entre  $N$  et  $3N + 2$ . On poursuit cette étude par le traitement de réseaux constitués de plusieurs couches. Kurkova [43] recommande l'utilisation de deux couches cachées pour des fonctions d'activation simples. Huang [44], quant à lui, montre que le nombre de noeuds constituant, respectivement, la première et seconde couche cachée peut être donné par

$$\sqrt{(m+2)N} + 2\sqrt{N/(m+2)} \quad (5.5)$$

et

$$m\sqrt{N/(m+2)}, \quad (5.6)$$

où  $m$  est le nombre de paramètres sortants. À nouveau, on varie le nombre de noeuds autour des grandeurs proposées par souci de rigueur. Enfin, la littérature nous informe qu'une topologie de réseau peut mener à des résultats considérablement différents à chaque entraînement même si sa structure et les données d'entrée sont inchangés [45]. Ainsi, on répète plusieurs fois les approches explicitées, puis la capacité des réseaux obtenus à reproduire fidèlement la formule d'équivalence recherchée est évaluée.

### 5.3.3 Précision du modèle

Nous nous proposons de comparer la précision des réponses découlant de différentes topologies de réseau situant ainsi les constatations évoquées dans le contexte de cette étude. À cet effet, la figure 5.12 présente la distribution des différences relatives calculées entre le facteur de puissance prédit par le réseau et calculé par DONJON5 pour trois topologies distinctes. La différence relative est calculée sur les facteurs de puissance obtenus des coeurs évalués dans la construction du modèle par perturbation (c.-à-d. pour les 32 compositions isotopiques). Ces résultats, de par le fait qu'ils soient nombreux et indépendants du réseau généré, sont à même de juger de la capacité de cet outil à prédire le facteur de forme pour différents combustibles. L'écart relatif est pris ici comme l'égale à la différence entre le facteur de puissance prédit par le réseau et calculé par DONJON5 rapportée à la valeur calculée par DONJON5. Il est à mentionner qu'une étude préliminaire de la structure à deux couches montre que cette dernière entraîne une réponse moins précise ici. Dès lors, cette architecture n'est pas sujette à un travail d'optimisation. En s'appuyant sur les distributions des écarts relatifs présentées à la figure 5.12, on adopte la topologie à une couche cachée reposant sur la tangente hyperbolique (cf. tableau 5.5).

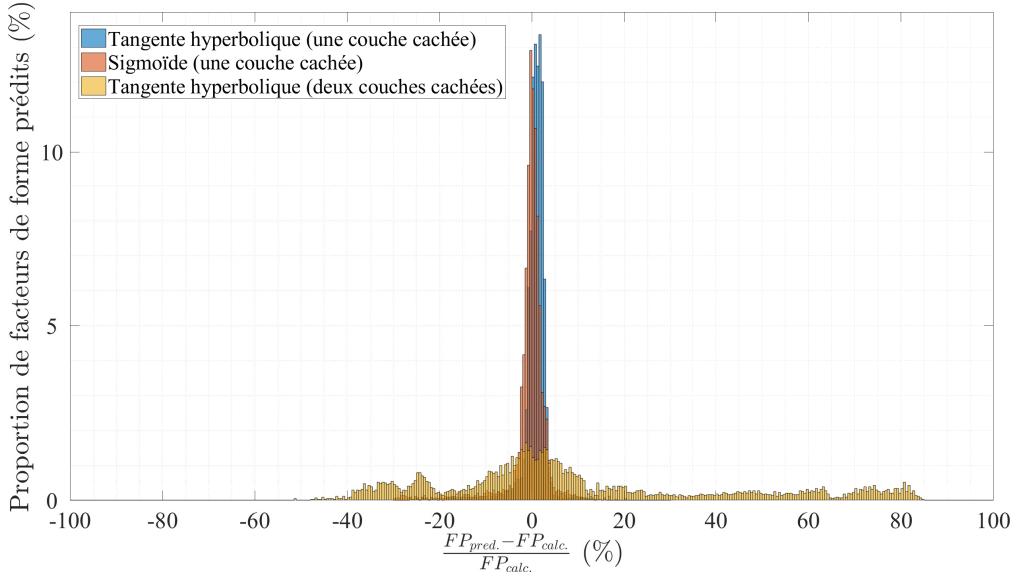


Figure 5.12 Distribution des erreurs relatives calculées entre les facteurs de puissance obtenus via un calcul DONJON5 et les réseaux de neurones.

Tableau 5.5 Topologie du réseau de neurones entraîné.

| Couche | Dimension de sortie | Activation            | Nombre de paramètre |
|--------|---------------------|-----------------------|---------------------|
| 1      | 7                   | Linéaire              | 56                  |
| 2      | 14                  | Tangente hyperbolique | 112                 |
| 3      | 1                   | Linéaire              | 15                  |

Pour ce qui est de l'architecture retenue, on relève de cet histogramme que 94.26 % des facteurs de puissance prédits décrivent des erreurs relatives inférieures à 5 %. Notons néanmoins que 1.28 % des prédictions engendrent des erreurs en valeur absolues supérieures à 15 % (c.-à-d. une erreur absolue d'environ 0.2). Or, nonobstant leur proportion très faible, une erreur relative considérable est à même d'influer significativement la détermination de la teneur équivalence et la précision du modèle. Rappelons que l'approche adoptée pour le modèle d'équivalence par réseau consiste à prédire le facteur de puissance en fonction de la teneur en plutonium pour un enrichissement en uranium 235 donné puis d'identifier, via ces prédictions, la combinaison des combustibles à utiliser dans la suite (teneur minimisant le facteur de puissance). Ainsi, la sous-estimation du facteur de puissance a d'autant plus d'impact puisqu'elle est susceptible d'induire une teneur équivalente faussée menant réellement à des facteurs de puissance trop importants.

Afin de comparer les modèles d'équivalence développés, la distribution des déviations enregistrées entre la teneur équivalente résultant des modèles et tirée des nappes est divisée, comme précédemment, pour des enrichissements en uranium 235 compris entre 3.0 et 3.6, 3.8 et 4.4 puis 4.6 et 5.0 %<sub>ML</sub> (cf. figure 5.13).

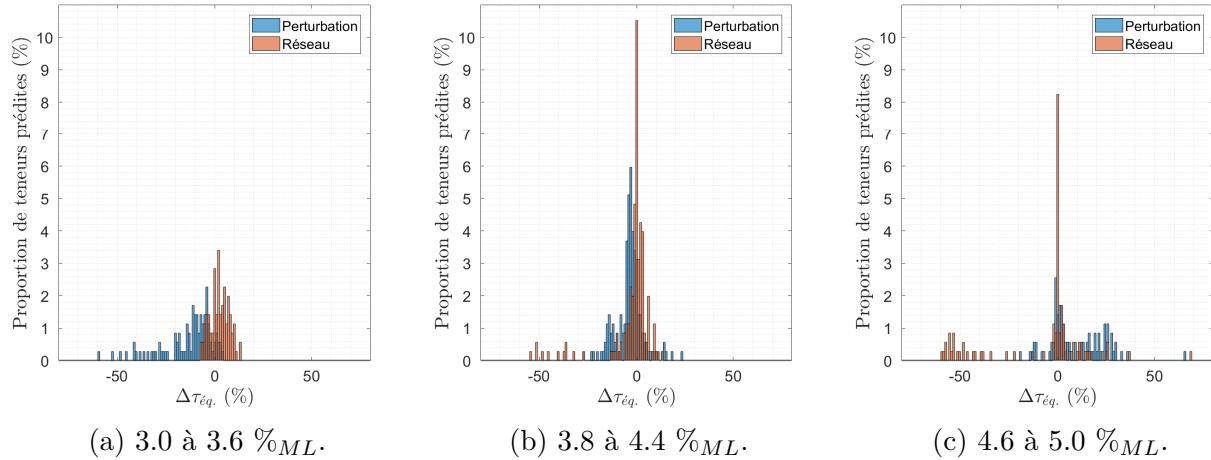


Figure 5.13 Distribution des erreurs relatives calculées entre la teneur équivalente tirée des nappes de facteur de puissance et celle prédite au moyen du modèle d'équivalence par perturbation et par réseau pour des enrichissements compris entre (a) 3.0 et 3.6, (b) 3.8 à 4.4 puis (c) 4.6 et 5.0 %<sub>ML</sub>.

On voit que le modèle par réseau induit des teneurs équivalentes en général plus près des valeurs prévues par les nappes générées via DONJON5. Le coefficient de variation, noté CV, est introduit comme mesure de la qualité de la distribution des erreurs calculées sur la teneur équivalente (cf. équation 5.7). Ce coefficient consiste en l'écart type  $\sigma$  rapporté à la moyenne  $\mu$ . Les modèles d'équivalence par réseau et par perturbation mènent respectivement à des valeurs du CV de 7.07 et 226.80. En s'appuyant sur cette mesure, on confirme que la formule d'équivalence par perturbation est susceptible d'induire des biais plus importants. Notons néanmoins que le modèle par réseau peut engendrer de plus fortes déviations dans le domaine d'enrichissement élevé. Ces erreurs, allant jusqu'à 50 %, peuvent être attribuées à deux facteurs. D'une part, certaines teneurs équivalentes issues des nappes sont erronées pour les isotopies caractérisées par une forte concentration en isotope fissile. D'autre part, il est difficile d'obtenir suffisamment de résultats pour assurer une prédiction correcte des facteurs de puissance des coeurs composés des combustibles très fort en isotope fissile puisque ces gestions mènent à des réactivités surpassant les dispositions imposées par la concentration limite en bore soluble. En somme, cette problématique nuit doublement à la précision de ce

modèle sur ce domaine d'enrichissement.

$$\text{Coefficient de variation} = CV = \frac{\sigma}{\mu}. \quad (5.7)$$

Finalement, la nappe découlant des compositions isotopiques indépendantes introduites à la section 5.2 ainsi que la teneur équivalente obtenue au moyen des deux modèles d'équivalence sont présentées à la figure 5.14. On constate que le modèle par réseau (trait jaune) retranscrit une évolution de la teneur équivalente clairement plus fidèle, particulièrement pour de faibles enrichissements, lorsque confronté aux résultats du modèle par perturbation (trait orange).

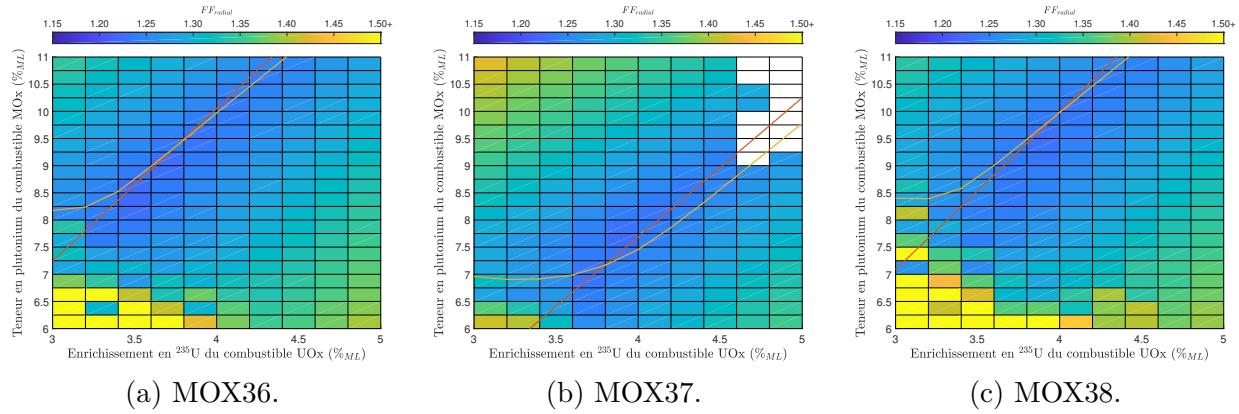


Figure 5.14 Teneur équivalente en plutonium prédite à l'aide du modèle d'équivalence par perturbation (trait orange) et par réseau (trait jaune) en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx.

## Conclusion

Dans ce chapitre, les effets d'hétérogénéité engendrés dans le coeur hybride par les comportements neutroniques caractéristiques différents des combustibles UOx et MOx sont adressés. L'irradiation de ces combustibles nécessite la mise en oeuvre d'une méthodologie visant à définir un coeur hétérogène menant à un fonctionnement nominal adéquat. Rappelons que le schéma de calcul adopté débute par l'établissement de l'enrichissement en uranium 235 critique pour un coeur composé entièrement de combustible UOx. La teneur en plutonium du combustible MOx est ensuite définie en correspondance avec l'enrichissement ainsi obtenu. L'objectif de cette équivalence entre ces combustibles est, d'une part, d'assurer l'atteinte du *burnup* cible nonobstant le remplacement des assemblages UOx par des assemblages MOx, et d'autre part, d'assurer la prise en compte de la qualité du vecteur isotopique dans la définition de la teneur en plutonium des assemblages MOx. En s'appuyant sur le fait que des

puissances similaires mesurées sur les assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> diminuent les effets d'hétérogénéités, on adopte le facteur de puissance radial calculé en fin de cycle comme mesure d'équivalence entre les combustibles composant le cœur hétérogène étudié ici. Ultimement, cette équivalence fournit une teneur en plutonium utilisée dans la fabrication du combustible MO<sub>x</sub> chargé dans le REP 900 hybride simulé lors de l'appel via CLASS au calcul DONJON5.

Deux approches distinctes sont introduites puis comparées, une première reposant sur des perturbations appliquées à une teneur en plutonium d'un combustible MO<sub>x</sub> de référence et une seconde s'appuyant essentiellement sur la prédiction de la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> par des réseaux de neurones. Ces deux méthodes considèrent l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la composition isotopique du combustible MO<sub>x</sub> et la longueur de campagne dans l'élaboration de la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> chargé. De la caractérisation de ces deux modèles d'équivalence, on relève que l'approche par réseau prédit avec une très bonne précision le facteur de puissance et, par conséquent permet d'identifier correctement la teneur en plutonium menant au plus faible facteur de puissance, et ce sur l'ensemble de la plage d'enrichissement d'intérêt. Ainsi, le modèle d'équivalence par réseau est implémenté, dans la suite, au schéma de calcul cœur retenu.

Finalement, le schéma de calcul implémenté dans CLASS pour la modélisation des réacteurs est relativement simple. D'abord, un cœur composé entièrement de combustible UO<sub>x</sub> est caractérisé au moyen d'un calcul DONJON5 afin d'établir l'enrichissement en uranium 235 critique. Ensuite, le modèle d'équivalence par réseau présenté dans ce chapitre identifie la teneur équivalente en plutonium des assemblages MO<sub>x</sub> en correspondance avec l'enrichissement en uranium 235 résultant du calcul cœur 100 % UO<sub>x</sub> et la composition isotopique du plutonium. La fabrication du combustible MO<sub>x</sub> dans CLASS est dès lors définie en fonction de l'isotopie du plutonium disponible dans les stocks. Le tout assure, d'une part, l'atteinte de la cible de *burnup* et d'autre part, un facteur de puissance acceptable sur l'ensemble du cycle. Une fois les combustibles neufs UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> définis respectivement par le modèle de fabrication et le modèle d'équivalence, l'évolution isotopique sous irradiation est simulée par un calcul DONJON5. Avant de présenter les scénarios réalisés pour quantifier l'apport en précision de tels modèles, nous nous proposons de réduire les coûts du calcul cœur par l'adoption de quelques méthodes d'accélération. Or, l'accélération du calcul DONJON5 est présentée dans le chapitre suivant.

## CHAPITRE 6 ACCÉLÉRATION DU CALCUL COEUR

La modélisation du cœur hétérogène adoptée au chapitre 4 est sujette à un processus de simplification additionnel afin de limiter le nombre de calculs DONJON5 à effectuer à chaque simulation de cycle et, par conséquent, les coûts de calcul engendrés. Pour ce faire, des structures de calcul réduites sont programmées en s'appuyant sur la prédiction des paramètres physiques et neutroniques suivants : l'enrichissement en uranium 235 nécessaire à l'atteinte du *burnup* cible sous condition de réserve de réactivité nulle en fin de cycle, la concentration de bore nécessaire à l'atteinte de la criticité du cœur à chaque instant et l'irradiation moyenne au rechargement des différents assemblages résultant de la gestion du combustible étudiée. Dès lors, l'objectif de ce chapitre est, d'une part, de présenter les différentes méthodologies développées pour la prédiction de ces paramètres d'intérêt et, d'autre part, d'isoler et d'analyser les biais engendrés par la prédiction de ces derniers, lorsque comparée au schéma de calcul cœur rigoureux développé précédemment. Afin d'établir la viabilité du nouveau schéma de calcul cœur accéléré, on s'interroge principalement sur l'influence de ses prédictions sur l'évolution du contenu massique sous irradiation.

Il est à mentionner que, si les options de calcul retenues au chapitre 4 (c.-à-d. le plan de rechargement, la discrétisation géométrique, la discrétisation temporelle, le *tracking* et la taille de l'objet *MULTICOMPO*) sont fixées pour le couplage CLASS-DONJON5, les modèles de prédiction présentés dans ce chapitre sont optionnels et, puisqu'ils induisent nécessairement une perte de précision, peuvent être désactivés par l'utilisateur.

### 6.1 Enrichissement critique en uranium 235

La structure du calcul cœur hétérogène considérée jusqu'à présent consiste, dans un premier temps, à effectuer un calcul DONJON5 100% UO<sub>2</sub> visant à définir l'enrichissement en uranium 235 nécessaire à l'atteinte du *burnup* cible puis, dans un second temps, à effectuer un calcul cœur hétérogène caractérisé par cet enrichissement et la teneur en plutonium équivalente. L'enrichissement en uranium 235 découlant du calcul cœur 100 % UO<sub>2</sub> est dénoté enrichissement critique, dans la suite, par souci de concision. Rappelons que l'enrichissement critique est obtenu selon l'approche suivante : des calculs coeurs caractérisant respectivement la borne inférieure et supérieure de l'enrichissement en uranium 235, soit 3.0 et 5.0 %<sub>ML</sub>, sont réalisés, puis, au moyen d'appels successifs au module FIND0 ;, l'enrichissement est ajusté de façon à induire une réserve de réactivité nulle pour une longueur de campagne prédéfinie. Il est à mentionner que ces calculs sont réalisés à bore nul sur l'ensemble de l'irradiation afin

d'éviter les coûts engendrés par la détermination de la concentration en bore critique effectué à chaque pas de temps.

De par le fait que le calcul coeur 100 % UOx est utilisé uniquement afin d'établir l'enrichissement critique, on s'intéresse à définir une relation entre cette grandeur et la durée du cycle prédéfinie par l'utilisateur de façon à éviter entièrement ce calcul préliminaire et, par conséquent, réduire les coûts découlant de ce schéma de calcul. À cet effet, des calculs coeurs 100 % UOx sont réalisés pour différents *burnups* cibles puis l'enrichissement critique est extrait de ces derniers. Il est à noter qu'un domaine de campagne allant de 260 à 390 jours (équivalents pleine puissance) est couvert uniformément de façon à englober adéquatement la durée de cycle de référence (c.-à-d. 280 jours) ainsi que la multitude de gestions proposées par la littérature et l'exploitation du programme PARITÉ MOX [5, 25, 37]. La figure 6.1 présente les enrichissements en uranium 235 découlant de cette approche pour différentes durées du cycle d'irradiation ainsi qu'un ajustement illustrant la relation entre ces paramètres.

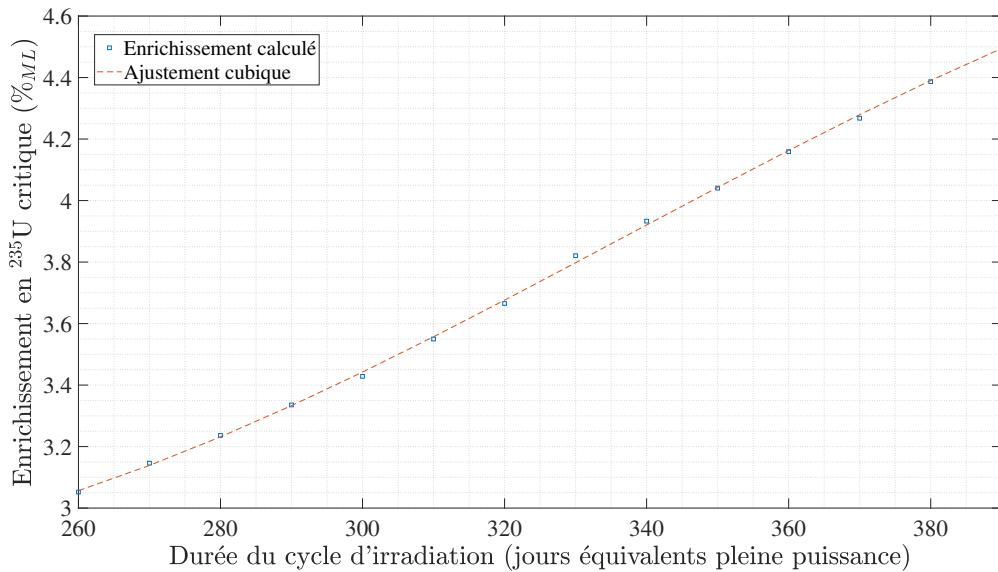


Figure 6.1 Évolution de l'enrichissement critique en uranium 235 du combustible UOx en fonction de la durée du cycle prédéfinie par l'utilisateur. Les marqueurs carrés représentent les enrichissements découlant du calcul coeur 100% UOx, alors que le trait pointillé correspond à un ajustement cubique construit sur ces derniers.

On constate, via l'ajustement illustré, qu'il est possible de reproduire fidèlement l'évolution de l'enrichissement critique en fonction du *burnup* cible au moyen d'une relation simple, en l'occurrence, un ajustement cubique. Ainsi, le schéma de calcul réduit s'appuie sur cet ajustement pour la prédiction de l'enrichissement en uranium 235 caractérisant les assemblages

UOx composant le cœur hétérogène étudié. Ce dernier est défini par l'équation 6.5.

$$\epsilon_{\text{crit.}}(t_{\text{cycle}}) = A \cdot t_{\text{cycle}}^3 + B \cdot t_{\text{cycle}}^2 + C \cdot t_{\text{cycle}} + D , \quad (6.1)$$

où  $\epsilon_{\text{crit.}}$  et  $t_{\text{cycle}}$  correspondent à l'enrichissement critique en uranium 235 ( $\%_{ML}$ ) et la durée du cycle en jours (équivalents pleine puissance), respectivement. Les constantes  $A$  à  $D$  sont déterminées empiriquement et présentées au tableau 6.1.

Tableau 6.1 Détails de l'ajustement généré pour la prédiction l'enrichissement critique.

| A<br>(% <sub>ML</sub> )  | B<br>(% <sub>ML</sub> ) | C<br>(% <sub>ML</sub> )  | D<br>(% <sub>ML</sub> ) |
|--------------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------------|
| $-2.6381 \times 10^{-7}$ | $2.6641 \times 10^{-4}$ | $-7.7394 \times 10^{-2}$ | 9.8066                  |

De la figure 6.1, il est possible de relever une faible déviation sur l'enrichissement en uranium 235 prédit par cet ajustement, lorsque rapportée à la valeur calculée via DONJON5. Les déviations les plus importantes observées correspondent à une surestimation de 0.014 et une sous-estimation de 0.023  $\%_{ML}$ . Afin d'évaluer l'influence d'un tel biais sur l'évolution de la réactivité du cœur 100% UOx, on s'intéresse à étudier la concentration en bore nécessaire à l'atteinte de la criticité pour des coeurs composés de la valeur calculée et prédite de l'enrichissement critique. La figure 6.2 introduit l'évolution de la concentration critique en bore soluble pour des cycles d'irradiation variés pour des coeurs caractérisés par l'enrichissement critique calculé (marqueurs +) et prédit (marqueurs carrés). La superposition des courbes calculées et prédites témoigne du biais négligeable engendré par la prédiction de ce paramètre. Dans un souci de présentation, les concentrations en bore (en début et fin de cycle d'irradiation) découlant du calcul rigoureux et de la prédiction de l'enrichissement critique en uranium 235 sont également présentées au tableau 6.2. Notons une réserve de réactivité non nulle en fin de cycle, soit une concentration en bore de quelques ppm, pour les coeurs 100 % UOx caractérisés par l'enrichissement calculé via DONJON5. On constate, via le tableau 6.2, que la simplification du calcul de l'enrichissement critique sans la recherche de criticité tend à surestimer la valeur recherchée. Néanmoins, on juge qu'une concentration en bore de l'ordre de la dizaine de ppm n'est pas significative, lorsque confrontée à l'apport en coût que représenterait le calcul de l'enrichissement critique au moyen d'un calcul cœur critique à chaque pas d'évolution (cf. section 6.2.1).

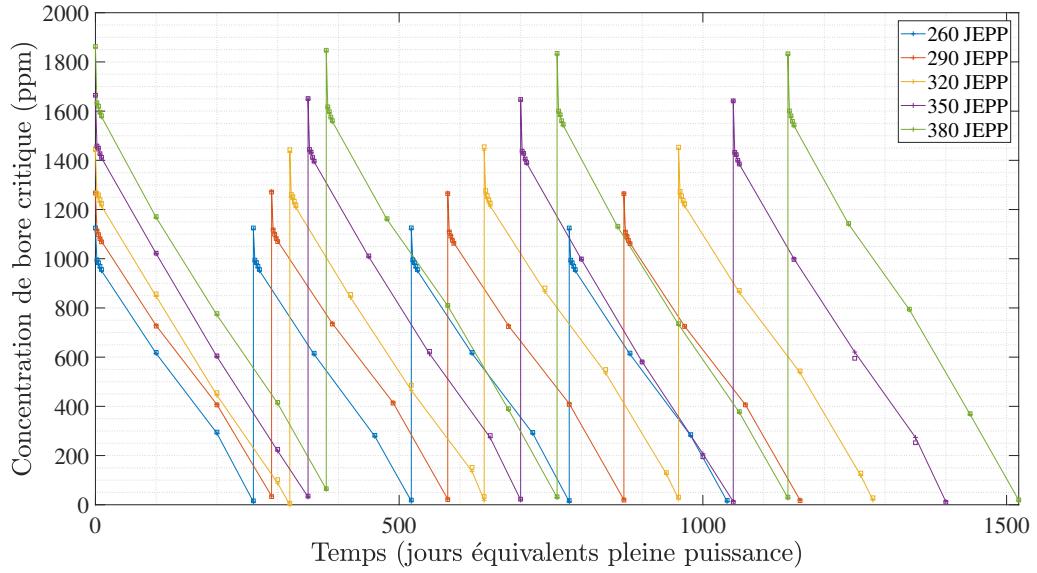


Figure 6.2 Évolution de la concentration de bore critique en fonction de la durée du cycle pour la valeur d'enrichissement critique calculée et prédicté. Les traits et les marqueurs + correspondent à l'évolution résultant de l'enrichissement calculé alors que les marqueurs carrés correspondent aux résultats découlant de l'enrichissement prédict.

Un intérêt est maintenant porté à comparer la concentration en bore découlant du calcul coeur 100% UO<sub>2</sub> caractérisé par l'enrichissement critique calculé et prédict. D'abord, les résultats au tableau 6.2 confirment la relation directe entre l'enrichissement en uranium 235 et la réserve de réactivité et, par conséquent, la durée de la campagne. On constate qu'une sous-estimation de l'enrichissement critique, via l'ajustement cubique, se traduit nécessairement par une concentration en bore moins importante en fin de cycle. Aussi, les écarts relevés entre la concentration en bore résultant de l'enrichissement calculé et prédict sont similaires en début et fin de cycle. On en déduit que l'erreur sur enrichissement critique engendré par la formule de prédiction est susceptible d'induire une déviation initiale sur la réactivité observée, mais n'est pas à même d'influer significativement la forme de l'évolution de cette dernière. Enfin, il est à mentionner que, si la grande majorité des coeurs 100% UO<sub>2</sub> traités mène à des réserves de réactivité non nulles en fin de cycle, l'enrichissement critique prédict pour une longueur de campagne de 330 jours (équivalents pleine puissance) engendre, quant à lui, une concentration en bore nulle au *burnup* cible et, de surcroît, une sous-criticité d'environ 40 pcm en fin de cycle. On admet que cette sous-criticité du coeur est modeste, mais indique une éventuelle faiblesse du schéma de calcul adopté. Ainsi, afin d'éviter d'obtenir des comportements semblables, voire pires, pour d'autres durées de cycle d'irradiation, on envisage simplement d'augmenter l'enrichissement en uranium 235 équivalant à 50 ppm de bore soluble en fonction de l'efficacité

du bore pour le coeur UO<sub>x</sub> considéré (cf. section 6.2.2).<sup>1</sup>

On s'intéresse maintenant à évaluer l'impact d'une déviation de l'enrichissement en uranium 235 sur le calcul coeur hétérogène. D'abord, mentionnons qu'un biais égal à 0.0229 %<sub>ML</sub> sur l'enrichissement du combustible UO<sub>x</sub> se traduit par une teneur équivalente déviée, quant à elle, de 0.046 %<sub>ML</sub>. Une brève étude de la sensibilité du modèle d'équivalence à une variation de l'enrichissement montre que l'erreur sur la teneur est proportionnelle au biais sur l'enrichissement. Ainsi, on admet que la plus grande erreur observée sur la teneur équivalente causée par la prédiction de l'enrichissement critique est inférieure à 0.05 %<sub>ML</sub>. Également, on confronte les inventaires découlant de calculs hétérogènes caractérisés par l'enrichissement critique décrivant la plus grande déviation entre sa valeur calculée et prédite. Les écarts relatifs extraits de ces calculs sont inférieurs à 1.5 % sur l'ensemble des inventaires massiques. Mentionnons que l'écart maximal, soit 1.5 %, est associé à l'inventaire en l'uranium 235 composant les assemblages UO<sub>x</sub> et que l'erreur relative sur cet inventaire est plus importante en fin de cycle qu'à l'initialisation du réacteur. La déviation initiale sur l'inventaire en uranium 235 engendrée par la prédiction de l'enrichissement critique, soit 0.6 % (équivalent à 0.0229 %<sub>ML</sub>), augmente au cours de l'irradiation du coeur hétérogène. En somme, on constate que le biais engendré par la prédiction de l'enrichissement critique a peu d'impact sur la précision du calcul coeur hétérogène et, donc, le modèle proposé est adopté pour la suite.

---

1. Cette correction de l'enrichissement critique en uranium 235 s'appuie sur une relation grossière entre l'efficacité du bore et l'inventaire fissile de l'assemblage UO<sub>x</sub> pour estimer l'ajout en uranium 235 nécessaire à l'obtention d'une réserve de réactivité additionnelle de 50 ppm de bore en fin de cycle.

Tableau 6.2 Écarts (ppm) engendrés sur la concentration en bore critique en début et fin de cycle par la prédiction de l'enrichissement critique en fonction de la durée du cycle d'irradiation.

| Temps de cycle<br>(JEPP) | Cas     | $\epsilon_{\text{crit.}}\text{ (%}_{ML}\text{)}$ | Concentration en bore (ppm) |       |
|--------------------------|---------|--|-----------------------------|-------|
|                          |         |  | DdC                         | FdC   |
| 260                      | Calculé | 3.0520   | 1120.27                     | 13.91 |
|                          | Prédit  | 3.0566   | 1124.87                     | 18.00 |
| 270                      | Calculé | 3.1460   | 1168.58                     | 14.06 |
|                          | Prédit  | 3.1387   | 1160.80                     | 7.41  |
| 280                      | Calculé | 3.2362   | 1212.27                     | 11.76 |
|                          | Prédit  | 3.2314   | 1207.87                     | 7.81  |
| 290                      | Calculé | 3.3354   | 1265.80                     | 18.95 |
|                          | Prédit  | 3.3331   | 1264.14                     | 16.65 |
| 300                      | Calculé | 3.4282   | 1313.53                     | 19.13 |
|                          | Prédit  | 3.4421   | 1327.26                     | 31.08 |
| 310                      | Calculé | 3.5497   | 1378.67                     | 18.24 |
|                          | Prédit  | 3.5569   | 1385.99                     | 24.98 |
| 320                      | Calculé | 3.6652   | 1444.13                     | 19.43 |
|                          | Prédit  | 3.6761   | 1453.59                     | 28.51 |
| 330                      | Calculé | 3.8207   | 1527.53                     | 14.42 |
|                          | Prédit  | 3.7978   | 1505.30                     | 0.00  |
| 340                      | Calculé | 3.9331   | 1588.03                     | 12.37 |
|                          | Prédit  | 3.9205   | 1575.93                     | 2.14  |
| 350                      | Calculé | 4.0403   | 1641.13                     | 12.72 |
|                          | Prédit  | 4.0426   | 1641.66                     | 10.11 |
| 360                      | Calculé | 4.1592   | 1704.68                     | 18.75 |
|                          | Prédit  | 4.1627   | 1707.60                     | 21.41 |
| 370                      | Calculé | 4.2677   | 1764.11                     | 4.69  |
|                          | Prédit  | 4.2792   | 1774.36                     | 15.06 |
| 380                      | Calculé | 4.3866   | 1829.77                     | 18.54 |
|                          | Prédit  | 4.3902   | 1833.21                     | 19.63 |
| 390                      | Calculé | 4.5019   | 1886.41                     | 12.19 |
|                          | Prédit  | 4.4945   | 1879.39                     | 5.83  |

## 6.2 Bore critique

Un effort est également accordé à l'optimisation en coût du calcul du bore critique. Le contrôle de la réactivité du cœur modélisé ici se fait entièrement au moyen de l'apport en réactivité négative induite par ce poison neutronique. Or, une attention particulière est portée, dans un premier temps, à la validation de la structure du calcul avec recherche de criticité introduite des précédents travaux à l'IGN et, dans un second temps, au développement d'un calcul réduit du bore critique assurant une retranscription correcte de l'évolution attendue. Mentionnons que la composition isotopique du bore est fixée afin de limiter le champ d'étude de la recherche de criticité. Les teneurs en isotope 10 du bore naturel caractéristiques de l'exploitation des REP sont comprises entre 19.8 % et 20.1 % [26]. En l'occurrence, le bore soluble modélisé ici décrit une concentration en bore 10 de 19.9 %.

### 6.2.1 Calcul automatique et prédition du bore

Il a été démontré dans [2] qu'il faut modéliser l'évolution du cœur avec détermination du bore critique à chaque pas d'irradiation. En effet, une modélisation simplifiée de l'évolution de la concentration en bore (p. ex. via une concentration fixée nulle ou égale à sa valeur moyennée sur l'évolution) engendre des biais sur les inventaires sortants de l'ordre de quelques pour cent. Or, l'approche envisagée ici et fondée sur ces observations consiste à ajuster itérativement la concentration en bore jusqu'à l'obtention d'un cœur critique, et ce pour chaque pas d'irradiation considéré dans la retranscription de l'évolution. Ainsi, pour une irradiation donnée, des calculs coeurs caractérisant respectivement la borne inférieure et supérieure des concentrations en bore, soit 0.0 et 2750 ppm, sont réalisés. En s'appuyant sur le facteur de multiplication effectif tiré de ces calculs DONJON5, la concentration en bore est ajustée successivement, via des appels au module FIND0 :, jusqu'à la détermination d'une concentration en bore adéquate pour cet instant. De par le fait qu'il s'agit d'une méthode itérative, cette approche est à même d'engendrer des coûts significatifs. Une attention est alors portée à réduire le nombre de calculs nécessaire à la retranscription correcte de l'évolution de la concentration en bore critique sur la longueur naturelle de campagne. La longueur naturelle de campagne est définie, dans la suite, comme la durée de cycle d'irradiation en jours (équivalents pleine puissance) permettant l'atteinte de la criticité avec réserve de réactivité nulle pour un cœur composé de combustibles MOx et UOx quelconques. Il est à mentionner que la longueur naturelle de campagne, telle que définie par les exploitants, prescrit un coussin de réactivité de l'ordre de la dizaine de ppm au *burnup* cible.

La réduction du nombre d'appel à cette procédure itérative s'appuie sur l'évolution identique

pour les cycles subséquents à la mise à l'équilibre du cœur. Rappelons que, pour un cœur à l'équilibre, les inventaires enregistrés à chaque cycle d'irradiation sont équivalents de par le fait que les recharges sont ici supposées homogènes et périodiques. Ainsi, on admet que l'évolution de la concentration en bore à même d'établir la criticité du cœur à l'équilibre peut être approximée identique entre chaque cycle. La simplification proposée consiste alors à réaliser une recherche de criticité uniquement sur les pas d'irradiation correspondant au premier cycle de fonctionnement nominal puis d'en extraire la concentration en bore de façon à l'appliquer directement aux cycles suivants. La figure 6.3 introduit l'évolution de la concentration en bore critique découlant de calculs coeurs caractérisés par différentes isotopies et longueurs de campagne. Notons que les longueurs naturelles de campagne traitées, soit 305, 346 et 390 jours (équivalents pleine puissance) découlent d'enrichissement en uranium 235 critique de 3.50, 4.00 et 4.50 %<sub>ML</sub>, respectivement. La teneur en plutonium du combustible MOx considéré dans ces calculs est, quant à elle, définie via le modèle d'équivalence. Sur cette figure, on confronte les concentrations en bore obtenues au moyen d'une recherche de criticité sur l'ensemble de l'irradiation (traits et marqueurs +) aux concentrations du premier cycle retranscrites sur les cycles supplémentaires (marqueurs carrés). À nouveau, la validité de cette simplification est confirmée par la superposition de l'évolution complète et simplifiée. Dans un souci de présentation, les déviations relevées du dernier cycle présenté sont tout de même récapitulées au tableau 6.3.

Tableau 6.3 Écarts (ppm) engendrés sur la concentration en bore critique en début et fin de cycle par la prédiction de l'enrichissement critique en fonction de la durée du cycle d'irradiation ( $t_{cycle}$ ).

| Cas  | $t_{cycle}$<br>(JEPP) | Écart sur la concentration en bore (ppm) en fonction du temps (JEPP) |        |        |        |        |        |        |        | $t_{cycle}$ |
|------|-----------------------|--|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|-------------|
|      |                       | 0.0  | 2.5    | 5.0    | 7.5    | 10.0   | 100.0  | 200.0  | 300.0  |             |
| MOX1 | 305                   | 6.63   | 7.74   | 5.06   | 3.56   | 4.19   | 5.32   | 18.30  | 7.87   | 7.23        |
|      | 346                   | -3.55  | -4.34  | -4.34  | -4.24  | -4.41  | -4.08  | -3.96  | -27.49 | -47.57      |
|      | 390                   | -10.80   | -12.49 | -18.36 | -14.12 | -13.41 | -12.34 | -9.65  | -26.92 | -27.26      |
| MOX2 | 305                   | 9.33   | 10.89  | 7.11   | 0.14   | 10.02  | 7.89   | 25.65  | 17.88  | 17.81       |
|      | 346                   | -3.59  | -4.38  | -4.38  | -4.44  | -4.53  | -4.27  | -4.17  | -28.78 | -49.58      |
|      | 390                   | -10.87   | -12.80 | -18.54 | -14.40 | -13.68 | -12.86 | -10.31 | -26.81 | -25.66      |
| MOX3 | 305                   | 9.24   | 10.84  | 7.18   | 0.16   | 9.90   | 7.51   | 24.56  | 16.65  | 16.60       |
|      | 346                   | -3.57  | -4.49  | -4.49  | -4.57  | -4.57  | -4.46  | -4.02  | -29.14 | -29.40      |
|      | 390                   | -11.33   | -13.58 | -8.84  | -13.13 | -13.80 | -12.59 | -10.40 | -20.64 | 0.00        |

L'écart en début de cycle est plus faible et semble moins sensible à la variation de la composition isotopique du combustible MOx, lorsque confronté à l'écart en fin de cycle. Mentionnons

également qu'une faible erreur sur l'estimation du bore critique est d'autant moins significative en début de cycle de par le fait qu'elle se traduit par une erreur relative plus faible. Il est à noter que le cœur caractérisé par la composition isotopique MOX3 et un temps de cycle de 390 jours (équivalents pleine puissance), engendre une déviation nulle en fin de cycle. Rappelons que l'isotopie MOX3 correspond à un combustible de mauvaise qualité, soit un faible inventaire fissile. Ainsi, l'absence d'écart entre la concentration en bore calculée et pré-dite est une conséquence de la sous-criticité relevée au 390ème jour de fonctionnement. Cette réactivité négative mène forcément à une concentration en bore nulle via les deux structures de calcul considérées. Mentionnons finalement qu'un écart de 50 ppm (en FdC) correspond à une déviation de l'ordre de la dizaine de pcm sur le facteur de multiplication effectif. Or, compte tenu des écarts présentés au tableau 6.3, la perte de précision observée est jugée raisonnable, lorsque confrontée à la réduction en coût d'environ 50 % engendrée par cette représentation simplifiée. Conséquemment, l'approche proposée pour la recherche de criticité est retenue dans la suite.

### 6.2.2 Efficacité du bore

Pour compléter l'étude des comportements neutroniques intervenant dans le pilotage du cœur par l'acide borique, cette sous-section se focalise sur l'efficacité du bore caractéristique du cœur hétérogène considéré dans ce projet de recherche. Notons que l'introduction d'assemblages MOx dans un cœur composé de combustible UOx change sensiblement les caractéristiques neutroniques du réacteur qui ont un impact sur l'efficacité du bore. Une attention particulière est dès lors portée à la variation des capacités neutrophages du bore en fonction de la composition fissile des assemblages considérés. Ainsi, on simule, via des calculs DRAGON5 en milieu infini, des assemblages UOx et MOx composés d'inventaires fissiles variés (c.-à-d. l'enrichissement en uranium 235 et la teneur ainsi que la composition isotopique pour les combustibles UOx et MOx, respectivement). La figure 6.4 introduit l'efficacité du bore découlant des différents calculs réseaux ainsi réalisés. Mentionnons qu'à nouveau, la simplification du problème en omettant les variations de température réduit significativement la variation de l'efficacité du bore soluble dans le cœur.

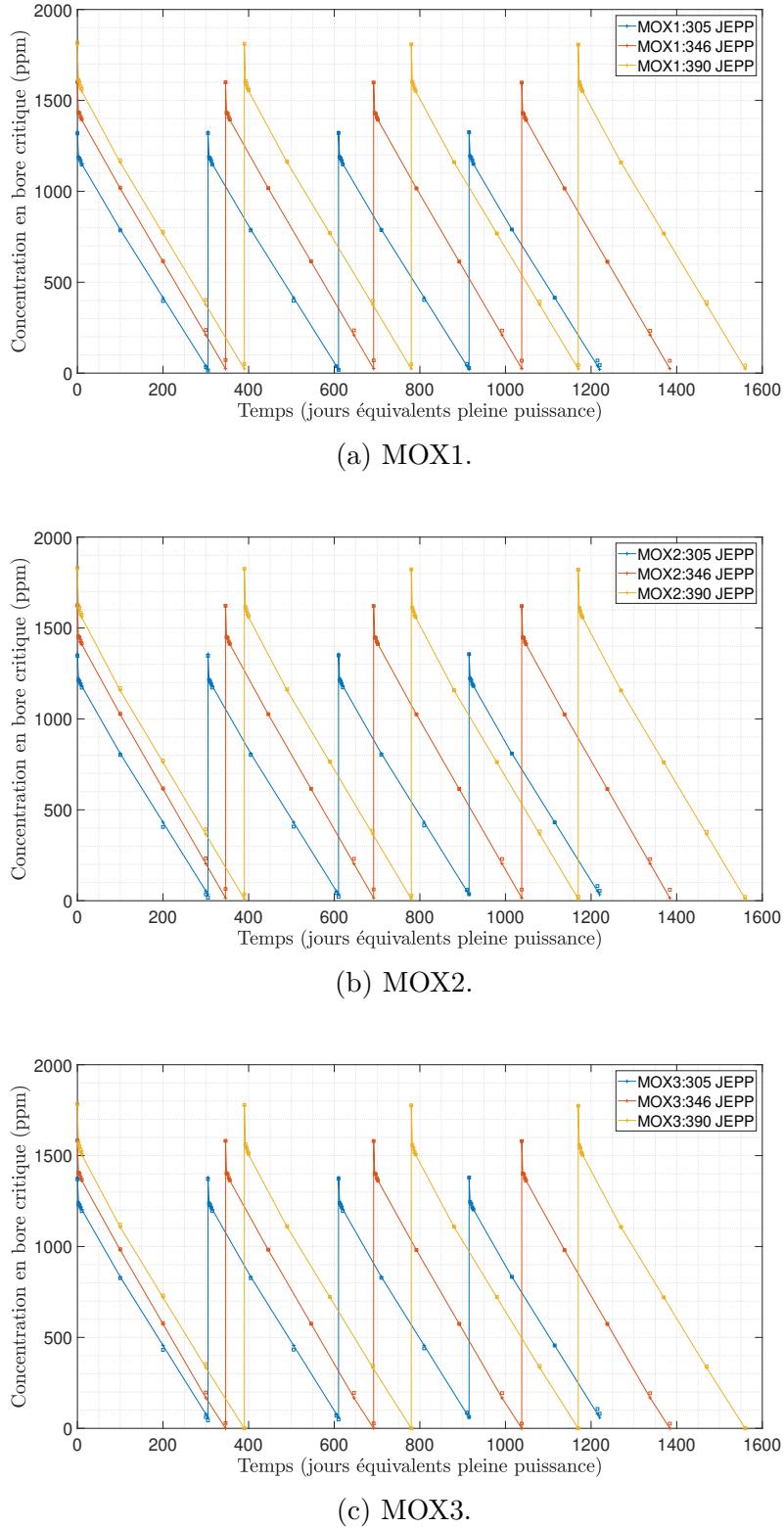
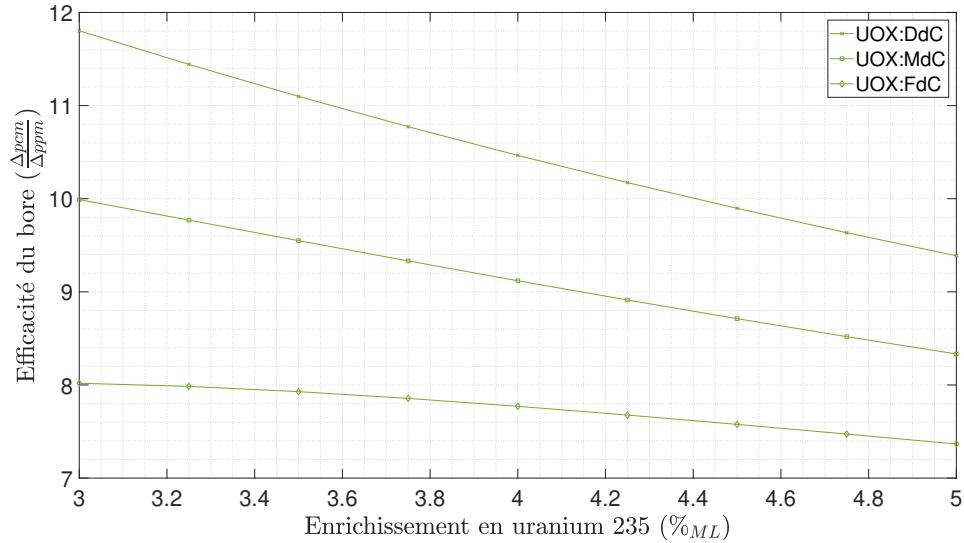
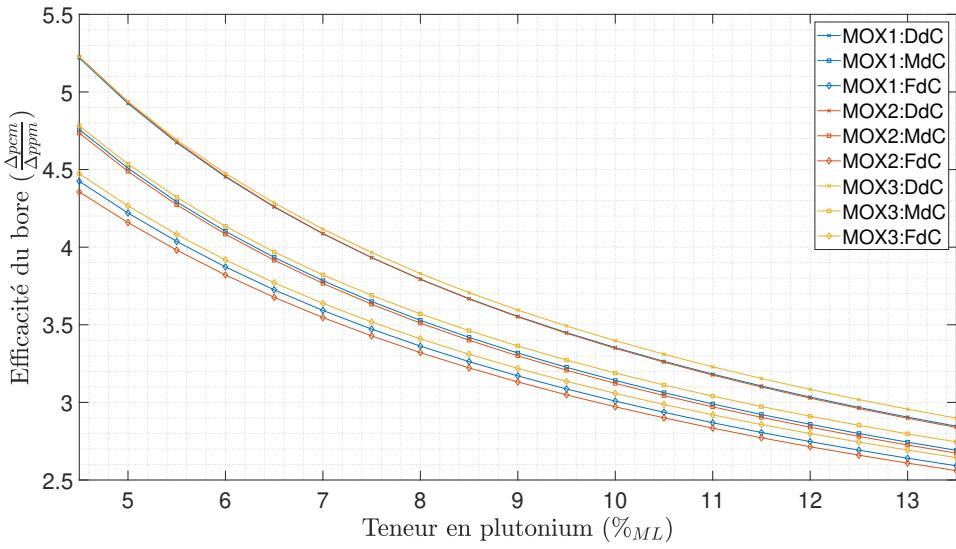


Figure 6.3 Prédiction de la concentration en bore soluble critique en fonction de la longueur de campagne pour différentes compositions isotopiques. Les traits et les marqueurs ronds correspondent à l'évolution résultant du calcul sur l'ensemble des cycles, alors que les marqueurs carrés correspondent au premier cycle retranscrit.



(a) UOx.



(b) MOx.

Figure 6.4 Efficacité du bore soluble en fonction du contenu fissile composant les assemblages UOx (a) et MOx (b).

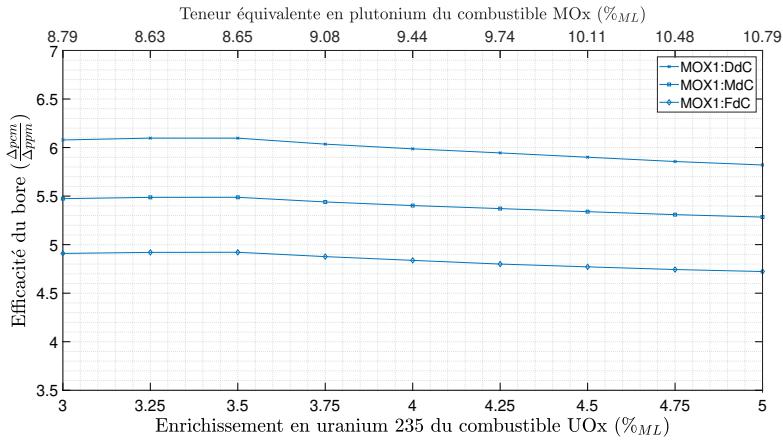
Constatons d'abord une diminution de l'efficacité du bore en fonction du temps sur l'ensemble du domaine d'enrichissement en uranium 235 considéré. Cette baisse est d'autant plus marquée pour des enrichissements plus faibles. Les isotopes du vecteur plutonium étant à même d'induire un durcissement du spectre, ce déplacement du spectre vers le domaine épi-

thermique entraîne une diminution de l'efficacité des absorbants thermiques, en l'occurrence, le bore soluble [33]. Or, un enrichissement plus faible en uranium 235 et, par conséquent, un inventaire massique plus important en uranium 238 mènent nécessairement à une production plus forte de plutonium au cours du fonctionnement engendrant ainsi une chute plus prononcée de l'efficacité du bore avec l'irradiation. Ce phénomène est d'autant plus fort pour le combustible MOx avec une efficacité du bore caractéristique beaucoup plus faible. Ce constat est attendu et la différence d'efficacité observée entre le combustible MOx et UOx concorde avec l'ordre de grandeur prévu par la littérature [38]. Nous observons aussi que, contrairement au combustible MOx, les évolutions de l'efficacité du bore en début, milieu et fin de cycle (dénotées DdC, MdC et FdC, respectivement) décrivent des formes sensiblement différentes chez les assemblages UOx. Ce comportement est attribué, à nouveau, au déplacement considérable du spectre neutronique induit d'une transition plus importante du contenu isotopique composant l'assemblage UOx, lorsque confronté à son pendant moxé.

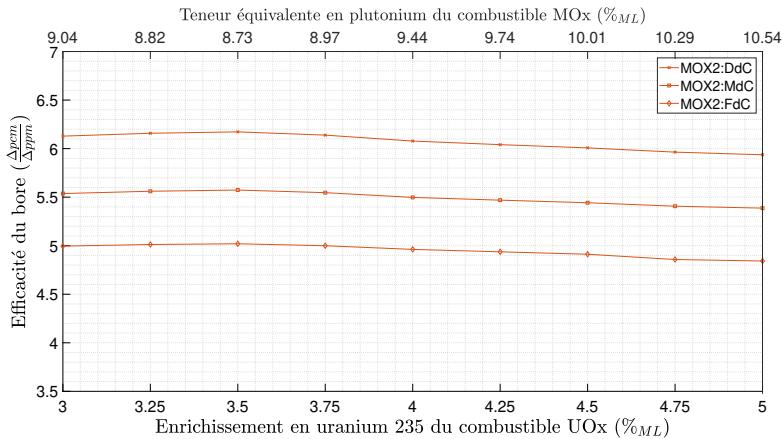
Aussi, on relève une dispersion de l'efficacité du bore, cette fois-ci, causée par la variation de composition isotopique du combustible MOx. Cette différence est plus marquée en fin de campagne. Ce phénomène est simplement dû à l'évolution distincte en fonction du contenu isotopique initial induisant une déviation grandissante du contenu massique des MOx au cours de l'irradiation. Cette relation est aussi vraie pour une variation de la teneur en plutonium : une teneur plus élevée engendre une déviation initiale plus forte susceptible de dévier davantage au cours du cycle d'irradiation. Un intérêt est maintenant accordé à évaluer l'influence des isotopes fissiles du plutonium sur l'efficacité du bore pour les différentes isotopies présentées. Rappelons que les compositions isotopiques considérées ici sont définies de façon à représenter : un combustible de référence, un combustible de mauvaise et un combustible de bonne qualité. Or, ces isotopies décrivent des proportions en isotopes fissiles de 63.1 %, 55.45 %, et 70.25 % (c.-à-d. l'inventaire plutonium 239 et 241 rapporté au vecteur plutonium), respectivement. On constate qu'une proportion en plutonium fissile plus importante mène à une efficacité du bore plus forte. Cette constatation est, à première vue, contre-intuitive de par le fait que ces isotopes sont caractérisés par d'importantes sections efficaces dans le domaine thermique et, par conséquent, sont à même d'induire un durcissement notable du spectre. Cette constatation questionne la contribution des autres isotopes composant le combustible MOx. Par exemple, on sait que le plutonium 240 a un pic d'absorption significatif dans le domaine épithermique. Également, l'efficacité du bore, pour une teneur en plutonium donnée, semble être proportionnelle à la concentration en plutonium 242 et américium 241. On peut dès lors proposer que la capture des neutrons thermiques par ces isotopes pourrait influer davantage la capacité neutrophage du bore, lorsque comparée à la section efficace de fission des isotopes impairs composant le vecteur plutonium.

De manière analogue, un travail de caractérisation de l'efficacité du bore soluble dans le cœur hétérogène est étudié ici. Il est à noter que les calculs coeurs discutés sont caractérisés par des options de gestion obtenues au moyen du modèle d'équivalence présenté précédemment. Ainsi, la figure 6.5 présente la variation de l'efficacité du bore en début, milieu et fin de campagne (dénotées DdC, MdC et FdC, respectivement) pour différentes compositions isotopiques en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et, de surcroît, la teneur en plutonium équivalente du combustible MO<sub>x</sub>.

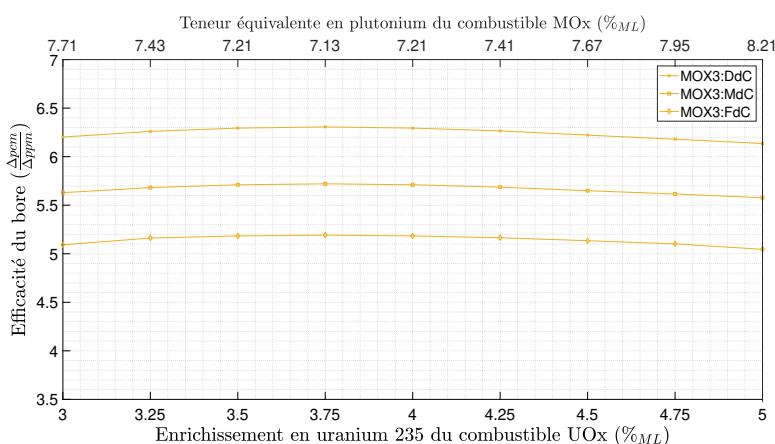
La diminution de la teneur en plutonium des combustibles MO<sub>x</sub> vient pallier, voire surpasser, la perte en efficacité du bore engendrée par l'augmentation de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>. En effet, pour un domaine de gestion menant à de faibles enrichissements ( $\epsilon < 3.4\%_{ML}$ ), la teneur équivalente tend à diminuer en fonction de l'augmentation de l'enrichissement. Il en résulte une augmentation de l'efficacité du bore dans l'assemblage MO<sub>x</sub> s'opposant à la diminution caractéristique des assemblages UO<sub>x</sub>. Pour des domaines d'enrichissements en uranium 235 plus élevés ( $\epsilon > 3.6\%_{ML}$ ), la teneur équivalente tend à augmenter menant nécessairement à une diminution de l'efficacité du bore dans l'ensemble du cœur.



(a) MOX1.



(b) MOX2.



(c) MOX3.

Figure 6.5 Efficacité du bore soluble en fonction de la composition des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> constituant le cœur hétérogène étudié.

Les coeurs présentés mènent à une efficacité du bore au delà du seuil de sûreté dimensionné par les exploitants, soit une limite inférieure de 4 pcm/ppm [46]. Cette conséquence directe de l'introduction d'assemblages MOx entraîne des contraintes à la fois techniques et mécaniques (p. ex. la borication du circuit primaire). Il est à mentionner que le contrôle de la concentration en bore dans le réacteur étudié s'effectue par injection d'eau dans le circuit primaire. Or, pour diminuer la réactivité, le volume d'eau injecté, qui est par ailleurs nettement plus petit que le volume total du circuit primaire, contient une concentration en acide borique d'autant plus élevée. Ces volumes d'eau fortement borée sont alors sujets à une re-cristallisation du bore et, dans une moindre mesure, à une production importante de tritium. Notons également qu'un volume d'eau borée injecté s'accompagne forcément d'un rejet équivalent par préservation du volume constant dans le circuit primaire. Or, ces actions de pilotage contribuent à la production importante de rejet dans l'environnement qui est, en soi, fortement restreint par les exploitants. Pour éviter ces rejets, l'exploitation opte principalement pour une augmentation de la teneur en isotope 10 du bore utilisé. Palier à une efficacité de bore trop faible constitue un défi technique fort intéressant, mais n'est clairement pas inclus dans le champ d'études de ce projet de recherche. De par le fait que la modélisation du bore se limite ici à son comportement neutrophage, la seule conséquence concrète d'une efficacité trop faible est le dépassement de la borne supérieure imposée sur la concentration en bore pour l'objet *MULTICOMPO*. Puisque l'efficacité de ce dernier n'est pas significativement faible en début de cycle, soit une période caractérisée par une concentration plus forte en bore, on admet que cet aspect n'est pas une source de problèmes.

### 6.3 *Burnups* de rechargement

En s'appuyant sur la symétrie huitième de cœur adoptée à la section 4.1, on récapitule la distribution du taux de combustion observée sur l'ensemble du cœur au moyen de 26 zones de combustion. La figure 6.6 présente le plan de rechargement retenu ainsi que ces 26 zones de combustion, dénommées zones BU dans la suite, prises en compte lors des calculs coeurs effectués via le code de simulation DONJON5. La sous-section suivante introduit, dans un premier temps, les comportements neutroniques engendrés par la variation de la composition du cœur pour les différentes zones de combustions considérées et présente, dans un second temps, le développement et la caractérisation d'un modèle visant à prédire l'irradiation moyenne de rechargement pour ces zones en fonction des paramètres d'intérêt (c.-à-d. la composition du combustible et la longueur de campagne).

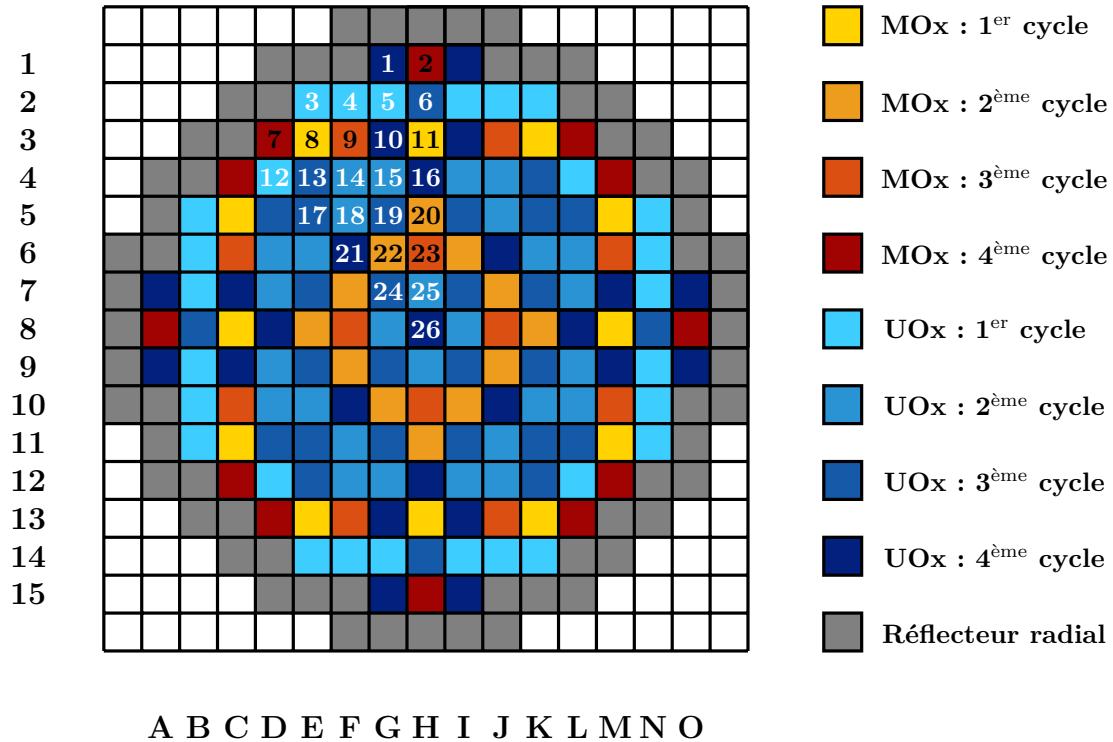


Figure 6.6 Plan de rechargeement d'un cœur hétérogène présentant les zones de combustion prises en compte dans la modélisation du REP 900 hybride.

La figure 6.7 présente l'évolution du *burnup* de rechargeement en fonction du temps de cycle pour les assemblages associés aux 2<sup>ème</sup>, 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> cycles de fonctionnement, respectivement. Le *burnup* de rechargeement défini ici les taux de combustion atteints à la fin de la campagne (c.-à-d. l'irradiation moyenne à la fin du cycle précédent). Il est à mentionner que les évolutions présentées découlent du calcul DONJON5 caractérisant la gestion de référence : un enrichissement en uranium 235 de 3.7 %<sub>ML</sub>, une teneur en plutonium de 8.65 %<sub>ML</sub> et une composition isotopique correspondant au MOX1. La figure 6.8 compare les évolutions du *burnup* de rechargeement obtenues au moyen de différentes compositions isotopiques du combustible MOX. L'enrichissement en uranium 235 et la teneur en plutonium sont, quant à eux, fixés à la valeur de référence. Par souci de synthèse, seulement un assemblage UOx et MOx y sont présentés par cycle.

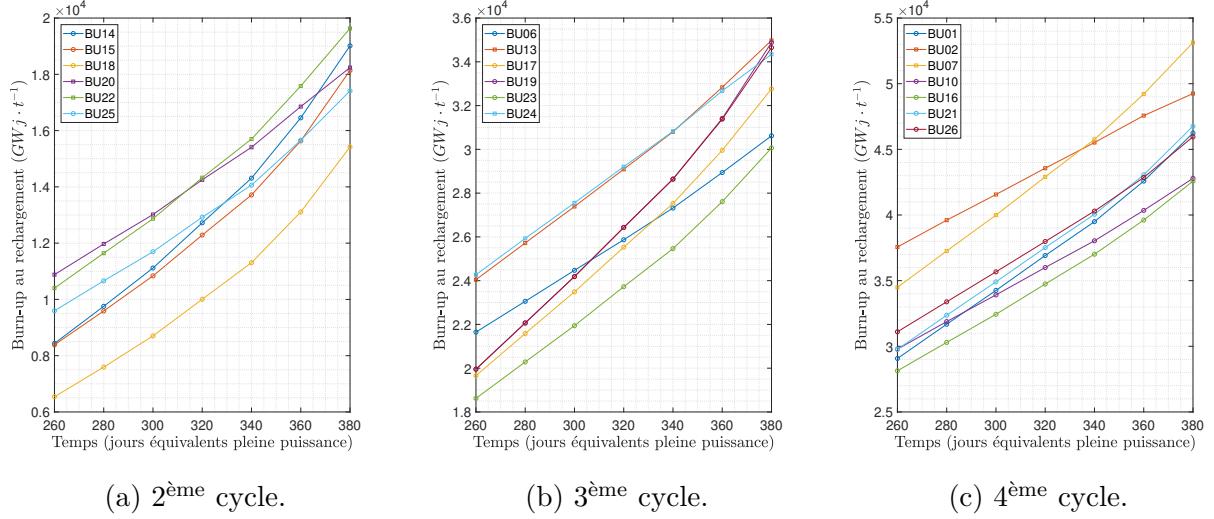


Figure 6.7 Évolution des *burnups* de rechargement de quelques zones de combustion associées aux différents cycles en fonction de la longueur de campagne. Les marqueurs carrés et les marqueurs ronds correspondent à des assemblages de combustible MOx et UOx, respectivement.

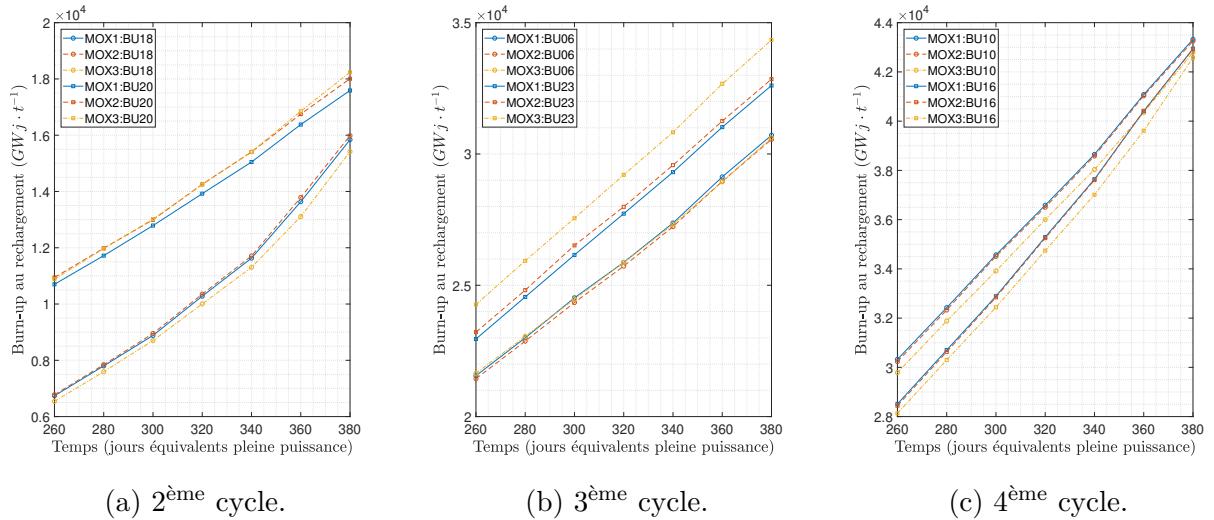


Figure 6.8 Évolution des *burnups* de rechargement pour différentes compositions isotopiques du combustible MOx en fonction de la longueur de campagne. Les marqueurs carrés et les marqueurs ronds correspondent à des assemblages de combustible MOx et UOx, respectivement.

On constate, via les courbes présentées à la figure 6.7, que l'évolution des taux de combustion au rechargement en fonction de la durée de cycle pour une composition du cœur fixée peut

être correctement retranscrite au moyen d'un ajustement polynomial. Cette constatation est vraie pour l'ensemble des zones BU considérées et sa simplicité découle du lien direct entre le *burnup* et le temps d'irradiation. La relation entre les évolutions caractéristiques à chaque zone et l'isotopie du combustible MOx est, quant à elle, beaucoup moins claire. Un effort important est alors accordé à l'établissement de l'influence des différents paramètres considérés dans la construction du combustible, notamment la composition isotopique, sur l'évolution du *burnup* de rechargement. Or, on constate rapidement, via la figure 6.8, que la modification de l'isotopie est à même d'affecter différemment le taux de combustion pour les 26 zones présentées. Cette variation de la sensibilité à la composition isotopique résulte en partie du voisinage des assemblages considérés. Par exemple, l'irradiation moyenne d'un assemblage UOx entouré d'assemblages UOx est forcément moins susceptible d'être affectée par la modification du contenu isotopique de son pendant *moxé*. On remarque également que, si les taux de combustion associés aux assemblages MOx : 2<sup>ème</sup> et MOx : 4<sup>ème</sup> cycle varient peu en fonction de l'isotopie, l'assemblage MOx : 3<sup>ème</sup> cycle présente, quant à lui, une déviation importante. Notons aussi que l'isotopie engendrant la plus forte déviation, lorsque comparée à la composition isotopique MOX1, varie entre les zones présentées. Plus précisément, les taux de combustion de l'assemblage MOx : 2<sup>ème</sup> cycle découlant de l'isotopie MOX2 et MOX3 sont forts semblables. À contrario, on dénote des évolutions de *burnup* similaires entre les isotopies MOX1 et MOX2 pour les assemblages MOx : 3<sup>ème</sup> et MOx : 4<sup>ème</sup> cycle. En somme, la retranscription de l'influence de la composition isotopique sur les taux de combustion de rechargement constitue, à elle seule, un problème physique composé de plusieurs dimensions fort probablement dépendantes et nécessite la mise en oeuvre d'un modèle complexe.

### 6.3.1 Prédiction des *burnups* de rechargement

Mentionnons qu'un modèle visant à prédire les taux de combustion de rechargement de coeurs homogènes UOx et MOx fut construit dans le cadre du précédent couplage CLASS-DONJON5. Ce dernier s'appuie sur une méthode par perturbation dans l'ajustement des *burnups* en fonction du contenu fissile des assemblages considérés (c.-à-d. l'uranium 235 pour l'UOx et les isotopes impairs du plutonium pour le MOx) et du temps de cycle visé. Simplement, la méthode issue de [2] consiste à corriger, via des perturbations linéaires, les taux de combustion de rechargement initialement définis pour des options de gestion de références en fonction de la déviation sur la durée du cycle et l'inventaire fissile du coeur considéré par rapport au coeur de référence. Il a été envisagé de reproduire cette approche pour le coeur hétérogène étudié ici. Or, l'introduction d'assemblages MOx dans le réacteur REP chargé de combustible UOx remet en cause l'applicabilité des hypothèses simplificatrices citées en [2] reliant explicitement le contenu fissile des combustibles MOx et UOx à l'irradiation moyenne

de sortie des divers assemblages composant le cœur. La formule de prédition considérée se voit ainsi considérablement complexifiée. À nouveau, le modèle par perturbation envisagée se baserait sur une estimation initiale du *burnup* de rechargement des 20 zones de combustion (c.-à-d. dépendant de la composition des combustibles et indépendante du temps de cycle) sur laquelle une correction quadratique serait ensuite appliquée en fonction du temps de cycle étudié. Les équations 6.2 à 6.4 présentent la forme du modèle envisagé pour la prédition des *burnups* de rechargement.

$$BU_i(\epsilon, \tau, \vec{X}, t) = BU_i(\epsilon, \tau, \vec{X}, t = t_{ref.}) + C_{t,i}(t) , \quad (6.2)$$

où  $BU_i$  est le *burnup* de rechargement de la zone de combustion  $i$  et sa valeur pour la durée de cycle d'irradiation de référence est calculée selon

$$BU_i(\epsilon, \tau, \vec{X}, t = t_{ref.}) = BU_i(\epsilon, \tau) + C_1(\epsilon, \tau, X_1) - C_2(\epsilon, \tau, X_2) + C_3(\epsilon, \tau, X_3) - C_4(\epsilon, \tau, X_4) + C_5(\epsilon, \tau, X_5) + C_6(\epsilon, \tau, X_6) , \quad (6.3)$$

où  $\vec{X}$  est le vecteur plutonium défini par

$$\vec{X} = (X_{\text{Pu}^{238}}, X_{\text{Pu}^{239}}, X_{\text{Pu}^{240}}, X_{\text{Pu}^{241}}, X_{\text{Pu}^{242}}, X_{\text{Am}^{241}}) , \quad (6.4)$$

avec  $X_j$ , la concentration relative (%) de l'isotope  $j$  dans ce vecteur,  $\epsilon$ , l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et  $\tau$ , la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>. Les coefficients  $C_j(\epsilon, \tau, X_j)$  sont calculés de façon analogue à leurs pendants obtenus pour le modèle d'équivalence par perturbation (cf. section 5.1). La correction temporelle est obtenue par

$$C_{t,i}(t) = A \cdot (t - t_{\text{réf.}})^2 + B \cdot (t - t_{\text{réf.}}) , \quad (6.5)$$

où  $t_{\text{réf.}}$  est le temps de cycle de référence, soit 280 jours (équivalents pleine puissance) et les coefficients  $A_i$  et  $B_i$  sont des constantes déterminées empiriquement qui diffèrent pour chaque zone de combustion.

Il a été montré que ce type de formule présente un inconvénient considérable : la précision de la relation obtenue est inversement proportionnelle à l'éloignement entre la gestion considérée et la référence (cf. section 5.2). Or, cette méthode, qui fonctionne correctement pour des options de gestions traditionnelles, est susceptible d'induire des biais non-négligeables pour des

compositions singulières du cœur. Aussi, si ce traitement est possible pour une seule grandeur (c.-à-d. le facteur de puissance), on cherche ici à prédire 20 taux de rechargement ce qui implique un travail de traitement de données significativement plus lourd. Conséquemment, l'approche réalisée ici s'appuie plutôt sur un réseau de neurones. Puisqu'il a été montré que cet outil permet la prédiction correcte du facteur de forme, on estime que cette approche est également viable ici. Rappelons que, si la correction du *burnup* au temps de référence varie fortement en fonction de l'isotopie, la correction temporelle (c.-à-d. la forme de l'évolution du *burnup* de rechargement en fonction de la longueur de campagne) varie peu en fonction de l'isotopie. Or, ce constat nous permet de présumer que l'ajout d'une seule dimension à la méthode employée pour le modèle d'équivalence ne devrait pas causer de problèmes dans l'entraînement du réseau développé ici.

La considération d'une dimension additionnelle dans la retranscription de ce problème se traduit par l'ajout d'un paramètre d'entrée. On se doit donc de générer une nouvelle base de données assurant une couverture homogène des longueurs de campagne incluses dans un intervalle de durée de cycle allant de 260 à 390 jours (équivalents pleine puissance). Les dimensions d'intérêt pour cette nouvelle base de données sont les suivantes : l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la teneur en plutonium ainsi que la composition isotopique du combustible MO<sub>x</sub> et la durée du cycle d'irradiation. Ainsi, à nouveau au moyen de la méthode LHS (cf. chapitre 5), on réalise 3000 calculs DONJON5 caractérisés par des coeurs définis pseudo-aléatoirement dans l'espace multidimensionnel d'intérêt puis les *burnup* de rechargement pour chaque zone de combustion sont extraits et rassemblés dans 20 bases de données distinctes. Il est à mentionner qu'un entraînement préliminaire du réseau démontre que l'appel à 20 réseaux distincts avec une valeur de sortie pour la prédiction des taux de combustion au rechargement engendre une réponse plus précise, lorsque comparée à la précision obtenue au moyen d'un seul réseau avec 20 valeurs de sortie. À l'image de l'approche adoptée dans l'entraînement du réseau visant à prédire la teneur en plutonium équivalente, on ne s'intéresse pas à optimiser la taille de la base de données. Simplement, on opte pour un échantillonnage sur-dimensionné. Finalement, une démarche d'optimisation similaire à celle présentée au chapitre 5 est réalisée afin de minimiser les écarts sur la prédiction des *burnups*. De ce travail, on obtient l'architecture de réseau présentée au tableau 6.4.

Tableau 6.4 Architecture des réseaux de neurones entraînés.

| Couche | Dimension de sortie | Activation            | Nombre de paramètre |
|--------|---------------------|-----------------------|---------------------|
| 1      | 8                   | Linéaire              | 72                  |
| 2      | 9                   | Tangente hyperbolique | 72                  |
| 3      | 9                   | Tangente hyperbolique | 72                  |
| 4      | 9                   | Tangente hyperbolique | 72                  |
| 5      | 1                   | Linéaire              | 9                   |

On cherche ensuite à confronter la réponse des réseaux ainsi construits à des résultats découlant de calculs DONJON5 indépendants. La figure 6.9 introduit la déviation entre la réponse des réseaux entraînés et les *burnups* de recharge calculés pour les zones de combustion associées au (a) deuxième, (b) troisième et (c) quatrième cycle individuellement, ainsi que sur (d) l'ensemble des recharges. Mentionnons que la comparaison des taux de combustion se limite ici aux valeurs calculées et prédites d'un huitième du cœur. En somme, 95.52 % des *burnups* prédits dans cette étude de validation sont caractérisés par une déviation absolue inférieure à 2 %, lorsque confrontée à la valeur prévue par le calcul DONJON5 à l'équilibre.

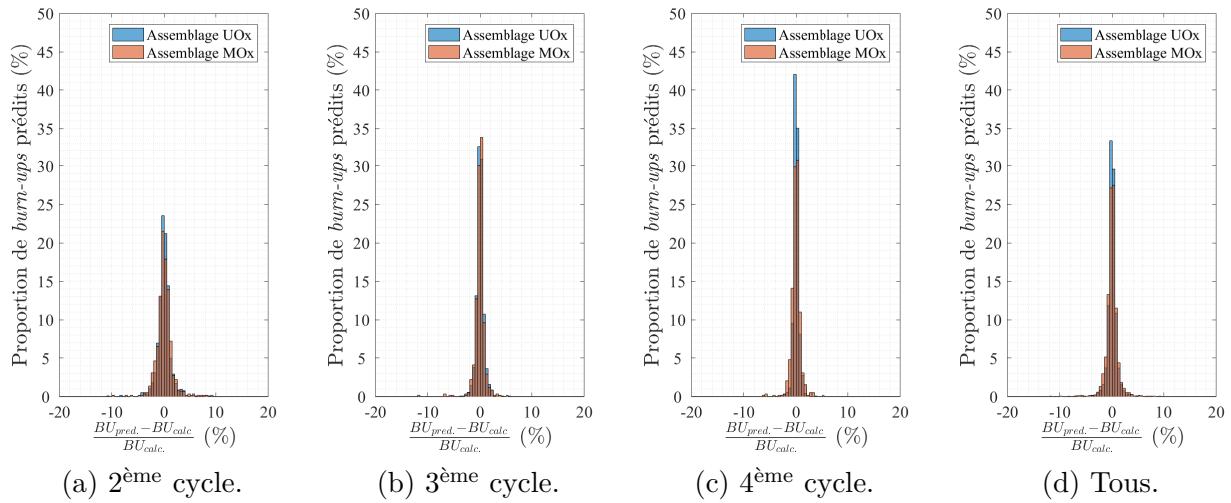


Figure 6.9 Distribution des erreurs relatives calculées entre les *burnups* de recharge obtenus via un calcul DONJON5 et les réseaux de neurones entraînés pour les zones de combustion associées au (a) deuxième, (b) troisième et (c) quatrième cycle individuellement, ainsi que sur (d) l'ensemble des recharges.

### 6.3.2 Étude des déviations engendrées par la prédiction

Dans l'intérêt de valider l'applicabilité du modèle de prédiction développé, un effort est ensuite porté à isoler l'influence d'une déviation sur les valeurs de *burnups* de rechargement pour un cœur hétérogène de référence. Les options de gestion du cœur hétérogène de référence, dénoté MOX1, sont rappelées au tableau 6.5. Il est à noter que l'enrichissement en uranium 235 et la teneur en plutonium employés ne résultent pas des outils développés ici (c.-à-d. le calcul de l'enrichissement critique et le modèle d'équivalence), mais sont plutôt définis sur la gestion de référence introduite de la littérature [24, 25]. Or, un cœur hétérogène composé de l'isotopie MOX2 fait l'objet d'une étude complémentaire : ce cœur additionnel est, quant à lui, défini au moyen des modèles développés dans ce travail de recherche. Il en résulte l'enrichissement critique et la teneur équivalente présentés au tableau 6.5. Les figures 6.10 (a) et 6.11 (a) introduisent les taux de combustion calculés pour chaque assemblage composant le cœur MOX1 et MOX2, respectivement. Les figures 6.10 (b) et 6.11 (b) présentent, quant à elles, la différence relative entre les valeurs calculées sur l'ensemble du cœur et prédites sur le huitième de cœur considéré dans l'entraînement des réseaux. Citons que les *burnups* prédits sont obtenus au moyen d'un réseau de neurones spécifique à chaque assemblage de combustible usé composant un huitième du cœur. Les *burnups* calculés découlent, quant à eux, d'un calcul DONJON5 à l'équilibre considérant individuellement les 157 assemblages de combustible composant le cœur. Pour la composition isotopique MOX1, on constate que la grande majorité des assemblages présentent des déviations raisonnables (c.-à-d. en deçà de 2 %) entre les *burnups* calculés et prédits. Néanmoins, on relève des écarts relatifs considérables chez les assemblages G4 et F5 ainsi que leur analogue symétrique. Remarquons également que les déviations présentées diffèrent légèrement entre les différents quadrants du cœur. Notons qu'un biais sur l'irradiation de sortie entre les zones de combustion symétriques est généré lors du calcul de diffusion sur le cœur entier. Puisque les bases d'entraînement des réseaux de neurones visant à prédire les *burnups* de rechargement sont élaborées sur l'irradiation moyennée sur tous les assemblages symétriques d'une zone de combustion, il en résulte des écarts entre la valeur prédite et calculée variant entre les quadrants du cœur. En l'occurrence, cette variation est de l'ordre du dixième de pourcentage entre une zone de combustion donnée et ses pendants symétriques. On en déduit que le cœur dépeint une dissymétrie des taux de combustion modeste, et par conséquent, un déséquilibre de puissance acceptable. La dissymétrie des taux de combustion est dénotée *tilt* dans la suite.

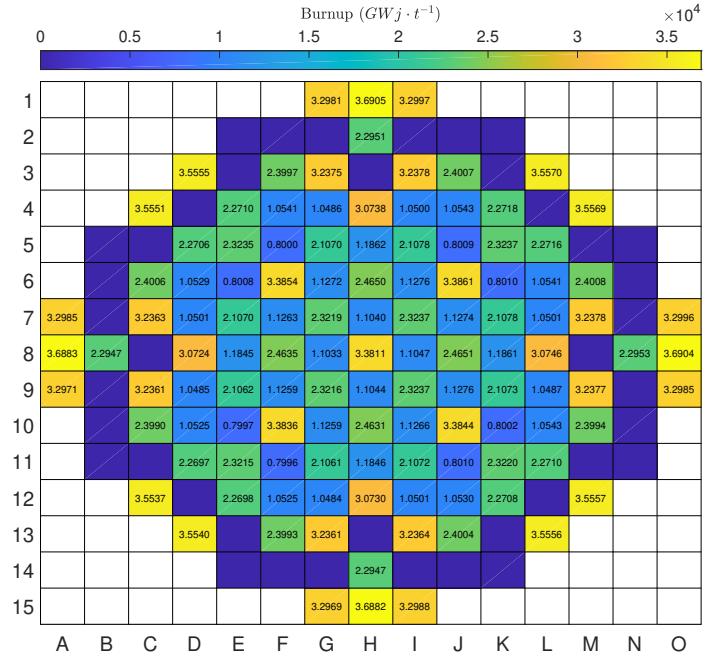
Tableau 6.5 Options de gestions des coeurs traités dans l'évaluation des *burnups* de rechargement.

| Cas         | $\epsilon$<br>(% <sub>ML</sub> ) | $\tau$<br>(% <sub>ML</sub> ) | Composition isotopique du MOx (%) |                   |                   |                   |                   |                   | $t_{cycle}$<br>(JEPP) |
|-------------|----------------------------------|------------------------------|-----------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-----------------------|
|             |                                  |                              | <sup>238</sup> Pu                 | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |                       |
| <b>MOX1</b> | 3.70                             | 8.65                         | 2.50                              | 54.50             | 25.20             | 8.60              | 7.90              | 1.30              | 280                   |
| <b>MOX2</b> | 3.07                             | 8.97                         | 5.00                              | 50.45             | 28.00             | 5.00              | 10.00             | 1.55              | 260                   |

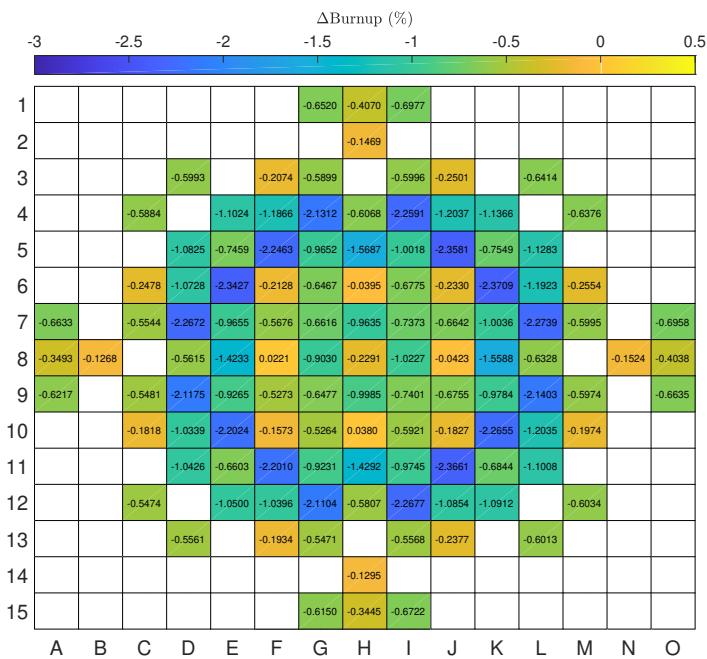
On s'intéresse maintenant à évaluer l'impact du modèle de prédiction sur l'évolution des inventaires isotopiques résultant de l'irradiation des coeurs étudiés. On réalise donc deux calculs coeurs DONJON5 : un premier calcul mis à l'équilibre au moyen de cycles préliminaires et un second initialisé à l'équilibre via le modèle de prédiction. De par le fait que le module NCR : [4] définit les caractéristiques du combustible en fonction de l'irradiation moyenne de l'assemblage considéré, une déviation sur le *burnup* de rechargement engendre nécessairement une erreur initiale sur l'interpolation du contenu isotopique à la recharge. La comparaison de ces deux calculs coeurs se limite à la modélisation d'un seul cycle de fonctionnement à l'équilibre. On cherche ainsi à isoler l'éventuelle propagation de l'erreur initiale sur l'inventaire massique au cours d'un cycle d'irradiation. Le tableau 6.6 présente l'écart sur le contenu massique des isotopes d'intérêt engendré par la prédiction des irradiations moyennes de rechargement. Les écarts relatifs sont calculés selon l'équation 6.6.

$$\text{Écart relatif au rechargement} = \Delta m_{j,\text{rel.}} = \frac{m_{X,\text{pred.}} - m_{j,\text{calc.}}}{m_{j,\text{calc.}}} \quad , \quad (6.6)$$

où  $m$  et  $j$  sont respectivement le contenu massique et l'isotope considéré. Ces valeurs représentent l'écart sur le contenu isotopique moyen sur l'ensemble des assemblages d'un combustible pour les différents cycles. À titre d'exemple, l'écart relatif sur l'uranium 235 de l'assemblage UOx : 4<sup>ème</sup> cycle pour la composition isotopique MOX1, soit 1.325 %, correspond à la déviation calculée sur l'inventaire moyen sur tous les assemblages UOx : 4<sup>ème</sup> cycle après la simulation d'un cycle d'irradiation. Il est à rappeler que les inventaires présentés correspondent aux inventaires au déchargement, soit le contenu résultant de la simulation d'un seul cycle d'irradiation.

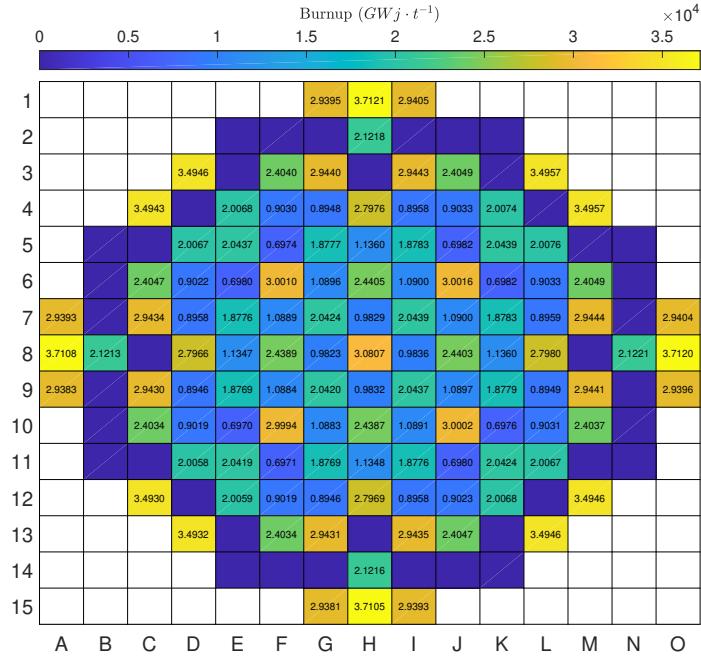


(a) Taux de combustion de rechargement calculés.

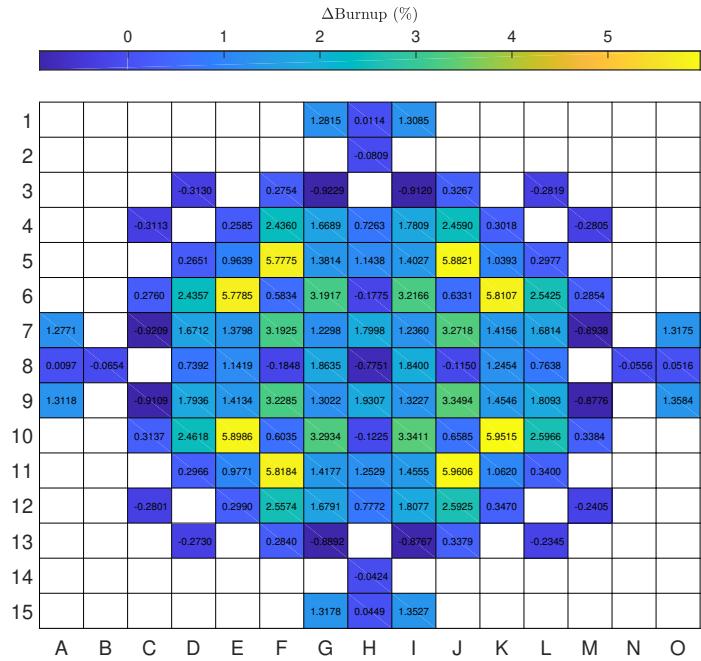


(b) Déviation des taux de combustion prédicts.

Figure 6.10 Taux de combustion de rechargement calculés via DONJON5 pour la composition isotopique MOX1 et écarts entre ces derniers et les valeurs prédictes via 20 réseaux de neurones.



(a) Taux de combustion de recharge calculés.



(b) Déviation des taux de combustion prédits.

Figure 6.11 Taux de combustion de recharge calculés via DONJON5 pour la composition isotopique MOX2 et écarts entre ces derniers et les valeurs prédites via 20 réseaux de neurones.

Tableau 6.6 Écarts relatifs au déchargement (%) sur les inventaires des isotopes d'intérêt générés par la prédiction des *burnups* de recharge.

| Paramètre |                 |                  | Écart relatif au rechargement (%) |                   |                   |                   |                   |                   |                   |
|-----------|-----------------|------------------|-----------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Cas       | Assemblage      | Cycle            | $^{235}\text{U}$                  | $^{238}\text{Pu}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
| MOX1      | UO <sub>x</sub> | 1 <sup>er</sup>  | 0.269                             | -1.607            | -0.360            | -0.947            | -1.262            | -2.036            | -1.898            |
|           |                 | 2 <sup>ème</sup> | 0.606                             | -1.445            | -0.078            | -0.651            | -0.700            | -1.536            | -1.150            |
|           |                 | 3 <sup>ème</sup> | 0.755                             | -0.979            | 0.071             | -0.378            | -0.292            | -0.989            | -0.501            |
|           |                 | 4 <sup>ème</sup> | 1.325                             | -1.278            | 0.131             | -0.419            | -0.291            | -1.241            | -0.452            |
|           | MO <sub>x</sub> | 1 <sup>er</sup>  | 0.057                             | -0.005            | 0.065             | -0.000            | -0.039            | -0.011            | 0.002             |
|           |                 | 2 <sup>ème</sup> | 0.013                             | -0.001            | 0.024             | -0.003            | 0.009             | -0.009            | 0.001             |
|           |                 | 3 <sup>ème</sup> | -0.014                            | 0.008             | 0.006             | -0.011            | 0.017             | -0.004            | 0.004             |
|           |                 | 4 <sup>ème</sup> | 0.421                             | -0.094            | 0.392             | 0.110             | 0.033             | -0.128            | 0.064             |
| MOX2      | UO <sub>x</sub> | 1 <sup>er</sup>  | -0.391                            | 2.762             | 0.656             | 1.614             | 2.250             | 3.568             | 3.373             |
|           |                 | 2 <sup>ème</sup> | -0.806                            | 2.119             | 0.191             | 0.983             | 1.121             | 2.262             | 1.798             |
|           |                 | 3 <sup>ème</sup> | -0.632                            | 0.898             | -0.056            | 0.353             | 0.279             | 0.918             | 0.491             |
|           |                 | 4 <sup>ème</sup> | -0.761                            | 0.489             | -0.085            | 0.258             | 0.165             | 0.560             | 0.274             |
|           | MO <sub>x</sub> | 1 <sup>er</sup>  | -0.116                            | 0.075             | -0.128            | 0.007             | 0.040             | 0.003             | -0.028            |
|           |                 | 2 <sup>ème</sup> | -0.204                            | 0.149             | -0.214            | -0.014            | 0.011             | 0.020             | -0.046            |
|           |                 | 3 <sup>ème</sup> | -0.078                            | 0.043             | -0.090            | -0.006            | -0.016            | 0.014             | -0.023            |
|           |                 | 4 <sup>ème</sup> | 0.016                             | -0.016            | -0.005            | 0.011             | -0.013            | 0.006             | 0.001             |

Comme on le voit, il est difficile de lier clairement le biais sur les *burnups* de rechargement et la déviation observée sur les inventaires isotopiques présentés. Les paragraphes ci-dessous présentent quelques comportements observés et tentent d'expliquer les enseignements tirés de ces derniers.

Pour le cœur composé de l'isotopie MOX1, les assemblages UO<sub>x</sub> : 2<sup>ème</sup> cycle sont caractérisés par un biais moyen d'environ -1.65 % sur le *burnup* de rechargement et engendrent des écarts relatifs entre 0.606 et -1.536 % sur les inventaires. Les assemblages UO<sub>x</sub> : 4<sup>ème</sup> cycle sont caractérisés, quant à eux, par un biais moyen d'environ -0.46 % sur le *burnup* de rechargement et engendrent des écarts relatifs sur les isotopies entre 1.325 et -1.278 %. Ainsi, on voit que l'ordre de grandeur de l'erreur sur l'irradiation moyenne de sortie ne semble pas être directement liée à l'ampleur des écarts relevés sur les inventaires présentés.

Une sous-estimation du *burnup* de rechargement des assemblages UO<sub>x</sub>, comme c'est le cas pour le cœur MOX1, se traduit ici par un inventaire en uranium 235 surestimé et de surcroît,

une production sous-estimée des isotopes constituant le vecteur plutonium. Il est à mentionner que le coeur MOX2 décrit, quant à lui, une surestimation des *burnups* de rechargement des assemblages UO<sub>x</sub> ce qui mène forcément aux conclusions inverses. Cette relation est en accord avec l'évolution isotopique attendue pour le combustible UO<sub>x</sub> (cf. section 3). Notons toutefois que cette relation est inversée au cours de l'irradiation (soit pour le troisième et quatrième cycle) pour le plutonium 239. On estime que cela est dû à la consommation importante de cet isotope fissile résultant de la disparition de l'uranium 235.

L'écart enregistré sur les assemblages 1<sup>er</sup> cycle est très important alors qu'il s'agit, par définition, des seuls assemblages n'ayant pas d'erreurs initiales sur le *burnup* de rechargement (c.-à-d. l'irradiation moyenne de ces assemblages est fixée nulle au démarrage). Ainsi, cette erreur témoigne de l'influence importante des déviations observées sur l'usure des assemblages voisins.

Les erreurs massiques relevées sur les assemblages UO<sub>x</sub> sont généralement plus importantes, lorsque comparées aux biais sur les inventaires massiques découlant des assemblages MO<sub>x</sub>. Cette constatation est en accord avec les déviations sur le *burnup* relevées à la figure 6.10 (b) : les écarts les plus importants sont généralement enregistrés sur les assemblages UO<sub>x</sub> : 2<sup>ème</sup> cycle. Rappelons que les réseaux visant à prédire les *burnups* de rechargement des assemblages UO<sub>x</sub> : 2<sup>ème</sup> cycle sont pourtant plus précis que les réseaux élaborés pour le combustible MO<sub>x</sub> (cf. figure 6.9 (a)). L'erreur importante sur les zones de combustion associées aux assemblages UO<sub>x</sub> : 2<sup>ème</sup> cycle peut être expliquée par la sensibilité de cette région du coeur aux déséquilibres de puissance. En effet, une brève étude de la distribution de puissance sur le coeur nous permet de constater que l'agglomération d'assemblages UO<sub>x</sub> relativement frais (soit F5, F4 et G6) est susceptible de générer de forts pics de puissance au cours de l'évolution. Comme évoqué à la section 4.1, l'agglomération d'assemblage UO<sub>x</sub> est très sensible à la propagation de déséquilibre de puissance de cycle en cycle. Mentionnons que l'ensemble des écarts relatifs sur les inventaires MO<sub>x</sub> sont inférieurs à 1 % et que l'erreur relative la plus importante est associée à l'uranium 235 pour tous les assemblages sortants. Si l'impact de cette erreur est moindre sur l'évolution du combustible MO<sub>x</sub>, elle influe directement le comportement neutronique caractéristique des assemblages UO<sub>x</sub>.

Finalement, on s'intéresse à évaluer succinctement l'ampleur que pourrait prendre le déséquilibre de puissance dans le cadre de calcul coeur problématique. À cet effet, les *burnups* de sortie de 300 coeurs définis pseudo-aléatoirement sont calculés via un calcul coeur tel que défini au chapitre 4. Par souci de concision et de par le fait que cette étude considère des gestions atypiques (c.-à-d. une gestion du combustible qui n'est pas caractéristique des scénarios envisagés dans la suite), nous nous contentons d'évoquer ici les conclusions tirées

de ces calculs coeurs présentés en annexe. Or, on constate que 69 coeurs étudiés présentent au moins une zone de combustion caractérisée par un déséquilibre supérieur à 2 %, lorsque comparée à ses pendants symétriques (cf. annexe D).

## Conclusion

Ce chapitre explicite les simplifications apportées à la modélisation du coeur hétérogène telle que définie au chapitre 4 afin d'accélérer les calculs DONJON5 effectués lors de la simulation du cycle du combustible dans CLASS. L'accélération du calcul coeur s'appuie sur la prédiction des paramètres suivants : l'enrichissement en uranium 235 nécessaire à l'atteinte du burnup cible sous condition de réserve de réactivité nulle en fin de cycle, la concentration de bore nécessaire à l'atteinte de la criticité du coeur et l'irradiation moyenne au rechargeement des différents assemblages résultant de la gestion du combustible étudiée.

Le calcul accéléré de l'enrichissement critique en uranium 235 repose essentiellement sur la prédiction de cette valeur par un ajustement cubique liant l'enrichissement au *burnup* cible. Rappelons que cette grandeur était obtenue par une méthode de dichotomie menant à plusieurs calculs coeurs 100% UOx itératifs. Or, l'ajustement utilisé engendre un faible écart sur l'enrichissement en uranium 235, lorsque rapporté à la valeur calculée via DONJON5. Citons que les déviations les plus importantes observées correspondent à une surestimation de 0.014 et une sous-estimation de 0.023 %<sub>ML</sub>.

La prédiction de l'irradiation moyenne au rechargeement s'appuie, quant à elle, sur l'appel à des réseaux de neurones. Mentionnons que nous nous limitons à décrire la distribution du taux de combustion observée sur l'ensemble du coeur au moyen de 26 zones de combustion. Ces zones de combustion correspondent aux six assemblages neufs et aux 20 assemblages usés (c.-à-d. assemblages MOx et UOx) composant un huitième du coeur hétérogène. Ainsi, 20 réseaux distincts sont entraînés sur des bases de données rassemblant des irradiations moyennes découlant de 3000 calculs DONJON5 caractérisés par des longueurs de campagne et des compositions isotopiques définis pseudo-aléatoirement dans l'espace multidimensionnel d'intérêt. En détail, les dimensions de la base d'entraînement sont les suivantes : l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx, la teneur en plutonium ainsi que la composition isotopique du combustible MOx et la durée du cycle d'irradiation. En somme, 95.52 % des *burnups* de rechargement prédits sont caractérisés par une déviation absolue inférieure à 2 %, lorsque confrontés à la valeur prévue par le calcul DONJON5 à l'équilibre. Mentionnons que les déviations relevées entre l'irradiation au rechargement prédite par les réseaux et calculée via DONJON5 diffèrent légèrement entre les différents quadrants du coeur. Ainsi, on admet que la précision de la prédiction du *burnup* de chargement est limitée par l'approximation

de la distribution de la puissance sur le cœur par un huitième dans la mesure où la mise à l'équilibre du cœur réalisée au moyen de cycles d'irradiation préliminaires est susceptible d'induire des dissymétries de puissance. Afin d'éviter ces dissymétries de puissance dans la suite, on opte pour un critère de convergence plus fin menant à une solution de l'équation de diffusion plus précise.

À titre d'exemple, la figure 6.12 introduit les inventaires sortants découlant de la modélisation rigoureuse du cœur hétérogène (c.-à-d. un calcul cœur 100% UO<sub>2</sub> suivi d'un calcul cœur hétérogène) et les inventaires découlant du calcul DONJON5 accéléré pour la composition isotopique de référence MOX1. Notons que l'inventaire en uranium 238 n'est pas présenté par souci de présentation. L'inventaire massique sortant en cet isotope s'élève à 16.178 et 16.182 tonnes pour le calcul rigoureux et le calcul accéléré, respectivement. Citons également que ces schémas de calculs se caractérisent par des coûts de 4014 (c.-à-d. 480 secondes pour le cœur UO<sub>2</sub> et 3534 secondes pour le cœur hétérogène) et 1185 secondes, respectivement.

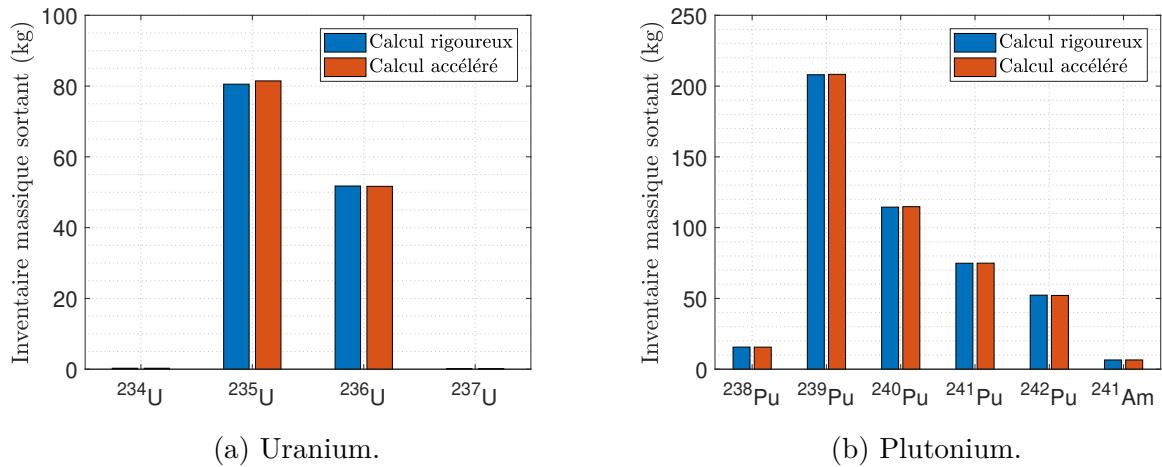


Figure 6.12 Comparaison entre les inventaires isotopiques découlant du schéma de calcul DONJON5 rigoureux et accéléré tels qu'introduits aux chapitres 4 et 6. Les figures (a) et (b) présentent les isotopes d'intérêt constituant le vecteur uranium et le vecteur plutonium, respectivement.

## CHAPITRE 7 CALCUL SCÉNARIO

Au chapitre 1, nous avons mentionné que notre contribution au code de scénario CLASS s'est focalisée sur l'éventuel apport en précision amenée par des modèles d'équivalence et d'irradiation considérant l'échelle cœur. Une attention particulière est alors attribuée à l'influence individuelle et combinée de ces modèles sur la modélisation de l'évolution en réacteur et, de surcroît, la simulation du cycle du combustible. À cet effet, plusieurs scénarios élémentaires sont réalisés à l'aide des différents modèles de fabrication et d'irradiation développés dans le cadre de ce couplage et de celui présenté à la référence [2]. Dans la suite, les scénarios élémentaires correspondent à des installations composées seulement d'une usine de fabrication, d'un réacteur, d'une piscine de refroidissement et d'une usine de séparation. Notons que, dans l'intérêt d'identifier correctement l'impact de la substitution des modèles PMC usuellement utilisées dans CLASS par leurs modèles DONJON5 respectifs, ces études se limitent à la caractérisation des inventaires sortants d'un unique réacteur REP 900 MWe hybride découlant de quatre cycles d'irradiation. Cette étude des déviations pour un parc simple assure une meilleure compréhension des sources de biais susceptibles de s'articuler et de se compenser dans les scénarios complexes présentés dans la suite. Les scénarios complexes considèrent, quant à eux, des flottes de réacteurs composées de REP 900 UO<sub>2</sub> et de REP 900 hybride.

### 7.1 Étude des scénarios élémentaires

Afin d'évaluer l'apport des modèles réacteurs développés ici, nous nous proposons de comparer la modélisation du REP 900 hybride au moyen d'un calcul cœur hétérogène avec celle obtenue en combinant des calculs coeurs homogènes UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub> [2]. Également, ces deux approches sont confrontées aux modèles réacteurs reposant sur les réseaux de neurones. Ainsi, les méthodes suivantes sont considérées :

- CLASS-PMC : une approche s'appuyant sur les calculs réseaux présentés au chapitre 3 dans l'élaboration des réseaux de neurones employés dans les modèles réacteurs.
- CLASS-PMC\* : une approche s'appuyant sur les réseaux de neurones entraînés lors du précédent couplage. Mentionnons que les assemblages MO<sub>2</sub> considérés dans ces modèles sont monozonés, contrairement aux assemblages MO<sub>2</sub> trizonés élaborés dans notre travail.
- CLASS-DONJON5 : une approche s'appuyant sur un calcul cœur hétérogène tel que développé aux chapitres 4, 5 et 6.
- CLASS-DONJON5\* : une approche s'appuyant sur des calculs coeurs homogènes ca-

ractérisant les combustibles MOx et UOx séparément.

Les schémas CLASS-PMC et CLASS-PMC\* diffèrent donc dans la modélisation de l'assemblage employé dans l'élaboration de la base d'entraînement. En détail, les assemblages MOx modélisés sont trizonés et monozonés, et le maillage énergétique des bibliothèques de sections efficaces est discrétilisé à 295 et 172 groupes pour CLASS-PMC et CLASS-PMC\*, respectivement. Les schémas CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\* diffèrent, d'une part, par l'objet *MULTICOMPO* de façon analogue aux bases d'entraînement, et d'autre part, par la méthodologie adoptée dans le modèle de fabrication quant à la recherche de la teneur en plutonium du combustible MOx. Les caractéristiques de ces méthodes sont récapitulées dans le tableau 7.1.

Tableau 7.1 Caractéristiques des modèles de réacteurs utilisés dans les scénarios élémentaires.

| Nomenclature   | Modèle d'équivalence | Modèle d'irradiation |          | $\tilde{k}_{\text{seuil}}$ |
|----------------|----------------------|----------------------|----------|----------------------------|
|                | Hétérogène           | Hétérogène           |          | Hétérogène                 |
| CLASS-DONJON5  | DONJON5              | DONJON5              |          | -                          |
|                | UOx                  | MOx                  | UOx      | MOx                        |
| CLASS-DONJON5* | DONJON5*             | DONJON5*             | DONJON5* | DONJON5*                   |
| CLASS-PMC      | PMC                  | PMC                  | PMC      | PMC                        |
| CLASS-PMC*     | PMC*                 | PMC*                 | PMC*     | PMC*                       |
|                |                      |                      | 1.045    | 1.025                      |
|                |                      |                      | 1.045    | 1.025                      |

Rappelons que le critère de réactivité  $k_{\text{seuil}}$  est une approximation de la réactivité du coeur s'appuyant sur l'évolution d'un assemblage en milieu infini dans l'évaluation des pertes neutroniques. Or, cette approximation est limitée par le fait que le calcul de ce critère estime une usure constante sur l'ensemble de l'irradiation et homogène sur l'ensemble du coeur. Citons également qu'une valeur unique et fixée est utilisée nonobstant la composition isotopique du combustible MOx. Pour des coeurs homogènes, il a été démontré que l'irradiation de sortie varie non seulement entre les différents cycles (soit jusqu'à 50 % par rapport au rythme moyen), mais également entre les différents assemblages symétriques d'un même cycle (soit jusqu'à 20 % lorsque rapporté au rythme moyen d'un cycle) [2]. Cette constatation fut aussi observée pour le coeur hétérogène étudié au chapitre 6. En effet, des déviations sur l'irradiation de sortie sont constatées au sein d'un même combustible, d'un même cycle et des zones de combustion symétriques. Aussi, la littérature nous informe que les fuites neutroniques diminuent au cours du cycle d'irradiation dû à la thermalisation du spectre par le modérateur accentuant davantage les limites de cette évaluation des pertes neutroniques du coeur au moyen d'une constante [21].

Par conséquent, la détermination rigoureuse du  $k_{\text{seuil}}$  nécessite une approche couplant les résultats d'un calcul coeur complet aux courbes du facteur multiplication infini obtenues de calculs réseaux. Simplement, l'irradiation de sortie spécifique à chaque assemblage peut être extraite du calcul coeur puis utilisée dans l'établissement des facteurs de multiplication infinis considérés dans le calcul du  $k_{\text{seuil}}$ . Une étude exhaustive du calcul adéquat du  $k_{\text{seuil}}$  est présentée dans [2]. Dans l'intérêt de limiter le travail présenté dans ce mémoire, les résultats de cette étude sont directement répliqués pour les coeurs homogènes employés dans CLASS-PMC\*. Pour ce qui est de l'étude des scénarios élémentaires, les mêmes valeurs de  $k_{\text{seuil}}$  sont utilisées pour les modèles réacteurs CLASS-PMC. On peut envisager de déterminer grossièrement la valeur de  $k_{\text{seuil}}$  équivalente au gain de réactivité attendu chez l'assemblage MOx trizoné, lorsque confronté à son pendant monozoné. Cette estimation préliminaire reposerait forcément sur la comparaison entre ces topologies présentées au chapitre 3.6. Néanmoins, le modèle de fabrication employé dans CLASS-DONJON5 s'appuie sur la minimisation du facteur de puissance ce qui implique que la recherche de la teneur en plutonium du combustible MOx n'est pas explicitement liée à la réactivité de l'assemblage. Dans la mesure où les modèles de fabrication CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\* sont sensiblement différents dans leur approche, on estime que modifier arbitrairement la valeur du  $k_{\text{seuil}}$  n'est pas suffisant. Cette conclusion est adressée au chapitre 8.

### 7.1.1 Recharges identiques

L'approche adoptée dans cette sous-section consiste à fixer la composition du combustible chargé dans le réacteur REP étudié. Conséquemment, la composition du combustible irradié, soit l'enrichissement en uranium 235 du combustible UOx ainsi que la teneur en plutonium et l'isotopie du combustible MOx, est identique pour l'ensemble des scénarios élémentaires considérés. Les valeurs employées ici représentent les quantités fissiles minimales menant à la criticité du coeur au *burnup* cible et découlent de calculs coeurs homogènes réalisés via l'architecture de calcul DONJON5\* proposée par [2]. Rappelons que ces paramètres sont usuellement déterminés et modifiés au cours du scénario via le modèle de fabrication de CLASS. La composition des coeurs caractérisés lors des scénarios élémentaires est introduite au tableau 7.2. Pour souci de rigueur, les compositions isotopiques des combustibles MOx constituant les coeurs étudiés ici correspondent aux isotopies introduites aux chapitre 3, 4 et 6.

Tableau 7.2 Composition des coeurs considérés dans l'étude des modèles d'irradiation.

| Cas         | $\epsilon$<br>(% <sub>ML</sub> ) | $\tau$<br>(% <sub>ML</sub> ) | Composition isotopique du MOx (%) |                   |                   |                   |                   |                   | $t_{cycle}$<br>(JEPP) |
|-------------|----------------------------------|------------------------------|-----------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-----------------------|
|             |                                  |                              | <sup>238</sup> Pu                 | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |                       |
| <b>HET1</b> | 4.00                             | 8.18                         | 2.50                              | 54.50             | 25.20             | 8.60              | 7.90              | 1.30              | 340                   |
| <b>HET2</b> | 4.00                             | 10.51                        | 5.00                              | 50.45             | 28.00             | 5.00              | 10.00             | 1.55              | 340                   |
| <b>HET3</b> | 4.00                             | 6.73                         | 2.00                              | 62.25             | 22.50             | 8.00              | 5.00              | 0.25              | 340                   |

Selon l'usage habituel de CLASS (c.-à-d. les approches CLASS-PMC et CLASS-PMC\*), on modélise un cœur composé entièrement de combustible neuf. Quatre cycles d'irradiation sont ensuite simulés puis les inventaires usés en sont extraits. On se doit donc de traiter les inventaires sortants des couplages CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\* afin d'obtenir une représentation du contenu massique équivalente à CLASS-PMC. À cet effet, les inventaires chargés ainsi que les inventaires découlant du cycle d'irradiation simulé via le calcul DONJON5 sont multipliés par quatre. Cette grandeur massique est ensuite attribuée aux instants de recharge et décharge en correspondance avec le vecteur temporel défini par CLASS. Les inventaires massiques au chargement et déchargement sont reliés au moyen d'une interpolation linéaire entre ces points. Ce traitement simplifié engendre nécessairement une évolution linéaire pour l'ensemble des grandeurs massiques représentées. La comparaison entre les inventaires isotopiques découlant des différents modèles réacteurs est donc forcément limitée aux valeurs d'entrée et de sortie. Rappelons également que la modélisation d'un cœur hétérogène au moyen de modèles homogènes (c.-à-d. CLASS-DONJON5\*, CLASS-PMC\* et CLASS-PMC) revient à évaluer l'inventaire isotopique résultant de l'irradiation de coeurs homogènes complets rapporté à la proportion d'assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> spécifique au cœur hétérogène étudié ici. La figure 7.1 illustre l'évolution des inventaires massiques en uranium et plutonium constituant le combustible irradié selon les différentes approches considérées.

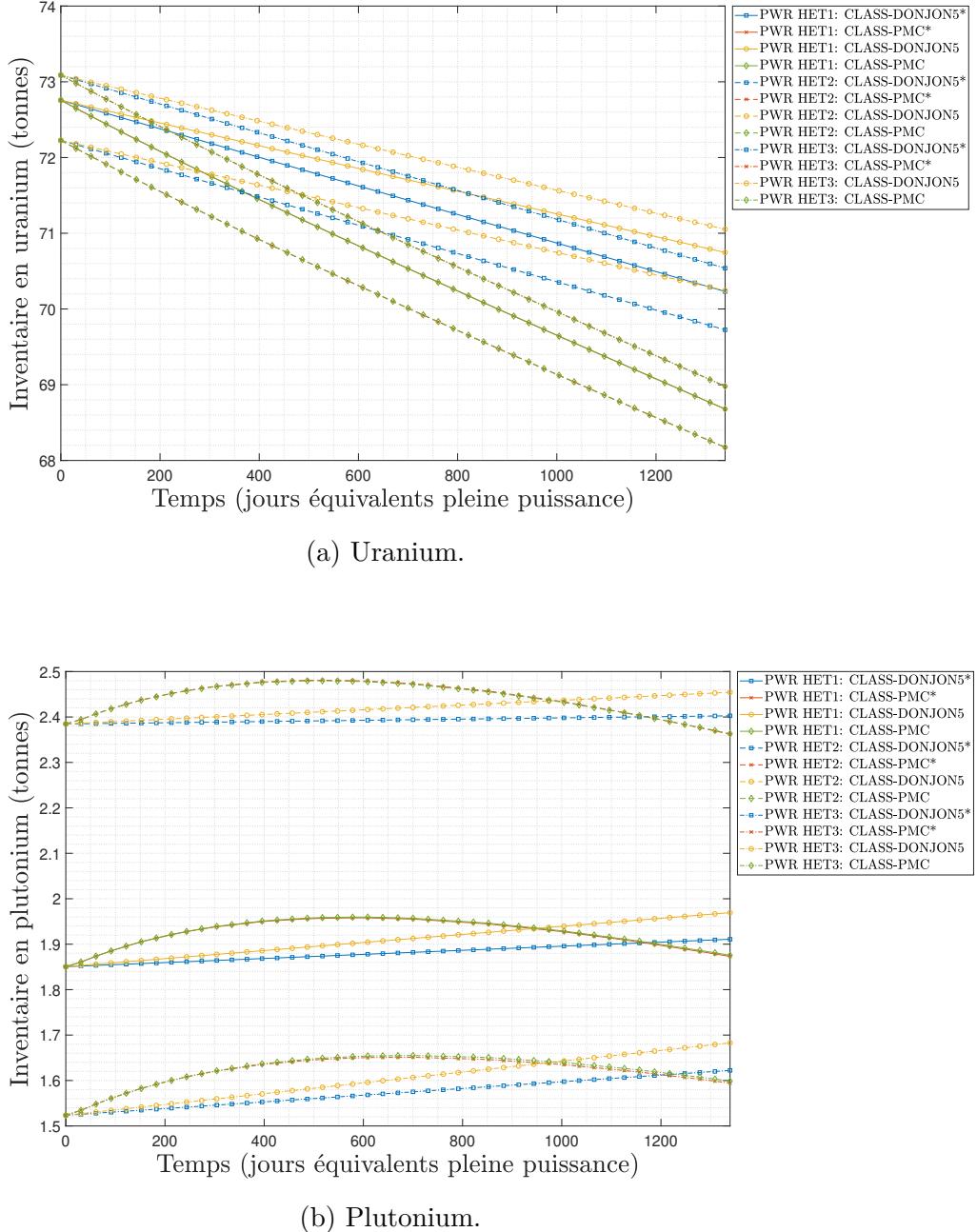


Figure 7.1 Évolution des inventaires en uranium et plutonium retranscrite au moyen des différents modèles d'irradiation considérés pour les coeurs dénotés HET1, HET2 et HET3.

Pour ce qui est des schémas CLASS-PMC et CLASS-PMC\*, observons que les évolutions des inventaires en uranium et en plutonium sont fort similaires (c.-à-d. les courbes vertes et rouges introduites à figure 7.1 sont confondues). Ce constat est inattendu, les résultats présentés dans l'étude du trizonage et de la topologie adoptée (cf. sections 3.3 et 3.6) détaillent

l'impact significatif de l'agencement des crayons de combustible MOx sur l'évolution des sections efficaces et, de surcroît, les inventaires massiques. Tout de même, il est à mentionner que la variation de l'influence du zonage en fonction de la composition isotopique semble conservée dans les PMC. En effet, l'isotopie MOX3 engendre des déviations légèrement plus importantes entre l'assemblage monozoné et trizoné, lorsque comparée à l'isotope MOX1, elle-même sujette à des déviations plus importantes que MOX2. Toutefois, l'ampleur de l'écart observé est surprenante dans la mesure où elle est nettement inférieure aux déviations relevées des calculs DRAGON5. On peut dès lors s'interroger sur la déviation du contenu en plutonium 239 dans les assemblages MOx composant les coeurs simulés via CLASS-PMC et CLASS-PMC\*. En regardant les inventaires isotopiques associés aux combustibles MOx composant le cœur HET3, on constate que l'inventaire en plutonium 239 découlant de CLASS-PMC est supérieur de 1.25 % après 1360 jours (équivalents pleine puissance), lorsque confronté à CLASS-PMC\*. Or, l'assemblage MOX3 trizoné caractérisé via DRAGON5 engendre des écarts de 4.59 % après 1300 jours, lorsque comparé à l'assemblage MOX3 monozoné.

Intéressons-nous maintenant à l'écart entre les inventaires en plutonium et uranium résultant de CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\*. Puisque le modèle d'irradiation DONJON5 hétérogène retranscrit une distribution du flux neutronique sur le cœur impliquant la contribution des neutrons en provenance des assemblages MOx, on admet que le spectre observé est plus dur dans les assemblages UOx, lorsque confrontés au cœur entièrement UOx. Ce comportement neutronique engendre nécessairement une utilisation plus faible de l'uranium 235 qui se caractérise par une section efficace très forte dans le domaine thermique. A contrario, on observe une production plus importante de plutonium au cours de l'irradiation dans le cœur hétérogène, lorsque comparé au calcul cœur homogène. De par le fait que les pics d'absorptions de l'uranium 238 se trouvent dans le domaine épithermique, on estime que cette observation est également justifiée par le déplacement du spectre dû à l'introduction de combustible MOx dans le cœur, et par conséquent, la prise en considération des neutrons en provenance de cet assemblage sur l'assemblage de combustible UOx. Rappelons aussi que les segmentations énergétiques considérées dans la génération de l'objet *MULTI-COMPO* référencé dans les calculs DONJON5 et DONJON5\* diffèrent. En l'occurrence, les assemblages combustibles caractérisés via DRAGON5 reposent sur des bibliothèques de sections efficaces discrétisées à 172 et 295 groupes pour les schémas CLASS-DONJON5\* et CLASS-DONJON5, respectivement. Rappelons que ces maillages énergétiques diffèrent fortement dans la retranscription des résonances caractéristiques de l'uranium 238 entre 22.5 eV et 11.14 keV. Conséquemment, on admet que cette différence quant à la prise en compte de la contribution des dépressions du spectre neutronique induites de l'uranium 238 génère une déviation additionnelle, quoique moindre, sur la production de plutonium au cours de

l'irradiation.

On constate ensuite un inventaire sortant plus faible du plutonium 239 pour le schéma CLASS-DONJON5\*, lorsque comparé à CLASS-DONJON5. Cette différence à raison de 11% est attribuée à deux causes, soit une première à l'échelle réseau et une seconde à l'échelle cœur. D'abord, l'usure plus rapide de l'assemblage MOx monozoné s'explique par le flux radial quasi homogène résultant du plan de chargement. Il en résulte une consommation plus forte des isotopes fissiles au cours de l'irradiation des assemblages MOx monozonés. Cette observation s'appuie sur les résultats présentés à la section 3.3. Ensuite, une forte absorption du flux thermique est attendue au passage des assemblages UOx à MOx composant le cœur hétérogène. Conséquemment, le rapport de spectre (c.-à-d. la proportion de flux rapide rapportée au flux thermique) relevé en périphérie des assemblages MOx est sensiblement plus dur vis-à-vis ses voisins UOx. En conséquence et de par la nature continue du flux, une diminution forte et soudaine de la puissance est forcément observée dans les assemblages MOx. Cette conclusion s'appuie, quant à elle, sur les résultats présentés à la section 4.2.

Finalement, nous constatons une usure beaucoup moins importante pour les approches considérant l'échelle cœur, soit CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\*, lorsque confrontée à l'usure prédictive des réseaux de neurones. Pour expliciter cet écart, nous nous proposons d'étudier le calcul du flux neutronique dans CLASS selon l'équation suivante :

$$\phi = \frac{P_{th}}{\sum_i \epsilon_i \cdot N_i \cdot \sigma_{f,i}} \quad (7.1)$$

où  $P_{th}$  est la puissance thermique du réacteur,  $\epsilon_i$  est l'énergie produite par la fission de l'isotope  $i$  et  $\sigma_{f,i}$  est la section efficace de fission. Cette définition du flux s'interprète comme la puissance, qui est d'ailleurs fixée lors de la simulation, divisée par la quantité totale d'énergie produite des fissions. Nous voyons donc que le flux est inversement proportionnel à l'énergie dégagée par fission qui est délicate à appréhender dans CLASS puisque l'énergie capturée par les neutrons de capture n'est pas systématiquement comptabilisée. Par soucis de cohérence avec les précédentes comparaisons CLASS-DONJON5/CLASS-PMC, nous avons choisi de ne considérer dans CLASS que la contribution des fissions au dépôt d'énergie, alors que l'énergie thermique totale calculée par DONJON5 inclue également les captures radiatives. Il en résulte nécessairement un flux plus important pour les PMC et, par conséquent, une usure plus forte des isotopes fissiles. Une étude de sensibilité à cette énergie de fission pour la modélisation des réacteurs avec des PMC est nécessaire pour quantifier plus précisément ces biais. La figure 7.2 récapitule les écarts relatifs constatés sur les inventaires isotopiques d'intérêt au déchargement en fonction des modèles d'irradiation utilisés. L'écart relatif est

pris ici comme égal à la différence entre le schéma considéré et CLASS-DONJON5 rapportée à CLASS-DONJON5.

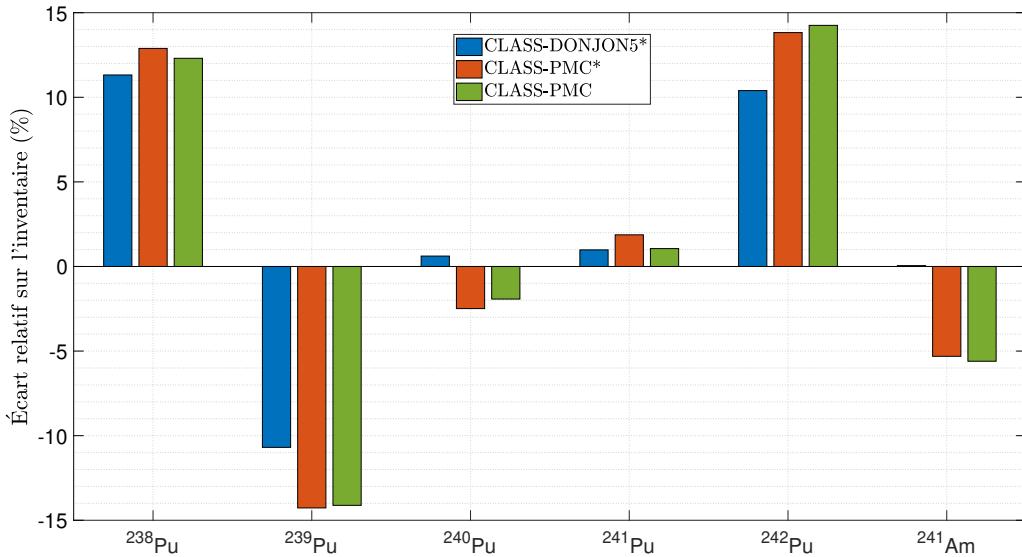
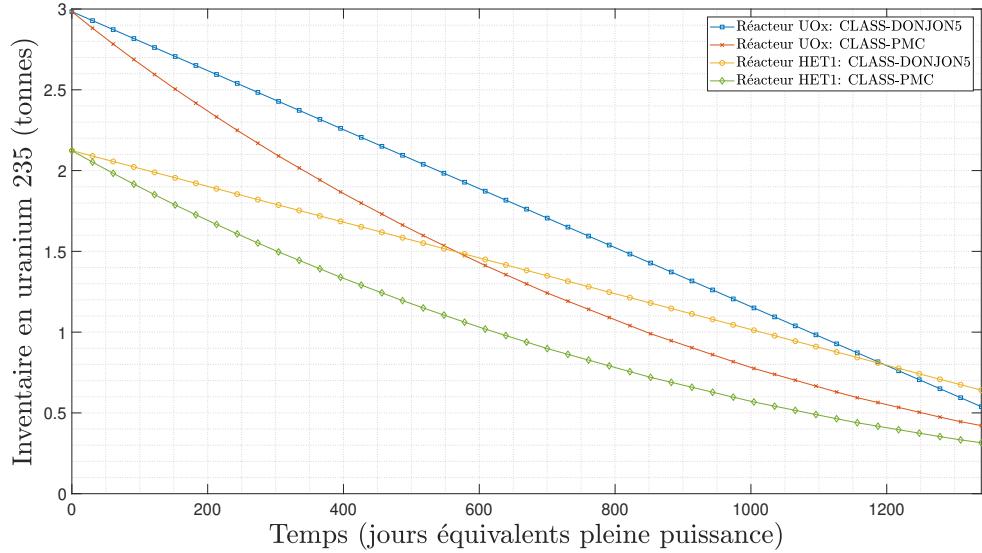
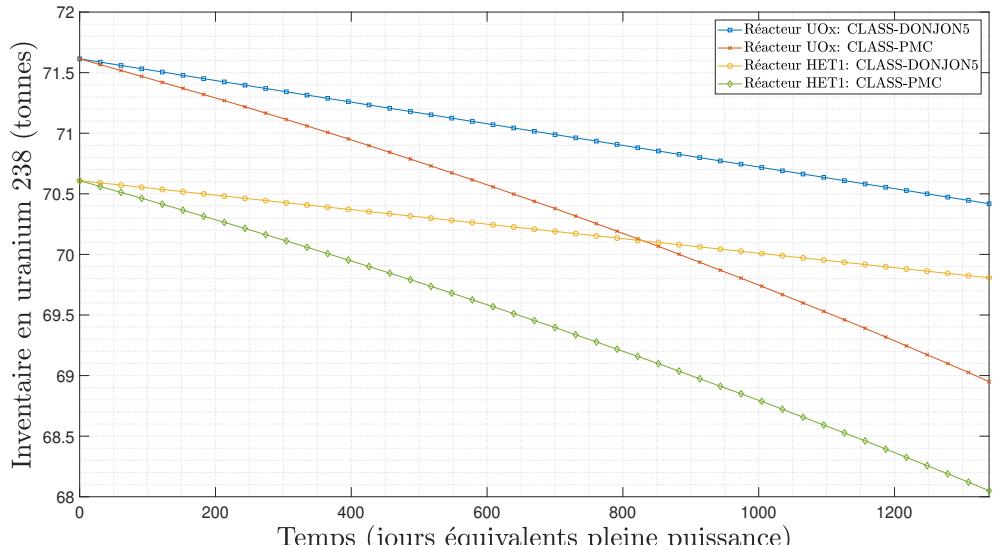


Figure 7.2 Écarts relatifs sur les isotopes du vecteur plutonium générés par les différents modèles d'irradiation considérés, lorsque rapportés aux inventaires découlant de CLASS-DONJON5. Les écarts présentés sont relevés du cas HET1.

Finalement, l'irradiation d'un cœur UO<sub>x</sub> chargé identique est simulée au moyen des schémas CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC (cf. figure 7.3). À titre de comparaison, la figure 7.3 présente également l'irradiation du cœur HET1 simulée au moyen des schémas CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC. Il est à mentionner que les inventaires en uranium associés au réacteur hétérogène incluent également le contenu massique relevé des assemblages MO<sub>x</sub> composant le cœur considéré. Les résultats tirés de cette étude confirment que les réseaux de neurones surestiment l'usure du combustible UO<sub>x</sub> (c.-à-d. une consommation plus importante de l'uranium 235 et une dégradation plus forte de l'uranium 238). Pour un combustible chargé fixe, ces phénomènes engendrent des écarts relatifs sur le déchargement du réacteur UO<sub>x</sub> à raison de 21.72 % et 2.09 % sur le contenu massique en uranium 235 et uranium 238, respectivement. L'écart relatif est pris ici comme égal à la différence en valeur absolue entre la décharge CLASS-PMC et la décharge CLASS-DONJON5 rapportée à CLASS-DONJON5.



(a) Uranium 235.



(b) Uranium 238.

Figure 7.3 Évolution des inventaires en uranium 235 et 238 découlant d'un réacteur UO<sub>2</sub> et d'un réacteur hétérogène sous irradiation en fonction des modèles de fabrication et d'irradiation employés.

### 7.1.2 Recharges distinctes

Nous nous proposons maintenant de répéter les scénarios introduits ci-haut en s'appuyant, cette fois, sur les modèles de fabrication dans la construction du combustible chargé. De ces scénarios élémentaires résultent forcément des écarts plus importants entre les inventaires massiques caractérisés étant donné le contenu massique chargé initialement distinct pour les différentes approches étudiées. Ainsi, l'analyse présentée dans cette sous-section s'est focalisée principalement sur les écarts au rechargement. La figure 7.4 illustre l'évolution des inventaires massiques en uranium et en plutonium constituant le combustible irradié selon les différentes approches considérées. Pour faciliter la lecture de la figure 7.4 (a), nous nous proposons de récapituler les écarts en début et fin de cycle entre les inventaires en uranium découlant des architectures de calcul considérées, lorsque comparés à CLASS-DONJON5 pris ici comme la référence (cf. tableau 7.3).

Tableau 7.3 Écarts sur les inventaires en uranium calculés en début et fin de cycle au moyen des modèles de fabrication et d'irradiation CLASS-DONJON5\*, CLASS-PMC et CLASS-PMC\* pour les coeurs dénotés HET1, HET2 et HET3, lorsque comparés à CLASS-DONJON5.

| Cas         | Écart massique en DdC (tonnes) |       |       | Écart massique en FdC (tonnes) |        |        |
|-------------|--------------------------------|-------|-------|--------------------------------|--------|--------|
|             | DONJON*                        | PMC   | PMC*  | DONJON*                        | PMC    | PMC*   |
| <b>HET1</b> | 0.347                          | 0.327 | 0.327 | -0.210                         | -1.790 | -1.780 |
| <b>HET2</b> | 0.560                          | 0.328 | 0.458 | -0.010                         | -1.778 | -1.600 |
| <b>HET3</b> | 0.187                          | 0.188 | 0.204 | -0.357                         | -1.925 | -1.900 |

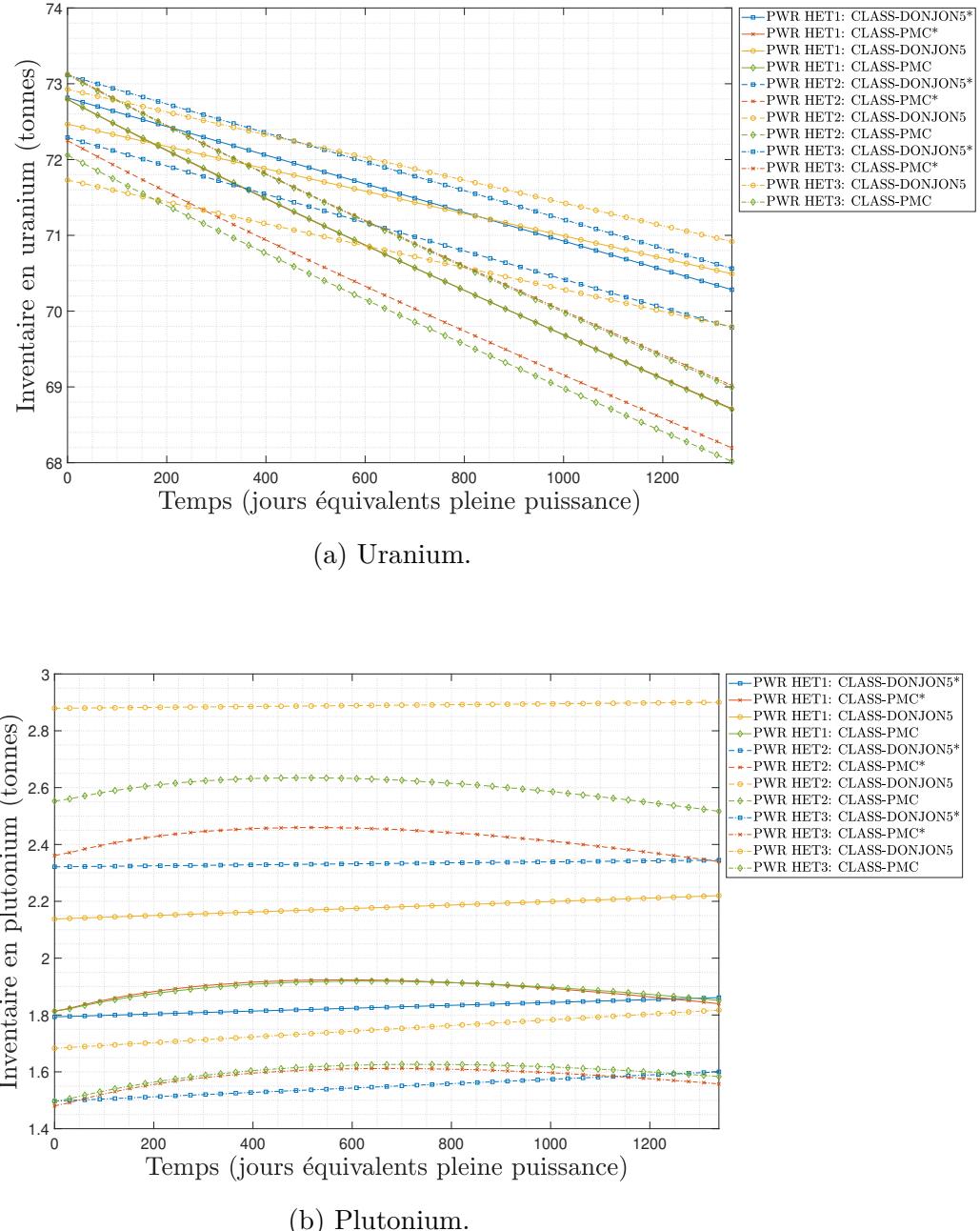


Figure 7.4 Évolution des inventaires en uranium et en plutonium retranscrite au moyen des différents modèles de fabrication et d'irradiation considérés pour les coeurs dénotés HET1, HET2 et HET3.

Une attention particulière est d'abord accordée aux inventaires en uranium et en plutonium découlant du cœur hétérogène modélisé au moyen des modèles de fabrication et d'irradiation CLASS-DONJON5. Il est important de clarifier que, si les autres modèles réacteurs reposent

essentiellement sur la recherche de criticité dans l'établissement de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>, l'architecture de calcul CLASS-DONJON5 s'appuie, quant à elle, sur le modèle de teneur équivalente assurant ainsi des comportements neutroniques corrects (c.-à-d. facteur de puissance raisonnable) lors de l'irradiation. Il en résulte donc une teneur en plutonium considérablement différente pour ce schéma, lorsque comparée aux autres approches considérées ici. Un intérêt fut porté à établir une valeur de  $k_{\text{seuil}}$  pour CLASS-PMC engendrant des inventaires chargés similaires à ceux élaborés par CLASS-DONJON5. Rappelons toutefois que la minimisation du facteur de puissance est susceptible d'engendrer une variation plus importante de la teneur en plutonium équivalente en fonction de la composition isotopique du MO<sub>x</sub>, lorsque comparée à la variation de la teneur critique en fonction du vecteur plutonium. Citons également que la teneur équivalente n'est pas explicitement liée à la réactivité du coeur. Dès lors, on estime qu'une valeur unique de  $k_{\text{seuil}}$  est d'autant moins satisfaisante pour une équivalence entre les combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> reposant sur la minimisation du facteur de puissance sur le coeur. Comparons maintenant les inventaires chargés découlant des approches CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\*. Mentionnons que la déviation initiale générée sur la teneur en plutonium s'accompagne nécessairement d'un écart équivalent et inverse sur le contenu en uranium. L'inventaire en plutonium, bien que significativement différent au rechargement, décrit une évolution similaire au cours de l'irradiation du réacteur pour CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\*. À titre d'exemple, l'inventaire en plutonium augmente de 21 kg pour les coeurs HET2 simulés via CLASS-DONJON5, alors que cette augmentation est de 24 kg pour CLASS-DONJON5\*. Or, l'écart généré par la fabrication du combustible avec CLASS-DONJON5\*, lorsque comparée à CLASS-DONJON5, soit 558 kg de plutonium pour le coeur HET2, est nettement supérieur à l'écart généré par l'irradiation, soit 3 kg de plutonium. Cette constatation est surprenante dans la mesure où, si la fabrication du plutonium allait forcément différer considérablement pour ces deux approches, l'ampleur de l'écart généré sur l'irradiation est, quant à lui, plus faible que l'ordre de grandeur prédict par les scénarios élémentaires. A contrario, l'écart entre les inventaires en uranium croît sensiblement au cours de l'irradiation ce qui est en accord avec les comportements constatés sur les scénarios élémentaires à recharges fixées.

Notons ensuite que la fabrication du combustible au moyen des architectures de calculs CLASS-PMC et CLASS-PMC\* engendre des contenus massiques forts similaires pour les compositions isotopiques HET1 et HET3, alors que les inventaires chargés sont considérablement différents pour l'isotopie HET2. Le cas HET2 est particulier de par sa mauvaise qualité isotopique à même d'induire une évolution du  $k_{\infty}$  spécifique et plate (cf. figure 5.1). Rappelons que l'estimation de la teneur critique en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> avec la

modélisation basée sur les PMC s'appuie sur une méthode de dichotomie dans la recherche du  $k_{\text{seuil}}$ . Or, on estime que l'utilisation d'un tel algorithme pour ce type d'évolution engendre des biais plus importants sur la teneur obtenue. Mentionnons aussi qu'en s'appuyant sur la caractérisation des assemblages monozonés et trizonés via les calculs DRAGON5, on estime que l'écart sur la réactivité associé au combustible MOX2 est moins important que celui attendu pour les combustibles MOX1 et MOX3. Cette observation questionne l'impact du trizonage sur la fabrication du combustible et la précision de la réponse des réseaux de neurones.

En somme, on voit que la fabrication du combustible chargé est considérablement différente lorsqu'on prend en considération le facteur de puissance dans l'élaboration du cœur hétérogène. Malheureusement, il semble difficile de reproduire ce critère sur la distribution de la puissance entre les assemblages MOx et UOx au moyen du critère présentement en place dans CLASS, soit le  $k_{\text{seuil}}$ . À nouveau, ces déviations sur le contenu chargé font lumière sur les limitations de l'équivalence entre les combustibles UOx et MOx entièrement basée sur la réactivité de l'assemblage.

## 7.2 Étude des scénarios complexes

Le scénario complexe est défini ici comme l'étude du cycle du combustible sur 80 ans pour des installations constituées d'unités de traitements et de réacteurs REP 900 MWe UOx et hétérogènes s'articulant dans l'irradiation des inventaires combustibles. Une schématisation simplifiée des installations considérées dans la suite est présentée à la figure 7.5. On choisit de simuler un parc constitué d'un nombre arbitraire de 10 réacteurs. Mentionnons que, si les ressources disponibles pour la fabrication des assemblages UOx sont infinies, la construction du combustible MOx repose entièrement sur les combustibles usés résultant de l'irradiation des coeurs UOx. L'habitude veut que l'on utilise également les assemblages UOx composants le cœur hétérogène dans la fabrication des assemblages moxés. Toutefois, ces derniers sont omis afin de simplifier le traitement des décharges découlant des coeurs hétérogènes.

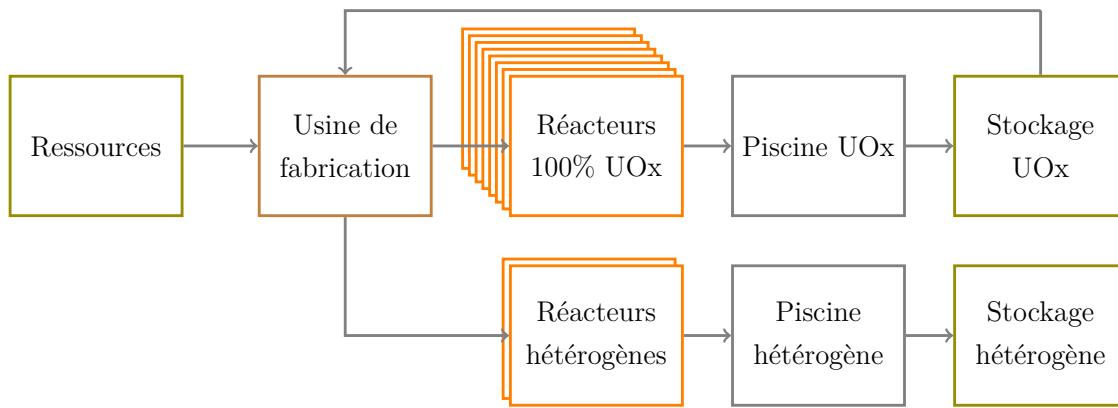


Figure 7.5 Schématisation simplifiée des unités composant le cycle du combustible considérées pour les scénarios A, B et C. Les parcs étudiés sont composés de 8 REP 100% UOx et 2 REP hétérogène.

On s'intéresse ainsi à évaluer, via les inventaires en plutonium découlant de calculs DON-JON5 caractérisant différents coeurs 100% UOx, le nombre de cœur hétérogène qu'il est possible d'opérer uniquement sur les inventaires résultant de l'irradiation de ces UOx. La figure 7.6 recense les inventaires en plutonium découlant de l'irradiation en réacteur UOx pour différentes durées de cycle ainsi que les inventaires chargés en plutonium nécessaire au fonctionnement nominal d'un cœur hétérogène composé de la composition isotopique de référence, soit MOX1, pour les mêmes *burnups* cibles. Notons que les enrichissements en uranium 235 correspondent aux enrichissements critiques obtenus via l'ajustement polynomial et que les teneurs en plutonium correspondent, quant à elles, aux teneurs équivalentes obtenues via le modèle d'équivalence développée aux chapitres précédents. Les inventaires massiques traités ici représentent 37 assemblages UOx sortants (axe de gauche) et 12 assemblages MOx chargés (axe de droite).

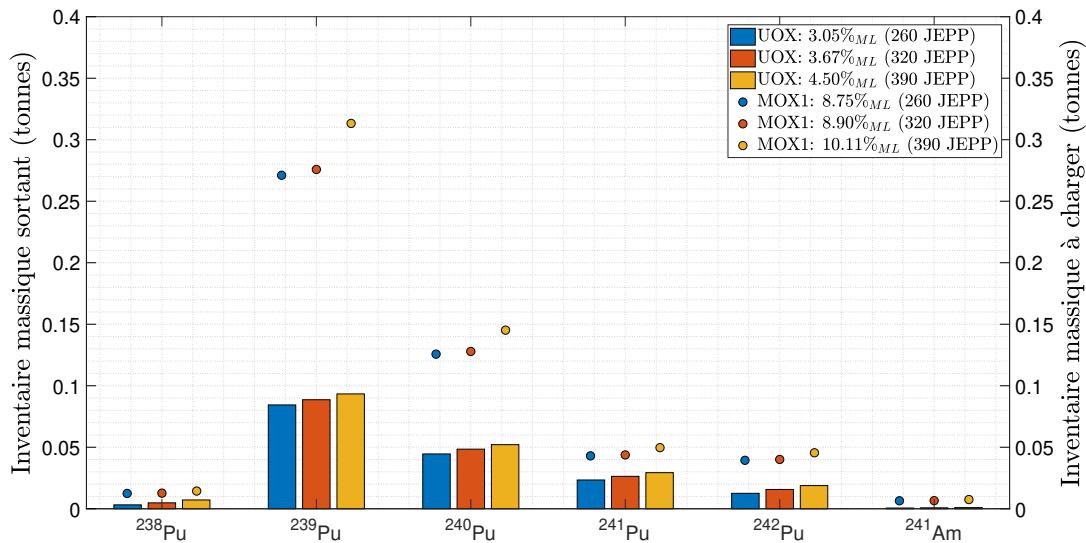
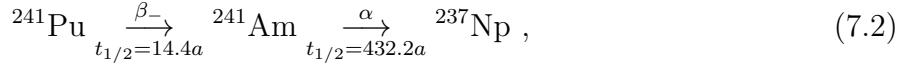


Figure 7.6 Comparaison entre les inventaires isotopiques découlant de l'irradiation d'un coeur 100% UOx et les inventaires isotopiques chargés dans un coeur hétérogène en fonction du temps de cycle. L'axe de gauche et les barres représentent les inventaires UOx déchargés, alors que l'axe de droite et les marqueurs représentent les inventaires MOx chargés.

Les enseignements tirés de la figure 7.6 nous permettent d'envisager un approvisionnement d'une tonne de combustible MOX1 par 3.70 tonnes de combustible UOx usé. Ce rapport est estimé selon la proportion de plutonium 239 résultant de l'irradiation la plus courte dans un coeur 100% UOx, soit 260 jours (équivalents pleine puissance), rapportée à l'inventaire MOx chargé nécessaire à une irradiation de 390 jours dans le coeur hétérogène. En s'appuyant sur ce rapport, on admet que le parc considéré dans la suite se doit d'être composé d'un minimum de huit coeurs UOx pour assurer un approvisionnement régulier pour deux réacteurs hétérogènes.

Mentionnons que, si les inventaires combustibles traités dans l'analyse élémentaire se caractérisent par une concentration prédéfinie en américium 241, ce qui est également le cas pour les calculs réseaux et les calculs coeurs, la concentration de cet isotope découle ici de la décroissance radioactive du plutonium 241. La chaîne de désintégration du plutonium 241 est introduite à l'équation 7.2. Le plutonium 241 est caractérisé par une demi-vie considérablement plus faible que les autres isotopes d'intérêt. Puisque l'américium 241 se caractérise par une durée de vie plus longue que son prédécesseur, on observe une accumulation en cet isotope lors de traitement des décharges UOx en piscine de refroidissement, dans les stockages et dans l'usine de fabrication. Les équations suivantes présentent la diminution en plutonium 241 et, de surcroît, l'augmentation en américain 241 engendrée par la désintégration naturelle du plutonium 241. L'exemple présenté considère un temps de refroidissement et

un temps de fabrication, dénotés  $\Delta t_{\text{ref.}}$  et  $\Delta t_{\text{fab.}}$ , de 5 et 2 ans, respectivement. Il est à noter que l'américium 241 est extrait avant la fabrication du combustible MOx. Par conséquent, la quantité d'américium 241 constituant la composition isotopique du combustible chargé correspond seulement à la production de ce dernier au cours de la fabrication. La quantité de plutonium 241 découle, quant à elle, de la perte générée par les désintégrations naturelles de cet isotope dans l'ensemble du cycle du combustible.



$${}^{241}\text{Pu}(t_1 = t_0 + \Delta t_{\text{ref.}}) = {}^{241}\text{Pu}(t_0) \cdot \exp\left(\frac{-\Delta t_{\text{ref.}}}{\tau}\right) = {}^{241}\text{Pu}(t_0) \cdot 0.7861 , \quad (7.3)$$

$${}^{241}\text{Pu}(t_2 = t_1 + \Delta t_{\text{fab.}}) = {}^{241}\text{Pu}(t_1) \cdot \exp\left(\frac{-\Delta t_{\text{fab.}}}{\tau}\right) = {}^{241}\text{Pu}(t_0) \cdot 0.7861 \cdot 0.9082 \quad (7.4)$$

et

$${}^{241}\text{Am}(t_2) = {}^{241}\text{Pu}(t_1) - {}^{241}\text{Pu}(t_2) = 0.7861 \cdot {}^{241}\text{Pu}(t_0) \cdot (1 - 0.9082) , \quad (7.5)$$

avec  $\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2}$ ,  $\Delta t_{\text{ref.}} = 5$  années et  $\Delta t_{\text{fab.}} = 2$  années.

Le temps de fabrication et le temps de refroidissement sont considérés fixés et l'étude des scénarios complexes s'est focalisée sur l'évaluation des options de gestion suivantes : le temps de cycle (ou *burnup* de décharge) et la gestion des stockages. Citons également que la durée de fonctionnement des réacteurs est fixée à 60 cycles pour les REP 900 MWe UOx et 40 cycles pour les REP 900 MWe hybrides. Afin de conserver un nombre constant de cycles précédent le démarrage des coeurs hétérogènes, l'instant de démarrage de ces derniers est ajusté en fonction de la longueur de campagne des réacteurs UOx de façon à assurer 20 cycles. Afin de trancher l'apport en précision généré par l'échelle cœur, nous nous proposons d'étudier trois scénarios : un premier scénario, dénoté A, représentant une gestion stationnaire et deux scénarios, dénotés B et C, différant par les *burnups* de décharge des réacteurs UOx et hétérogènes. En détail :

- Le scénario A considère une flotte de réacteurs composée de huit REP UOx et deux REP hybrides. La gestion de stock est LiFo. Cette gestion assure un approvisionnement stationnaire des réacteurs hétérogènes reposant entièrement sur les dernières décharges UOx.
- Le scénario B correspond à une gestion favorable des inventaires en plutonium dans le stockage découlant de l'irradiation des coeurs UOx. La longueur de campagne est allongée pour les réacteurs UOx engendrant des réserves plutonium considérables. A contrario, les cycles d'irradiation des réacteurs hétérogènes sont raccourcis et chargés

selon une gestion LiFo conduisant à des compositions isotopiques fortes en isotope fissile et, donc, une teneur en plutonium moins importante. On s'attend à constater des inventaires en plutonium sensiblement plus important dans les stockages UOx vis-à-vis les stockages hétérogènes. La composition isotopique des inventaires chargés dans les coeurs hétérogènes est susceptible de changer lors du scénario étant donné les longueurs de campagne différentes pour les coeurs hétérogènes et UOx.

- Le scénario C représente l'idée inverse des options de gestions retenues pour le scénario B. La longueur de campagne considérée pour les réacteurs UOx est prise courte, alors que les coeurs hétérogènes sont irradiés jusqu'à un *burnup* de déchargement nettement plus important. On s'attend ainsi à obtenir une utilisation plus importante des matières valorisables en provenance des réacteurs UOx de par la teneur en plutonium plus importante des assemblages MOx pour des durées de cycles plus longues. On adopte une gestion mixte, notée Mix, pour ce scénario (c.-à-d. une succession alternée de recharge LiFo et FiFo). Dans le cas où le dernier inventaire combustible déchargé des réacteurs UOx ne suffit pas à alimenter les réacteurs hétérogènes, on s'intéressera à évaluer l'influence du combustible usé vieilli dans l'élaboration des MOx chargés.

Les options de gestion des scénarios traités dans la suite sont récapitulées au tableau 7.4. L'analyse présentée dans les sous-sections ci-jacentes se focalise sur les grandeurs massiques suivantes : d'abord, l'évolution des inventaires en isotopes du plutonium d'intérêt relevés dans les réacteurs UOx et hybrides, ensuite, les inventaires massiques en plutonium cumulés dans les stockages UOx et hétérogène sur l'ensemble du cycle ainsi que la qualité du plutonium constituant ces derniers, et finalement, les inventaires globaux en plutonium et en actinides mineurs. Par souci de concision, chacun des scénarios évoqués est modélisé seulement par les architectures de calculs CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC. Des figures sont générées de ces derniers de façon à récapituler les grandeurs d'intérêt pour chaque scénario considéré puis des enseignements en sont extraits et discutés. Toujours par souci de concision, seulement les enseignements tirés du scénario A sont traités exhaustivement. Nous nous limitons ensuite à mentionner les différences observées pour les deux scénarios additionnels.

Tableau 7.4 Caractéristiques des scénarios complexes. Les dates de démarriages sont notées  $t_{\text{dém.}}$  et indiquées en années. Les temps de cycle sont notés  $t_{\text{cycle}}$  et indiqués en jours (équivalents pleine puissance). Les *burnups* de décharge sont notés  $BU_{\text{décharg.}}$  et indiqués en  $\text{GWj} \cdot t_{ML}^{-1}$ .

| Nomenclature | Réacteurs UOx     |                    |                        | Réacteurs hétérogènes |                    |                        | Gestion des stocks |
|--------------|-------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|--------------------|------------------------|--------------------|
|              | $t_{\text{dém.}}$ | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ | $t_{\text{dém.}}$     | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ |                    |
| Scénario A   | 2.0               | 320                | 46.0                   | 24.5                  | 320                | 46.0                   | LiFo               |
| Scénario B   | 2.0               | 350                | 50.5                   | 26.2                  | 280                | 40.5                   | LiFo               |
| Scénario C   | 2.0               | 320                | 46.0                   | 24.5                  | 350                | 50.5                   | Mix                |

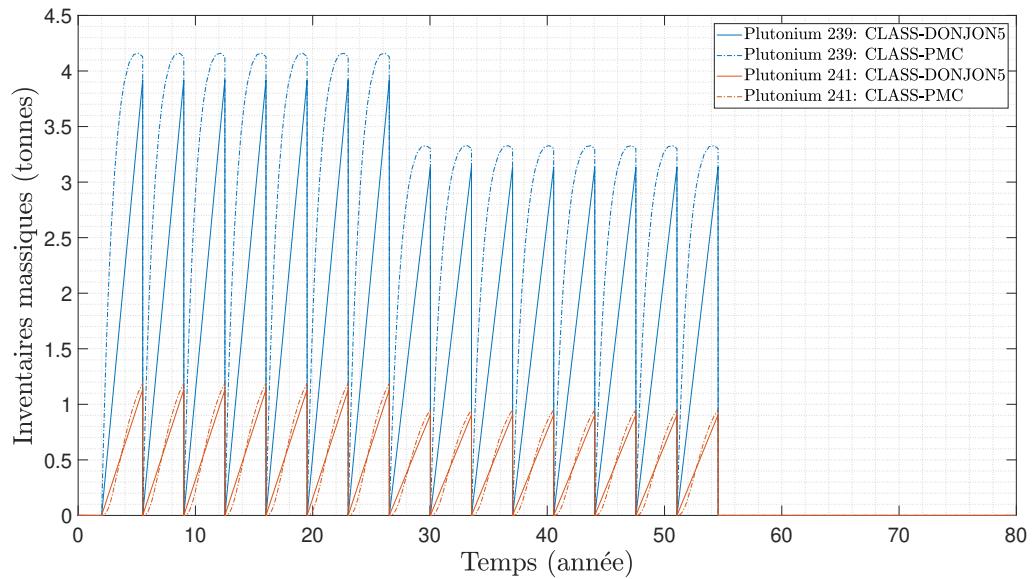
### 7.2.1 Scénario A

Des figures 7.7 (a) et 7.8 (a), on relève une production des inventaires en plutonium plus faible dans les réacteurs UOx simulés via le calcul coeur DONJON5, lorsque comparé au schéma CLASS-PMC. Simplement, les modèles de réacteurs reposant sur les réseaux de neurones surestiment la quantité de plutonium produite dans les réacteurs UOx modélisés. Ce constat était attendu, il fut observé à l'échelle du scénario élémentaire et les sources de ces déviations sont détaillées précédemment. Les PMC tendent à surestimer l'usure du combustible UOx ce qui ce traduit, d'une part, par une consommation plus élevée de l'uranium 235 et d'autre part, par une transmutation plus importante de l'uranium 238 et, de surcroît, une forte production de plutonium au cours de l'irradiation. La figure 7.9 (b) dépeint l'accroissement de cet écart sur les décharges UOx cumulées pour plusieurs cycles d'irradiation successifs.

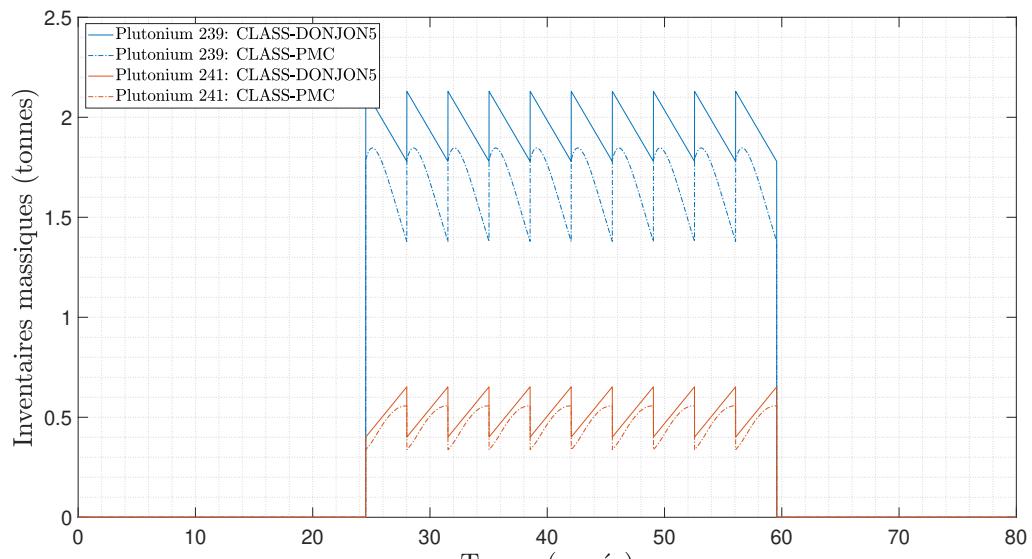
Notons ensuite que les courbes associées au stockage UOx présentées à la figure 7.10 (a) décrivent trois régimes distincts : un premier correspondant à l'opération des dix réacteurs UOx, suivit d'un second correspondant à l'opération combinée des réacteurs UOx et hybrides et finalement, un troisième correspondant au décharge des derniers coeurs UOx. Le premier régime se caractérise par l'accumulation des déchargements découlant des réacteurs UOx. Ce dernier décrit une faible déviation entre les schémas CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC, soit un écart de 0.34 T sur l'inventaire en plutonium après 20 cycles. En détail, les écarts relevés sur les inventaires isotopiques du premier décharge UOx obtenu de CLASS-PMC montrent une surestimation de 17, 208, 58 et 2 kg pour le plutonium 238, 239, 241 et l'américium 241, lorsque comparé à CLASS-DONJON5. Également, on relève une sous-estimation de 131 et 40 kg pour le plutonium 240 et le plutonium 242. Le second régime retranscrit, quant à lui, une déviation considérable attribuée aux fortes différences constatées sur le combustible MOx chargé dont la fabrication s'appuie sur la teneur critique dans CLASS-PMC

et sur la teneur équivalente dans CLASS-DONJON5. Cette constatation est confirmée par l'écart initial dénoté sur les compositions isotopiques des recharges hétérogènes (cf. figures 7.7 (b) et 7.8 (b)). La déviation entre les réserves en plutonium cumulées dans le stockage UOx prédites par le schéma CLASS-PMC et calculées par le schéma CLASS-DONJON5 totalise un écart de 8.22 T à l'approvisionnement du dernier réacteur hétérogène (c.-à-d.  $t = 54$  ans). Notons que l'écart final est explicitement proportionnel à l'écart découlant d'un cycle. Ce constat est attendu étant donné la nature stationnaire de ce scénario. Observons maintenant que, si le second régime décrit un rythme d'accumulation ralenti du plutonium dans les stockages UOx, les deux réacteurs hétérogènes ne suffisent pas au retraitement des matières valorisables cumulées. On estime que d'opérer un réacteur hétérogène additionnel contribuerait à rompre davantage la pente dépeinte par l'accumulation du plutonium stocké. Pour ce qui est de la qualité du plutonium cumulé dans les stockages UOx, notons d'abord que, si l'évolution de la proportion en plutonium fissile décrit une allure fort similaire pour les deux schémas considérés ici, les stocks associés à CLASS-PMC sont de meilleure qualité. L'écart initial entre ces courbes s'explique par la différence entre l'irradiation estimée par CLASS-PMC et l'irradiation calculée par CLASS-DONJON5 menant notamment à un inventaire en plutonium 239 moins important pour ce dernier.

Finalement, la figure 7.11 nous fournit des enseignements sur l'écart global relevé sur le cycle du combustible. D'abord, constatons que les trois régimes distincts évoqués plus haut sont bien illustrés sur la courbe d'évolution du plutonium global. Notamment, on confirme, via cette courbe, que le démarrage des coeurs hétérogènes n'est pas à même de rompre significativement l'accumulation des réserves en plutonium découlant des décharges UOx. L'écart sur le plutonium est sensiblement plus faible que sur les actinides mineurs. Soit un écart absolu de 0.68 T et 2.03 T correspondant à des écarts relatifs 0.73 et 10.09 %. L'écart plutonium est, encore une fois, principalement dû à l'écart sur les chargements des assemblages MOx élaborés via le modèle d'équivalence reposant sur la minimisation du facteur de puissance. L'erreur globale très faible découle d'une compensation entre les écarts sur l'inventaire en plutonium résultant de l'irradiation des réacteurs UOx et hétérogènes. Simplement, les PMC prédisent une décharge UOx plus forte en plutonium et, à l'inverse, conduisent à un inventaire plus faible en plutonium dans les décharges hétérogènes. Les deux effets se contrebalancent laissant croire que l'erreur globale sur le plutonium est moindre. Or, ces contributions opposées ne sont pas observées sur les inventaires globaux en actinides mineurs de par le fait que ces isotopes sont retirés des décharges découlant des réacteurs UOx. La surestimation de la production de ces isotopes au cours du cycle d'irradiation dans les réacteurs UOx ne vient donc pas palier à la sous-estimation constatée dans les réacteurs hétérogènes.

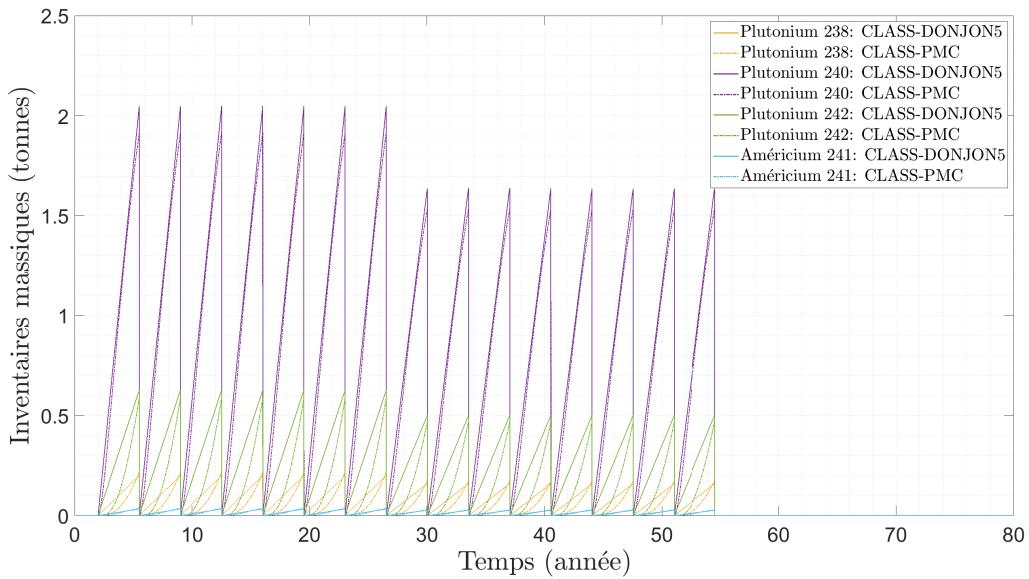
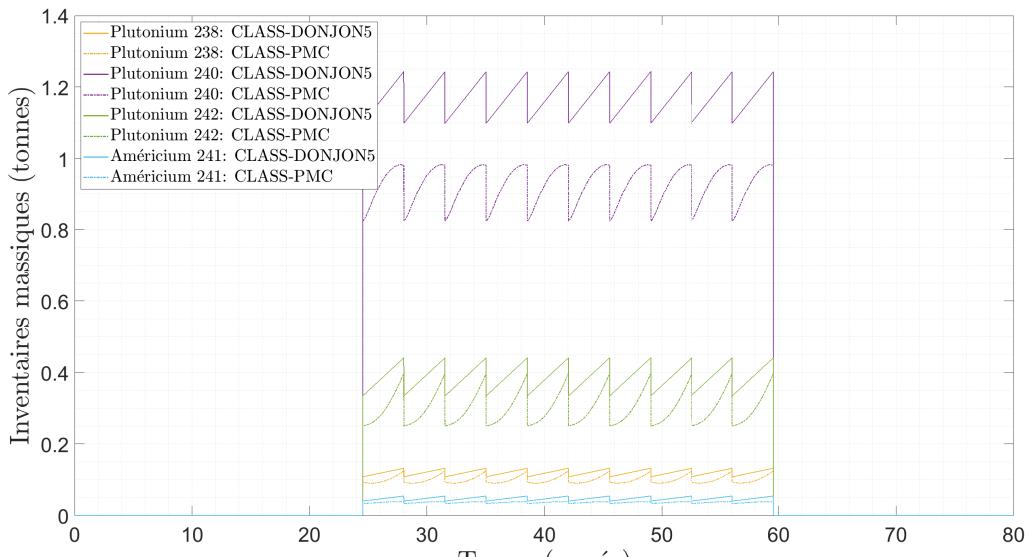


(a) Réacteurs UOx.



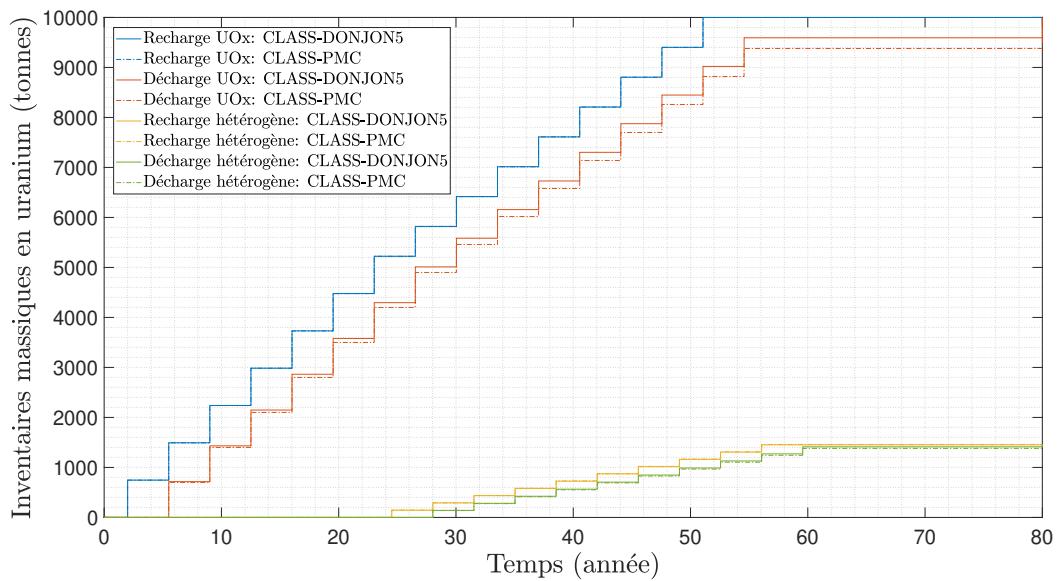
(b) Réacteurs hétérogènes

Figure 7.7 Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario A.

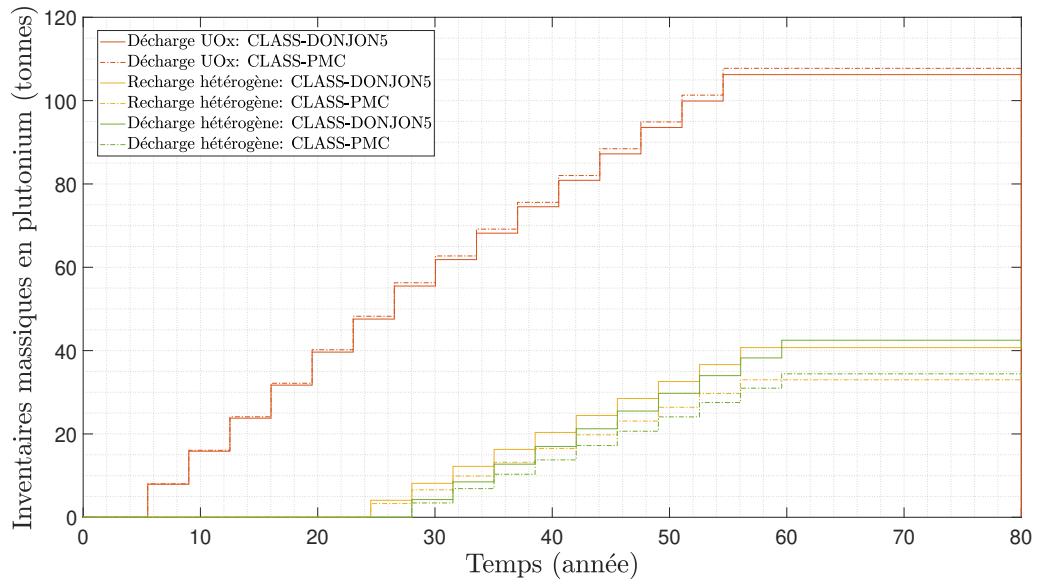
(a) Réacteurs UO<sub>x</sub>.

(b) Réacteurs hétérogènes

Figure 7.8 Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario A.

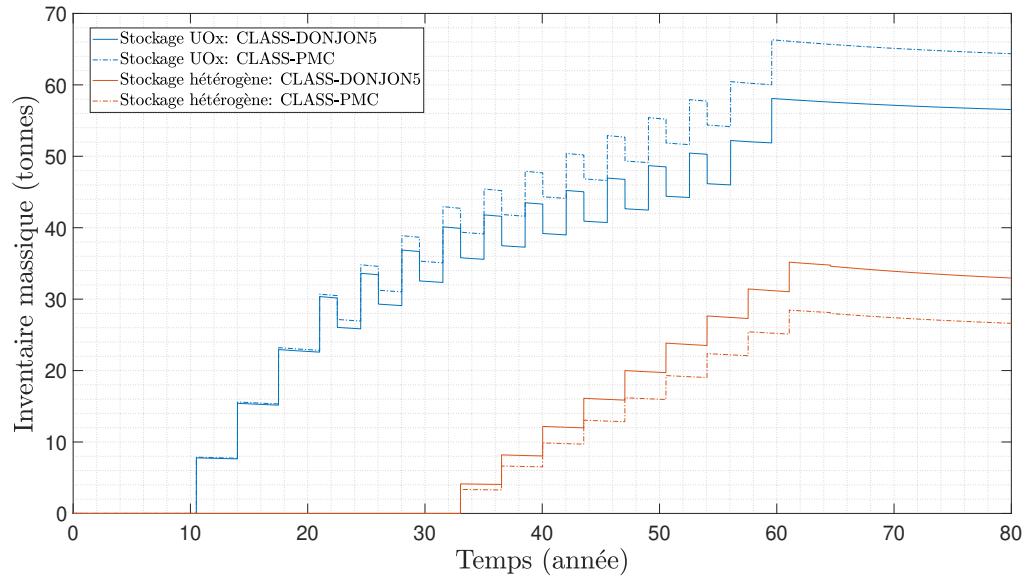


(a) Uranium.

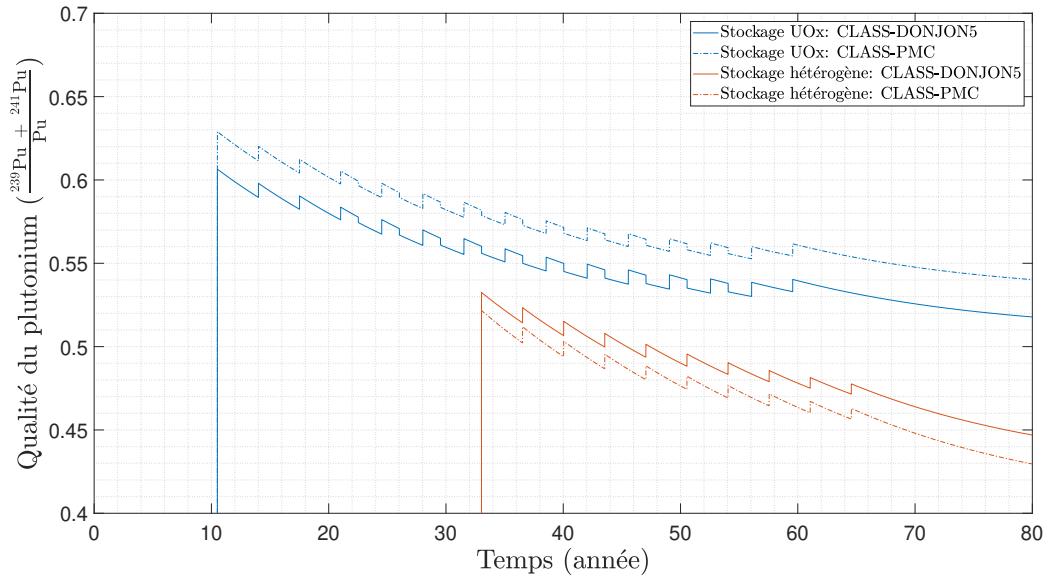


(b) Plutonium.

Figure 7.9 Évolution des inventaires cumulés du recharge et décharge des différents réacteurs constituant le scénario A.



(a) Quantité de plutonium disponible dans les stocks.



(b) Proportion de plutonium fissile par rapport au plutonium total.

Figure 7.10 Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario A.

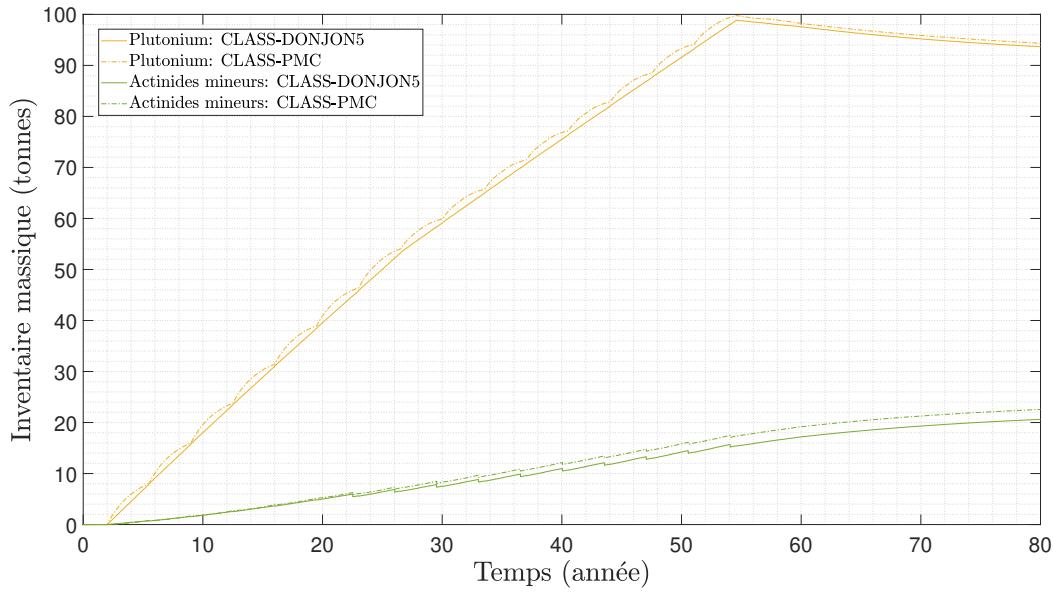


Figure 7.11 Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario A.

### 7.2.2 Scénario B

Le scénario B, au même titre que le scénario C, est utilisé essentiellement dans un intérêt de validation. En d'autres mots, on s'intéresse principalement à confirmer que les distinctions définies entre les scénarios étudiés ici engendrent les comportements neutroniques et, de surcroît, les variations sur les inventaires massiques prévues par le bon sens physique. Nous nous proposons donc de limiter l'étude du scénario B aux différences constatées, lorsque comparé au scénario A. Dès lors, l'analyse présentée dans les paragraphes qui suivent se consacrent à expliciter ces différences et se focalisent sur les écarts générés par les PMC sur les inventaires globaux en plutonium. Mentionnons également que les figures analogues à celles présentées dans l'analyse du scénario A sont introduites par acquit de conscience en annexe.

Rappelons tout de même que le scénario B diffère par sa longueur de campagne allongée pour les réacteurs UO<sub>2</sub> engendrant des réserves plutonium plus importantes, lorsque comparées aux inventaires obtenus au scénario A. A contrario, les cycles d'irradiation des réacteurs hétérogènes sont raccourcis et chargés selon une gestion LiFo conduisant à des compositions isotopiques fortes en isotope fissile et, donc, une teneur en plutonium moins importante. Mentionnons que les longueurs de campagne distinctes pour les coeurs hybrides et UO<sub>2</sub> engendrent une variation du temps passé dans les stockages UO<sub>2</sub> par les inventaires éventuellement retraités. Il en découle une variation du contenu isotopique chargé dans les

réacteurs hétérogènes entre les différents instants de recharge. Notamment, l'inventaire en plutonium 241 varie fortement en fonction du temps de par sa faible demi-vie. Dans une moindre mesure, la désintégration naturelle du curium 242 et du neptunium 238 génèrent du plutonium 238. Le tout engendre des chargements variant en plutonium fissile et fertile. Mentionnons que l'évolution des inventaires isotopiques dans les stockages UOx est réalisée via les réseaux développés dans CLASS pour les deux schémas de calculs considérés ici. Dès lors, si la composition initiale des décharges UOx diffère selon l'approche, l'évolution de ces dernières dans les stockages varie en proportion égale. Mentionnons également que la teneur en plutonium est ajustée en correspondance à la qualité des stocks utilisés dans la fabrication du MOx. Les chargements de moins bonne qualité (c.-à-d. ayant passé un plus long laps de temps dans les stocks) engendrent des teneurs plus élevées et, par conséquent, une concentration plus faible en uranium.

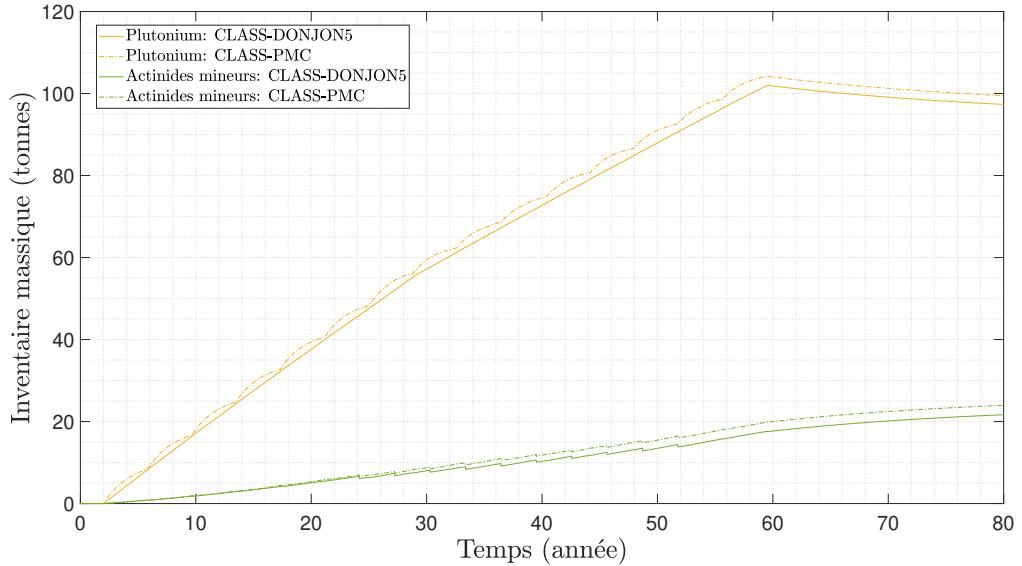


Figure 7.12 Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario B.

### 7.2.3 Scénario C

À nouveau, nous nous limitons à l'étude des différences constatées de la comparaison des scénarios A et C. Notons d'abord que la différence entre les longueurs de campagne UOx et hétérogène engendre ici aussi un déphasage des décharges et des recharges entre les différents réacteurs. On dénote également une coupure plus importante lors du démarrage des réacteurs hétérogènes (cf. figure 7.13). Toutefois, on constate que la décharge UOx découlant de chaque cycle d'irradiation suffit amplement à alimenter les deux réacteurs hétérogènes opérés.

Le modèle de fabrication repose entièrement sur la dernière décharge UO<sub>x</sub> dans l'élaboration du combustible MO<sub>x</sub>. Cela revient donc à l'option de gestion des stockages LiFo, alors qu'on s'intéressait ici à l'impact de l'option Mix sur la quantité et la qualité du plutonium recyclé. On peut dès lors envisager d'opérer un troisième réacteurs hétérogène aux dépens de l'arrêt d'un réacteur UO<sub>x</sub> supplémentaire. Ainsi, on obtiendrait une flotte de réacteurs hétérogènes consommant les stocks en plutonium plus rapidement qu'ils sont produits. Une étude préliminaire nous informe cependant qu'il n'est pas possible d'opérer trois réacteurs hétérogènes alimentés par sept réacteurs UO<sub>x</sub> pour un scénario de 80 ans. En effet, la qualité des réserves cumulées dans le stockage UO<sub>x</sub> engendre de fortes teneurs en plutonium ce qui mène à une consommation trop rapide des réserves accumulées.

Intéressons-nous maintenant à la qualité du plutonium composant le contenu massique sortant des coeurs hétérogènes. On relève une qualité légèrement moins bonne dans les stockages hétérogènes découlant de CLASS-PMC pour ce scénario, lorsque comparé aux scénarios caractérisés par une campagne hétérogène plus courte (p. ex. scénario A). Mentionnons toutefois que cette déviation est de seulement 0.29% en fin de cycle. En conséquence et en s'appuyant sur les conclusions tirées de l'étude du calcul cœur, on estime que les concentrations en plutonium 241 et 239 sont quasi à l'équilibre après quatre cycles d'irradiation de 320 jours (équivalents pleine puissance). Cela explique la faible variation constatée sur la qualité plutonium malgré la campagne sensiblement plus longue du scénario C. A contrario, la qualité du plutonium calculée par CLASS-DONJON5 est supérieure à son pendant dans le scénario A. On dénote une proportion en fissile supérieure de 0.61 % sur le premier déchargement des réacteurs hétérogènes et 1.15 % en fin de scénario.

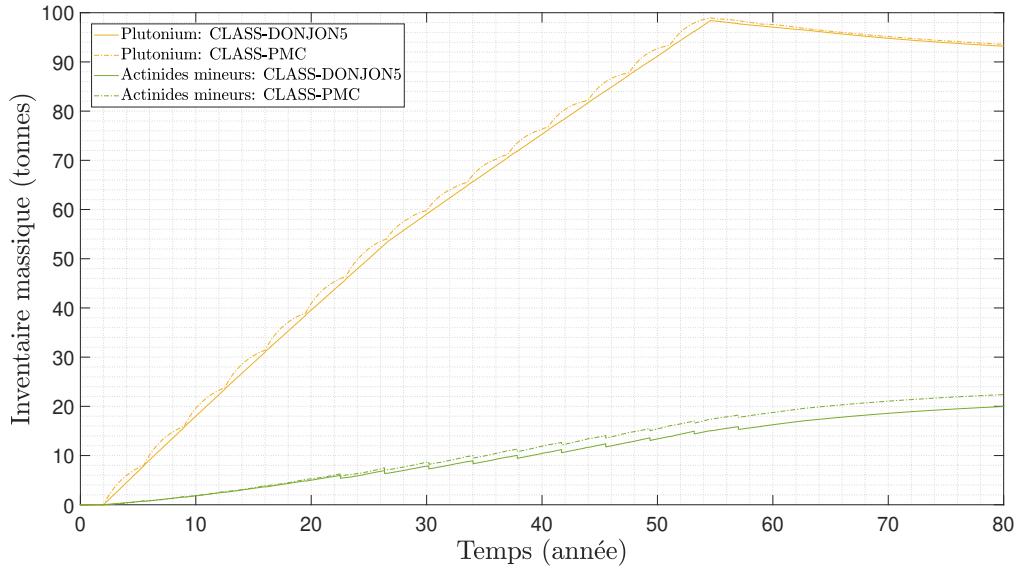


Figure 7.13 Évolution des inventaires globaux en plutonium pour le scénario C.

## Résumé des scénarios étudiés

Explicitons maintenant les différents écarts relevés sur les inventaires en plutonium globaux résultant des différents scénarios considérés. Rappelons que, pour le scénario A, l'écart entre l'inventaire massique global en plutonium obtenu via CLASS-PMC et CLASS-DONJON5 est égal à 0.68 T (cf. figure 7.11). Cette grandeur massique est égale à 2.14 T et 0.38 T pour les scénarios B et C, respectivement (cf. figures 7.12 et 7.13). Or, il a été mentionné que ces écarts résultent d'un effet double. D'une part, les PMC surestiment la quantité de plutonium constituant les décharges UO<sub>x</sub> et d'une autre part, le modèle d'équivalence appelé dans DONJON5, qui repose sur le facteur de puissance dans l'élaboration du combustible MO<sub>x</sub>, tend à définir une teneur en plutonium supérieure à la teneur critique employée dans les PMC. On peut dès lors affirmer que cet écart est dépendant explicitement de la durée de campagne définie pour les réacteurs UO<sub>x</sub> et hétérogènes. En détail, une irradiation plus longue du premier fait augmenter la surestimation du plutonium pour les PMC. De façon analogue, une irradiation plus longue du second fait augmenter le surenrichissement en plutonium pour DONJON5. Dès lors, un court cycle UO<sub>x</sub> combiné à un long cycle hétérogène mène à l'écart le plus faible, tel qu'observé pour le scénario C. L'inverse est aussi vrai et est illustré par le scénario B (cf. figure 7.12).

Des scénarios fort similaires à ceux traités ici avaient été étudiés lors du précédent couplage entre CLASS et DONJON5 [2]. On s'intéresse donc à comparer les principales conclusions

tirées des biais engendrés dans ces deux couplages par l'utilisation des modèles réacteurs reposant sur les PMC. Les écarts sur l'inventaire en plutonium constatés lors du précédent couplage étaient bien plus importants à l'échelle du parc complet. Les déviations observées étaient de l'ordre de quelques pour cent alors qu'ici, le phénomène de compensation d'erreur explicité ci-dessus conduit à des écarts sur le plutonium inférieurs à 1%. Les biais sur les inventaires en actinides mineurs sont, quant à eux, similaires et de l'ordre de 10%. Mentionnons que la prise en compte de l'échelle cœur conduit à un inventaire en plutonium plus important dans les combustibles MOx usés, lorsque comparé à la modélisation PMC, et ce, pour les deux couplages considérés. Notons toutefois que cet écart était moindre pour le couplage précédent.

## CHAPITRE 8 CONCLUSION

Les codes de scénarios sont utilisés pour l'étude de faisabilité de transitions progressives de parcs électronucléaires notamment dans le contexte incertain de l'évolution de la production d'électricité nucléaire en France. Le code CLASS s'appuie sur des méta-modèles élaborés sur des calculs réseau infini englobant ainsi des processus physiques limités à l'échelle assemblage. Cette modélisation réduite de l'évolution isotopique sous irradiation limite le réalisme de la simulation et justifie l'investigation d'un éventuel apport en précision engendré par la considération de l'échelle cœur. À cet effet, un couplage entre le code de scénario CLASS et la chaîne de calcul DRAGON5-DONJON5 est développé et l'ensemble des travaux présentés ici vise à évaluer les écarts induits de la substitution des modèles réacteurs basés sur des prédicteurs actuellement employés dans CLASS par une modélisation à trois dimensions du cœur complet.

Notre travail s'est focalisé sur la modélisation d'un REP 900 MWe hybride composé à 69.5 % de combustible UO<sub>2</sub> (**Uranium Oxyde**) et à 30.5 % de combustible MO<sub>2</sub> (**Mixed Oxides**). La proportion d'assemblages MO<sub>2</sub> et le rechargement par quart sont définis conformément à la gestion PARITÉ MOX (c.-à-d. gestion analogue à GARANCE) proposée par l'exploitant EdF (**Électricité de France**) [5]. Le précédent couplage, présenté dans la référence [2], se limitait à la caractérisation de réacteurs hétérogènes au moyen de la modélisation combinée de coeurs homogènes. L'originalité de cette maîtrise est de considérer, dans les études de scénarios, une modélisation de coeurs hétérogènes au plus près des standards de physique des réacteurs et garantissant une bonne représentation des effets physiques présents à l'échelle du cœur. On s'intéresse donc ici à évaluer une modélisation d'un combustible hétérogène à l'échelle de l'assemblage dans un premier temps (c.-à-d. sous la forme d'un trizonage de l'assemblage de combustible MO<sub>2</sub>) et à l'échelle du cœur dans un second temps (c.-à-d. sous la forme d'un plan de rechargement constitué d'assemblages UO<sub>2</sub> et MO<sub>2</sub>).

La première étape, qui est présentée dans le chapitre 3, consiste donc à la modélisation neutronique du réseau interne du réacteur, soit l'assemblage combustible. Rappelons d'abord que les sections efficaces macroscopiques de fission associées aux combustibles considérés diffèrent considérablement et engendre des discontinuités de puissance au passage de l'assemblage UO<sub>2</sub> à MO<sub>2</sub>. L'habitude veut donc que l'on adopte une topologie trizonée de l'assemblage MO<sub>2</sub> caractérisée par une teneur en plutonium plus faible pour les crayons de combustible en périphérie. On constate des écarts sur les inventaires en plutonium 241 et en uranium 235 de l'ordre de 1% et des écarts sur les inventaires en plutonium 239 de l'ordre de 3 % lorsqu'on

compare un assemblage trizoné à son équivalent monozoné après 1200 jours (équivalents pleine puissance) d'irradiation. Citons que l'écart généré par le zonage sur la densité isotopique du plutonium 238, 239, 240 et l'uranium 235, augmente de façon constante au cours de l'évolution.

Le calcul réseau est réalisé sous une multitude de conditions initiales perturbées résultant en une base de données, dénotée *MULTICOMPO*, rassemblant les sections efficaces des isotopes susceptibles d'influer grandement l'irradiation du cœur hétérogène. L'objet *MULTICOMPO* référencé dans la suite fait 1.8 Go et est composé de huit dimensions dépendantes, soit l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>, la concentration en bore soluble dans le modérateur ainsi que la proportion en plutonium 238, 239, 240, 241, 242 et en américium 241 dans le vecteur isotopique du combustible MO<sub>x</sub>.

La seconde étape, qui est présentée au chapitre 4, consiste en l'élaboration d'un schéma de calcul cœur assurant une retranscription aussi fidèle que possible des comportements neutroniques attendus pour le cœur adopté dans une échelle de temps d'exécution raisonnable. L'appel aux différents modules visant à modéliser l'irradiation du cœur hétérogène s'appuie fortement sur les méthodes issues de maîtrises effectuées précédemment à l'IGN et, par conséquent, les options de calcul retenues s'approchent des schémas de calcul adoptés par mes prédecesseurs. Citons tout de même les enseignements tirés de l'étude de la discréétisation de la géométrie et de la discréétisation temporelle de l'évolution. D'abord, la variation de la discréétisation impacte fortement les coûts associés au *tracking* et au calcul du flux au moyen des modules TRIVAA : et FLUD :, respectivement. On admet toutefois qu'une segmentation simplifiée de la géométrie axiale du cœur, soit une discréétisation constituée de 9 plans irréguliers, et de la cartographie du flux, soit 3 plans représentant respectivement le plenum, le combustible et le réflecteur axial, permettent une retranscription correcte de l'irradiation et engendre des coûts significativement réduits, lorsque comparés à la discréétisation introduite de précédents travaux. Également, en s'appuyant sur la perte en précision négligeable et la diminution en coût considérable obtenues de la réduction de la discréétisation temporelle du calcul cœur, on adopte une segmentation du cycle d'irradiation en huit calculs d'évolution.

La troisième étape, qui est présentée au chapitre 5, traite de la recherche d'une équivalence entre les comportements neutroniques des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub>. D'une revue succincte de la littérature, on constate que les modèles d'équivalences introduits s'appuient fréquemment sur les résultats découlant de l'irradiation des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> dans un contexte de calcul réseau en milieu infini. À titre d'exemple, une approche proposée par [25] consiste à minimiser les écarts entre les facteurs de multiplication infinis enregistrés pour un assemblage UO<sub>x</sub> et l'assemblage *moxé* équivalent. Or, ce paramètre comme seule grandeur d'équivalence

ne suffit pas à assurer une puissance équivalente et, par conséquent, des *burnups* de sortie similaires. On préconise ici le facteur de puissance radial calculé en fin de cycle comme mesure d'équivalence entre les combustibles composant le cœur hétérogène. Le schéma de calcul adopté débute par l'établissement de l'enrichissement en uranium 235 critique pour un cœur composé entièrement de combustible UO<sub>x</sub>. La teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> est ensuite définie en correspondance avec l'enrichissement ainsi obtenu. L'objectif de cette équivalence est d'une part, d'assurer l'atteinte du *burnup* cible nonobstant le remplacement des assemblages UO<sub>x</sub> par des assemblages MO<sub>x</sub>, et d'autre part, d'assurer la prise en compte de la qualité du vecteur isotopique dans la définition de la teneur en plutonium des assemblages MO<sub>x</sub>. Deux approches distinctes sont introduites puis comparées, une première reposant sur des perturbations appliquées à une teneur en plutonium d'un combustible MO<sub>x</sub> de référence et une seconde s'appuyant essentiellement sur la prédiction de la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub> par des réseaux de neurones. De la caractérisation de ces deux modèles d'équivalence, on relève que l'approche par réseau prédit avec une très bonne précision le facteur de puissance et, par conséquent permet d'identifier correctement la teneur en plutonium menant au plus faible facteur de puissance, et ce sur l'ensemble de la plage d'enrichissement d'intérêt.

La modélisation du cœur hétérogène adoptée au chapitre 4 est sujette à un processus d'accélération, qui est présenté quant à lui au chapitre 6, visant à limiter le nombre de calculs DONJON5 à effectuer à chaque simulation du cycle d'irradiation en réacteur. Le schéma de calcul accéléré repose sur la prédiction des paramètres physiques et neutroniques suivants : l'enrichissement en uranium 235 nécessaire à l'atteinte du *burnup* cible sous condition de réserve de réactivité nulle en fin de cycle, la concentration de bore nécessaire à l'atteinte de la criticité du cœur et l'irradiation moyenne au rechargement des différents assemblages. La prédiction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> s'appuie sur un ajustement cubique liant l'enrichissement à la longueur de campagne et engendre un écart absolu en deçà de 0.023 %<sub>ML</sub> entre l'enrichissement ainsi prédit et celui calculé par dichotomie pour toutes longueurs de campagne incluses entre 260 et 390 jours (équivalents pleine puissance). La prédiction de la concentration en bore soluble consiste en répéter l'évolution de la concentration en bore calculée lors du premier cycle d'irradiation sur l'ensemble des cycles subséquents. Cette méthodologie suppose nécessairement le fonctionnement stationnaire du cœur hétérogène et engendre des écarts absolu en deçà de 50 ppm de bore en fin de cycle. Finalement, la prédiction des irradiations moyennes de rechargement s'appuie sur des prédicteurs estimant les *burnups* spécifiques aux 20 zones de combustions constituant les assemblages usés d'un huitième de cœur. Une étude succincte de la précision de la réponse de ces 20 réseaux de neurones démontre que 95.52 % des *burnups* de rechargement prédits sont caractérisés par

une déviation absolue inférieure à 2 %, lorsque confrontée à la valeur prévue par le calcul DONJON5 à l'équilibre. En somme, ces prédictions mènent à un schéma de calcul accéléré qui se caractérise par des coûts environ trois fois moins importants, lorsque rapportés à la structure de calcul DONJON5 découlant du chapitre 4.

La dernière étape, qui est présentée au chapitre 7, concerne les scénarios dits élémentaires dans un premier temps et les scénarios dits complexes dans un second temps. Les scénarios élémentaires consistent ici en l'étude d'un seul cycle d'irradiation en réacteur hétérogène simulé par les architectures de calcul CLASS-DONJON5 (c.-à-d. calcul coeur hétérogène développé pour cette maîtrise), CLASS-DONJON5\* (c.-à-d. calculs coeurs homogènes à l'image de [2]), CLASS-PMC (c.-à-d. base d'entraînement élaborée sur des assemblages UO<sub>x</sub> monozonés et des assemblages MO<sub>x</sub> trizonés) et CLASS-PMC\* (c.-à-d. base d'entraînement élaborée sur des assemblages UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> monozonés). Notre attention est d'abord portée à l'évaluation des déviations engendrées par le modèle d'irradiation. Notons que les évolutions des inventaires en uranium et en plutonium découlant des schémas CLASS-PMC et CLASS-PMC\* sont fort similaires pour des coeurs chargés identiques. Rappelons que les modèles réacteurs développés par la référence [2] (c.-à-d. CLASS-PMC\* et CLASS-DONJON5\*) décrivent des assemblages MO<sub>x</sub> monozonés. Par conséquent, la similitude entre l'évolution isotopique caractérisée par les PMC et les PMC\* est inattendue. En effet, l'étude du trizonage et de la topologie adoptée (cf. sections 3.3 et 3.6) détaillent l'impact considérable de l'agencement des crayons de combustible MO<sub>x</sub> sur l'évolution des inventaires massiques. A contrario, l'écart entre les inventaires en plutonium et uranium résultant de CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\* est notable. Puisque le modèle d'irradiation DONJON5 hétérogène considère la contribution des neutrons en provenance des assemblages MO<sub>x</sub>, on admet que le spectre observé est plus dur dans les assemblages UO<sub>x</sub> du coeur hétérogène, lorsque confronté au coeur entièrement UO<sub>x</sub>. En l'occurrence, ce durcissement induit nécessairement une consommation plus faible de l'uranium 235. Citons également la production plus importante de plutonium au cours de l'irradiation dans le coeur hétérogène via CLASS-DONJON5, lorsque comparée aux calculs coeurs homogènes via CLASS-DONJON5\*. Finalement, nous constatons une usure beaucoup moins forte pour les approches considérant l'échelle coeur, soit CLASS-DONJON5 et CLASS-DONJON5\*, lorsque confrontée à l'usure prédictive des réseaux de neurones. Cet écart découle partiellement du calcul de l'énergie thermique totale considérant différentes contributions pour les schémas CLASS-PMC et CLASS-DONJON5 et menant à un flux plus important via les PMC. Pour ce qui est du modèle de chargement, mentionnons que, si les autres modèles réacteurs reposent essentiellement sur la recherche de criticité dans l'établissement de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>, l'architecture de calcul CLASS-DONJON5 s'appuie, quant à elle, sur

le modèle de teneur équivalente présenté au chapitre 5.1. Il en résulte donc une teneur en plutonium fort différente pour les recharges MOx fabriquées selon ce schéma.

Le scénario complexe est défini ici comme l'étude d'un cycle du combustible sur 80 ans pour des installations constituées d'unités de traitements et de réacteurs REP 900 MWe UO<sub>x</sub> et hétérogènes s'articulant dans l'irradiation des inventaires combustibles. La caractérisation des modèles réacteurs à l'échelle du scénario complexe traite de trois scénarios relativement différents. Les scénarios A, B et C représentent respectivement une gestion identique pour les réacteurs UO<sub>x</sub> et hétérogènes, une gestion caractérisée par une longueur de campagne plus importante pour les réacteurs UO<sub>x</sub> et une gestion caractérisée par une longueur de campagne plus importante pour les réacteurs hétérogènes. Nous limitons l'étude des scénarios A, B et C aux schémas de calcul CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC. De ces trois scénarios, nous pouvons conclure que la prise en compte de l'hétérogénéité du cœur dans la modélisation conduit à des écarts importants à l'échelle du réacteur. Toutefois, mentionnons que ces écarts se compensent à l'échelle du parc complet. En détail, la modélisation des coeurs hétérogènes avec DONJON5 surestime les quantités de plutonium nécessaire pour la fabrication du combustible, lorsque comparée la modélisation reposant sur les PMC. La modélisation du cycle avec CLASS-DONJON5 conduit donc à une sous-estimation du plutonium présent dans les stocks de combustible UO<sub>x</sub> usés et surestimation du plutonium dans les MOx usés. Il en résulte une compensation des biais sur l'inventaire global en plutonium (c.-à-d. à l'échelle du parc). Ainsi, si le comportement des réacteurs est très différent pour CLASS-PMC et CLASS-DONJON5 et les biais sur les inventaires de plutonium en fin d'irradiation de réacteurs hétérogènes sont de l'ordre de 20%, les inventaires massiques en plutonium totalisés sur l'ensemble du cycle du combustible sont très similaires pour les schémas de calcul scénario considérés ici (c.-à-d. des erreurs inférieures au pour cent). Il est à noter qu'un tel processus de compensation de biais n'est pas constaté pour les actinides mineurs puisqu'ils ne sont pas recyclés. Conséquemment, les biais sont considérablement plus importants et dépassent la dizaine de pour cent.

Une fois ces conclusions rappelées, plusieurs pistes de perspectives peuvent être discutées. D'une part, les approches développées ici pourraient être valorisées dans des études de scénarios focalisées sur des stratégies innovatrices envisagées dans le futur du nucléaire français. Plusieurs technologies d'assemblages sont considérées et une transition du parc actuel vers une nouvelle génération d'EPR est prévue entre 2030 et 2050. Citons également le travail important présentement consacré au développement et la caractérisation de scénario de multi-recyclage du plutonium dans des réacteurs à eaux sous pression en France [47]. D'autre part, la simulation de l'historique du parc français permettrait aussi d'identifier l'importance de l'aspect dynamique du code de scénario CLASS dans l'étude des inventaires. Or, la simulation

fidèle du parc français nécessite d'adapter les modèles DONJON5 intégrés actuellement dans CLASS aux différents réacteurs constituant le parc. Notamment, il faudrait construire des modèles réacteurs analogues à ceux proposés ici pour d'autres types de gestions partielles et pour des paliers REP plus puissants. Notons toutefois que la simulation de scénarios considérant plusieurs dizaines de réacteurs sur plusieurs décennies est susceptible d'induire des temps de calcul fort importants. À titre de comparaison, les scénarios A, B et C étudié ici au moyen de CLASS-DONJON5 se caractérisent par des temps de calcul d'environ 2 heures. Or, nous estimons le temps de calcul d'un scénario à l'échelle du parc français à l'ordre de la semaine. Si cette échelle de temps reste accessible pour quelques calculs précis, elle n'est pas viable dans une optique d'études paramétriques. Ainsi, les perspectives proposées dans la suite concernent essentiellement l'accélération de la modélisation des réacteurs, soit en s'affranchissant des calculs DONJON5 dans la simulation du scénario, soit en réduisant le temps de calcul cœur unitaire.

D'abord, si le modèle de fabrication des couplages CLASS-PMC, CLASS-PMC\* et CLASS-DONJON5\* reposent sur la recherche de criticité dans l'établissement de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et la teneur en plutonium du combustible MO<sub>x</sub>, le modèle de fabrication de CLASS-DONJON5 s'appuie sur le modèle d'équivalence développé au chapitre 5 menant à une teneur en plutonium sensiblement différente. Or, la comparaison des scénarios réalisés au moyen de CLASS-PMC et CLASS-DONJON5, quoique très intéressante, traite de calculs reposant sur des critères de fabrication du combustible différents. À ce niveau, on peut questionner la pertinence d'un modèle de fabrication de combustible hétérogène basé uniquement sur un critère de criticité. Nous proposons de reproduire une méthodologie analogue à l'équivalence de puissance au sein des modèles réacteurs PMC qui sont utilisés pour des réacteurs hétérogènes. Ce nouveau modèle serait basé sur l'algorithme suivant. Tout d'abord, le contenu isotopique des assemblages UO<sub>x</sub> du réacteur hétérogène serait défini par le modèle de fabrication s'appuyant sur les PMC. Ensuite, le contenu isotopique des assemblages MO<sub>x</sub> serait établi via l'appel au modèle d'équivalence assurant un facteur de puissance acceptable en fonction de l'enrichissement en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub>, de la composition isotopique disponible dans les stocks et du *burnup* cible. Le critère de criticité des assemblages MO<sub>x</sub> en milieu infini est alors remplacé par une disposition sur le facteur de puissance pour la fabrication des combustibles assurant une équivalence énergétique de tous les assemblages constituant le cœur hétérogène.

Aussi, on peut envisager de découpler DONJON5 de CLASS en considérant uniquement la modélisation des réacteurs basés sur les calculs cœur à trois dimensions pour le développement d'une méthodologie du calcul du  $k_{\text{seuil}}$  considérant l'irradiation réelle (c.-à-d. déterminée via un calcul cœur DONJON5) des divers assemblages constituant le cœur hétérogène.

Pour cela, nous proposons de valoriser les milliers de calculs DONJON5 réalisés pendant cette maîtrise et caractérisant différents vecteurs isotopiques, enrichissements en uranium 235 du combustible UO<sub>x</sub> et teneurs en plutonium de combustible MO<sub>x</sub> (cf. section 6.3). Moyennant un traitement de données à développer, les irradiations de sortie spécifiques aux assemblages de premiers, deuxièmes, troisièmes et quatrièmes cycles des combustibles UO<sub>x</sub> et MO<sub>x</sub> peuvent être obtenues pour chaque calcul DONJON5. De ces dernières, les valeurs de  $k_{\infty}$  sont interpolées aux déchargements réels sur les évolutions découlant de calculs DRAGON5 pour les assemblages de combustibles correspondants. Ces  $k_{\infty}$  seraient utilisés dans l’élaboration d’une base d’entraînement visant à construire un réseau de neurones. Ce dernier pourrait potentiellement prédire les  $k_{\infty}$  à chaque cycle en fonction de la composition des assemblages combustibles composant le cœur étudié et permettre un calcul plus rigoureux du  $k_{\text{seuil}}$  par dichotomie tel qu’introduit à la section 1.2.3. L’intérêt d’une telle méthodologie est qu’elle repose entièrement sur des calculs coeurs réalisés a priori. Cette indépendance entre les modélisations DONJON5 et CLASS est particulièrement intéressante puisqu’elle permet de modéliser un calcul cœur avec une très grande précision sans influer le temps de calcul. Il serait alors possible d’augmenter le réalisme des calculs coeurs en constituants une nouvelle base d’entraînement tenant compte des différents gradients de température, puissance et masse volumique qui sont négligés ici par souci de réduction du problème, mais qui sont à même d’influer grandement les comportements neutroniques observés dans le cœur.

Finalement, dans la mesure où ces deux approches visant à intégrer la physique à l’échelle du cœur tout en s’affranchissant du calcul DONJON5 ne devaient être satisfaisantes, nous envisageons également d’accélérer le calcul cœur. Or, si plusieurs leviers d’optimisation en coût ont déjà été traités, certaines options de calcul prépondérantes n’ont pas été investiguées. Notamment, il serait intéressant d’évaluer la dépendance entre les dimensions de l’objet *MULTICOMPO*. Rappelons qu’il fut démontré que la taille de cet objet est explicitement liée aux coûts du calcul cœur et à la précision de l’interpolation des caractéristiques neutroniques nécessaire à la résolution de l’équation de diffusion. Or, l’élaboration d’une base de données constituée d’une ou plusieurs dimensions indépendantes serait à même de réduire considérablement la taille de cet objet et de surcroît les coûts engendrés par la *MULTICOMPO* présentement utilisée. Par exemple, on propose de construire une *MULTICOMPO* construite sur les calculs DRAGON5 déjà réalisés et constituée de six dimensions dépendantes (c.-à-d. la composition isotopique et le *burnup*) et une dimension indépendante (c.-à-d. la concentration du bore soluble). Un calcul DONJON5 avec cette nouvelle *MULTICOMPO* comparé avec les évolutions isotopiques d’un calcul déjà réalisé permettrait de trancher sur la pertinence d’une telle hypothèse d’indépendance des variables tout en quantifiant le gain en temps de calcul.

## RÉFÉRENCES

- [1] B. Leniau et B. Mouginot, “User Guide - CLASS v4.1,” CNRS :IN2P3 :Subatech :Erdre, 2015.
- [2] M. Guillet, “Prise en compte des calculs de coeur via l’utilisation de DONJON5 pour le code de scénario nucléaire CLASS et évaluation de l’impact sur les inventaires isotopiques.” Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2019.
- [3] G. Marleau, A. Hébert et R. Roy, “A User Guide for DRAGON Version 5,” Institut de génie nucléaire, Département de génie physique, École Polytechnique de Montréal. Montréal QC, Canada, Tech. Rep. IGE-335, 2018. [En ligne]. Disponible : <http://www.polymtl.ca/merlin/>
- [4] A. Hébert, D. Sekki et R. Chambon, “A User Guide for DONJON Version 5,” Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, École Polytechnique de Montréal. Montréal QC, Canada, Tech. Rep. IGE-344, 2019. [En ligne]. Disponible : <http://www.polymtl.ca/merlin/>
- [5] “Décision n° 2017-DC-0608 de l’Autorité de sûreté nucléaire du 5 octobre 2017 relative à la gestion de combustible «Parité MOX» de certains réacteurs électronucléaires exploités par électricité de France (EDF),” Autorité de sûreté nucléaire, Rapport technique, 2017.
- [6] A. Hébert, Applied reactor physics. Presses Internationales Polytechnique, 2009.
- [7] P. Reuss, Précis de neutronique. EDP sciences, 2012.
- [8] K. Frohlicher, “Mise en oeuvre d’un calcul du coeur BEAVRS en transport 3D cellule par cellule avec le code déterministe APOLLO3,” Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2019.
- [9] N. Bejaoui, “Simulation numérique de l’effet du réflecteur radial sur les cellules REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON,” Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2012.
- [10] A. Somaini, “Analyse des erreurs induites par une modélisation simplifiée sur l’évolution des combustibles REP : Impact des fuites neutroniques dans les calculs cellules,” Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2017.
- [11] L. Tillard, “Impact du déploiement de réacteurs de type ASTRID sur la gestion dynamique du plutonium dans des scénarios de transitions électronucléaires,” Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2019.

- [12] F. Courtin, B. Leniau, N. Thiollière, B. Mouginot, X. Doligez, A. Somaini, A.-A. Zakari-Issoufou, S. David, A. Bidaud et J.-B. Clavel, “Neutronic predictors for PWR fuelled with multi-recycled plutonium and applications with the fuel cycle simulation tool CLASS,” *Progress in Nuclear Energy*, vol. 100, p. 33–47, 2017.
- [13] F. Courtin, “Etude de l’incinération du plutonium en REP MOX sur support d’uranium enrichi avec le code de simulation dynamique du cycle CLASS,” Thèse de doctorat, Université Bretagne Loire, 2017.
- [14] F. Rosenblatt, “The perceptron : A probabilistic model for information storage and organization in the brain,” *Psychological Review*, vol. 65, n°. 6, 1958.
- [15] W. McCulloch et W. Pitts, “A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity,” *Bull Math Biophys*, vol. 10, n°. 5, p. 115–133, 1943.
- [16] R. Hetcht-Nielsen, “Kolmogorov’s Mapping Neural Networks Existence Theorem,” *Hecht-Nielsen Neurocomputer Corporation*, 1987.
- [17] J. Hertz et A. Krogh, “Introduction to the theory of neural computation,” *Addison-Wesley Press*, 1991.
- [18] M. D. McKay, R. J. Beckman et W. J. Conover, “A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code,” *Technometrics*, vol. 42, n°. 1, p. 55–61, 2000.
- [19] “Regulations for the Safe Transport of Radioactive Material,” International Atomic Energy Agency, Rapport technique, 2018.
- [20] M. Ernoult, “Gestion avancée du plutonium en REP : Complémentarité des cycles thorium et uranium,” Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2014.
- [21] A. Nuttin, “Physique des réacteurs à eau lourde ou légère en cycle thorium : étude par simulation des performances de conversion et de sûreté,” Habilitation à diriger des recherches, Grenoble INP, 2012.
- [22] J. Leppänen, “Serpent–A continuous-energy Monte Carlo reactor physics burnup calculation code,” *VTT Technical Research Centre of Finland*, vol. 4, 2013.
- [23] R. Vallerent, “Développement et validation de schémas de calcul à double niveau pour les réacteurs à eau sous pression,” Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, 2009.
- [24] N. Dos Santos, “Optimisation de l’approche de représentativité et de transposition pour la conception neutronique de programmes expérimentaux dans les maquettes critiques,” Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.

- [25] A. Worrall, "Effect of plutonium vector on core wide nuclear design parameters," IAEA, Rapport technique, 2000.
- [26] N. Kerkar et P. Paulin, "Exploitation des coeurs REP," Institut national des sciences et techniques nucléaires, 2008.
- [27] A. Hébert, "An investigation of the temperature correlation effect in lattice calculations," International Conference on Mathematics, Computational Methods Reactor Physics, 2009.
- [28] A. Santamarina, C. Collignon et C. Garat, "French calculation schemes for light water reactor analysis," The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments (PHYSOR 2004), 2004.
- [29] I. Petrovic, P. Benoist et G. Marleau, "A quasi-isotropic reflecting boundary condition for the TIBERE heterogeneous leakage model," Nuclear science and engineering, vol. 122, n°. 2, p. 151–166, 1996.
- [30] A. Hébert, "Development of the subgroup projection method for resonance self-shielding calculations," Nuclear science and engineering, vol. 162, n°. 1, p. 56–75, 2009.
- [31] A. Hébert et A. Santamarina, "Refinement of the Santamarina-Hfaiedh energy mesh between 22.5 eV and 11.4 keV," International Conference on Reactor Physics, Nuclear Power : A sustainable resource, 2007.
- [32] A. Santamarina et N. Hfaiedh, "The SHEMA energy mesh for accurate fuel depletion and BUC calculations," International Conference on Nuclear Criticality-Safety (ICNC 2007), 2007.
- [33] A. Berthet, "Utilisation du plutonium dans les REP." Techniques de l'ingénieur, 2011.
- [34] U. Mertyurek et I. C. Gauld, "Development of ORIGEN libraries for mixed oxide (MOX) fuel assembly designs," Nuclear Engineering and Design, vol. 297, p. 220–230, 2016.
- [35] R. Largenton, "Modélisation du comportement effectif du combustible MOX par une analyse micro-mécanique en champs de transformation non uniformes," Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille, 2012.
- [36] D. Bernard, A. Santamarina, A.-M. Malvagi et L. Daudin, "Experimental Validation of the APOLLO2 code for High Burnup MOx Fuel. JEF2.2 Results and JEFF3.0 Improvements," The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments (PHYSOR 2004), 2004.
- [37] S. Aniel, J. Bergeron et A. Puill, "Evaluation of the maximum content of a MOX-fueled pressurized water reactor versus isotopic composition with respect to the void coefficient," Commissariat à l'Energie Atomique, Gif-sur-Yvette, France, Rapport technique, 1997.

- [38] G. Youinou et A. Vasile, "Plutonium multirecycling in standard PWRs loaded with evolutionary fuels," *Nuclear science and engineering*, vol. 151, n°. 1, p. 25–45, 2005.
- [39] J. J. Duderstadt et L. J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis*. John Wiley Sons, 1976.
- [40] A. Hébert, D. Sekki et R. Chambon, "A User Guide for TRIVAC Version5," *Institut de génie nucléaire, Département de génie mécanique, École Polytechnique de Montréal. Montréal QC, Canada, Tech. Rep. IGE-369*, 2021. [En ligne]. Disponible : <http://www.polymtl.ca/merlin/>
- [41] "MOX Fuel Design Report," Framatome ANP, Rapport technique, 2002.
- [42] A. N. Kolmogorov, "On the representation of continuous functions of several variables as superpositions of continuous functions of continuous functions of one variable and addition," *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 114, n°. 5, p. 953–956, 2003.
- [43] V. Kurkova, "Kolmogorov's Theorem and Multilayer Neural Networks," *Neural Networks*, vol. 5, p. 501–506, 1992.
- [44] G.-B. Huang, "Learning Capability and Storage Capacity of Two-Hidden-Layer Feed-forward Networks," *IEEE Transactions on Neural Networks*, vol. 14, n°. 2, p. 274–281, 2003.
- [45] X. Yao, "Evolutionary artificial neural networks," *International Journal of Neural System*, vol. 4, p. 203–22, 1993.
- [46] H. R. Trellue, "Safety and neutronics : A comparison of MOX vs UO<sub>2</sub> fuel," *Progress in Nuclear Energy*, vol. 48, n°. 2, p. 135–145, 2006.
- [47] G. Martin et al., "French scenarios toward fast plutonium multi-recycling in PWR," *ICAPP, Charlotte, North Carolina*, 2018.

## ANNEXE A COMPOSITIONS ISOTOPIQUES UTILISÉES

L'objet de cette annexe est de présenter l'ensemble des compositions isotopiques des combustibles considérés dans les diverses sections et études de ce mémoire.

Tableau A.1 Composition isotopique des MOx utilisée dans l'étude des paramètres du calcul réseau.

| Combustible  | UOx (%)          |                  | PuOx (%)          |                   |                   |                   |                   |                   |
|--------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|              | $^{235}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{238}\text{Pu}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
| $\%X_{MOX1}$ | 0.25             | 99.75            | 2.50              | 54.50             | 25.20             | 8.60              | 7.90              | 1.30              |
| $\%X_{MOX2}$ | 0.25             | 99.75            | 5.00              | 50.45             | 28.00             | 5.00              | 10.00             | 1.55              |
| $\%X_{MOX3}$ | 0.25             | 99.75            | 2.00              | 62.25             | 22.50             | 8.00              | 5.00              | 0.25              |

Tableau A.2 Composition isotopique des MOx utilisée dans la création du modèle d'équivalence par perturbation.

| Combustible   | UOx (%)          |                  | PuOx (%)          |                   |                   |                   |                   |                   |
|---------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|               | $^{235}\text{U}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{238}\text{Pu}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{240}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{242}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ |
| $\%X_{MOX4}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 72.99             | 21.5              | 1.50              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX5}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 71.25             | 21.5              | 1.50              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX6}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 63.99             | 21.5              | 1.50              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX7}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 62.25             | 21.5              | 1.50              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX8}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 63.99             | 21.5              | 10.5              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX9}$  | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 62.25             | 21.5              | 10.5              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX10}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 54.99             | 21.5              | 10.5              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX11}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 53.25             | 21.5              | 10.5              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX12}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 62.99             | 31.5              | 1.50              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX13}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 61.25             | 31.5              | 1.50              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX14}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 53.99             | 31.5              | 1.50              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX15}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 52.25             | 31.5              | 1.50              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX16}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 53.99             | 31.5              | 10.5              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX17}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 52.25             | 31.5              | 10.5              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX18}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 44.99             | 31.5              | 10.5              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX19}$ | 0.25             | 99.75            | 0.50              | 43.25             | 31.5              | 10.5              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX20}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 67.99             | 21.5              | 1.50              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX21}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 66.25             | 21.5              | 1.50              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX22}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 58.99             | 21.5              | 1.50              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX23}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 57.25             | 21.5              | 1.50              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX24}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 58.99             | 21.5              | 10.5              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX25}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 57.25             | 21.5              | 10.5              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX26}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 49.99             | 21.5              | 10.5              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX27}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 48.25             | 21.5              | 10.5              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX28}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 57.99             | 31.5              | 1.50              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX29}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 56.25             | 31.5              | 1.50              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX30}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 48.99             | 31.5              | 1.50              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX31}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 47.25             | 31.5              | 1.50              | 12.5              | 1.75              |
| $\%X_{MOX32}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 48.99             | 31.5              | 10.5              | 3.50              | 0.01              |
| $\%X_{MOX33}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 47.25             | 31.5              | 10.5              | 3.50              | 1.75              |
| $\%X_{MOX34}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 39.99             | 31.5              | 10.5              | 12.5              | 0.01              |
| $\%X_{MOX35}$ | 0.25             | 99.75            | 5.50              | 38.25             | 31.5              | 10.5              | 12.5              | 1.75              |

Tableau A.3 Composition isotopique des MOx utilisée dans la validation des modèles d'équivalence.

| <b>Combustible</b>  | <b>UO<sub>x</sub> (%)</b> |                  | <b>PuO<sub>x</sub> (%)</b> |                   |                   |                   |                   |                   |
|---------------------|---------------------------|------------------|----------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                     | <sup>235</sup> U          | <sup>238</sup> U | <sup>238</sup> Pu          | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |
| %X <sub>MOX36</sub> | 0.25                      | 99.75            | 2.55                       | 54.45             | 25.25             | 8.55              | 7.95              | 1.25              |
| %X <sub>MOX37</sub> | 0.25                      | 99.75            | 1.50                       | 63.75             | 22.00             | 6.50              | 5.50              | 0.75              |
| %X <sub>MOX38</sub> | 0.25                      | 99.75            | 1.50                       | 53.20             | 22.00             | 10.20             | 11.50             | 1.60              |

Tableau A.4 Composition isotopique des MOx considérés dans l'étude du déséquilibre de puissance.

| <b>Combustible</b>  | <b>UO<sub>x</sub> (%)</b> |                  | <b>PuO<sub>x</sub> (%)</b> |                   |                   |                   |                   |                   |
|---------------------|---------------------------|------------------|----------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                     | <sup>235</sup> U          | <sup>238</sup> U | <sup>238</sup> Pu          | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |
| %X <sub>MOX39</sub> | 0.25                      | 99.75            | 4.16                       | 53.71             | 26.37             | 9.86              | 12.28             | 1.04              |
| %X <sub>MOX40</sub> | 0.25                      | 99.75            | 1.29                       | 47.24             | 31.06             | 8.76              | 9.99              | 1.66              |
| %X <sub>MOX41</sub> | 0.25                      | 99.75            | 3.22                       | 52.08             | 25.78             | 10.82             | 6.97              | 1.14              |

## ANNEXE B ANALYSE NEUTRONIQUE DE LA TOPOLOGIE DE L'ASSEMBLAGE

L'objet de cette annexe est d'établir rigoureusement l'impact de la distribution et de la composition des crayons de combustibles constituant les topologies d'assemblage étudiées via l'étude des sections efficaces microscopiques de fission moyennées par mélange. Mentionnons que les sections efficaces traitées dans la suite correspondent à des sections efficaces autoprotégées. Les figures B.1 et B.2 présentent ces sections condensées sur le domaine thermique et rapide, respectivement. Dans un souci de synthèse, uniquement les isotopes fissiles sont présentés. Un intérêt particulier est ainsi porté, dans un premier temps, à décrire la variation des sections efficaces de fission dans les domaines thermique et rapide en fonction de la topologie d'assemblage choisie et, dans un deuxième temps, à expliciter les comportements relevés de ces sections au moyen du spectre des différents combustibles composant les topologies considérées. On calcule alors le ratio entre les spectres découlant des agencements Kerkar et Largenton par rapport au spectre de référence afin de marquer clairement les différences observées sur ces spectres. Les figures B.3 (a) et (b) présentent respectivement le rapport calculé via les topologies Kerkar et Paradis, puis Largenton et Paradis.

Notons que les sections efficaces de fission varient fortement selon la teneur entre les crayons d'une même topologie étudiée. La teneur en plutonium du combustible influence davantage la valeur des sections étudiées que la distribution des crayons. L'écart observé entre les sections des différents crayons d'une même topologie de l'assemblage (c.-à-d. haute versus basse teneur) est plus grand que l'écart relevé entre les crayons de même teneur pour différentes topologie (c.-à-d. Paradis versus Kerkar). Ce comportement est particulièrement fort pour le plutonium 239 dans le domaine thermique. Également, on constate que les sections associées topologies des assemblages introduites par Kerkar et Paradis retrouvent une évolution similaire pour la majorité des mélanges présentés. Cette constatation confirme que la teneur des crayons influence significativement la section efficace de fission. Les sections efficaces de fission des crayons de faibles teneurs composant ces deux topologies sont particulièrement semblables. Toutefois, de par le fait que les sections de ces crayons ne sont pas identiques alors que leur distribution et leur composition le sont, on en déduit que le positionnement des crayons à moyenne et haute teneurs est à même d'influer le flux perçu dans la couronne externe. Cela confirme que la distribution des crayons au centre de l'assemblage est non négligeable. Également, certaines sections efficaces de fission étudiées relèvent des écarts plus faibles entre Largenton et Paradis, notamment pour les crayons à forte teneur. Rappelons

que ces crayons sont caractérisés par des teneurs en plutonium très différentes pour ces deux topologies, soit 9.77 et 11.04 %<sub>ML</sub>, respectivement. On en déduit que l'influence de la distribution des crayons au centre de l'assemblage s'ajoute à la contribution de la teneur sur la section efficace.

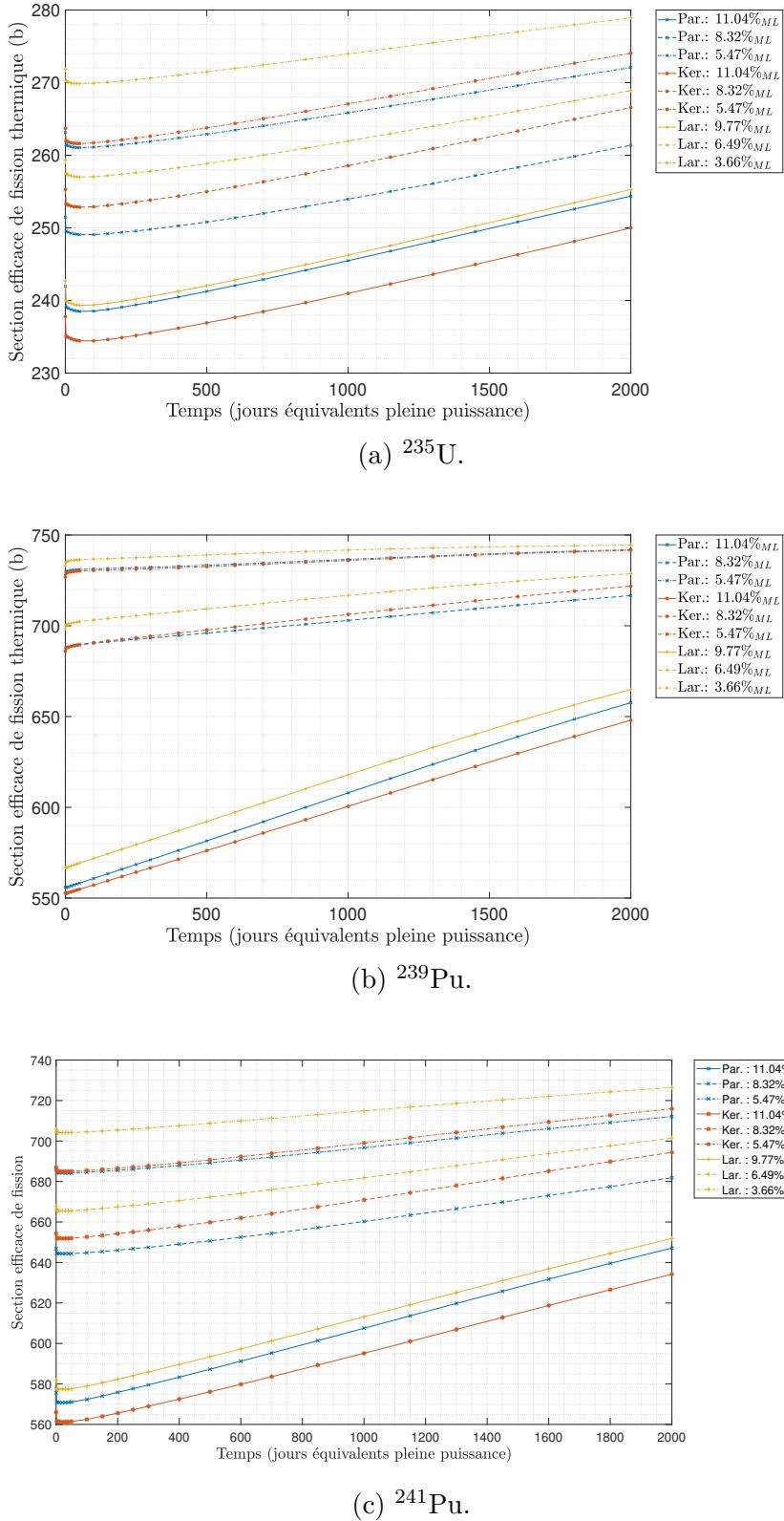


Figure B.1 Sections efficaces autoprotégées de fission des différents isotopes d'intérêt dans le domaine thermique en fonction de la topologie de l'assemblage étudié pour les crayons à haute, moyenne et basse teneur en plutonium.

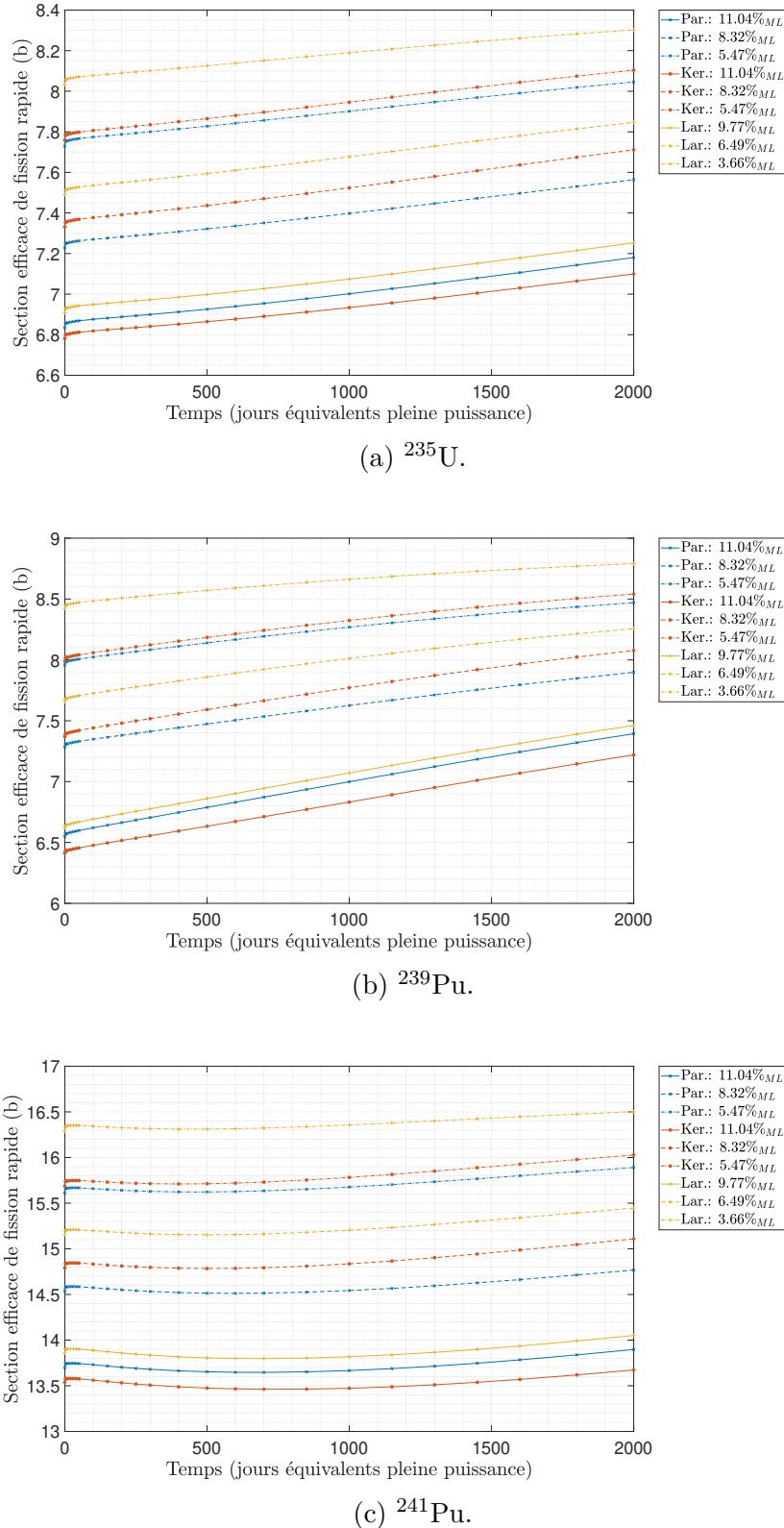
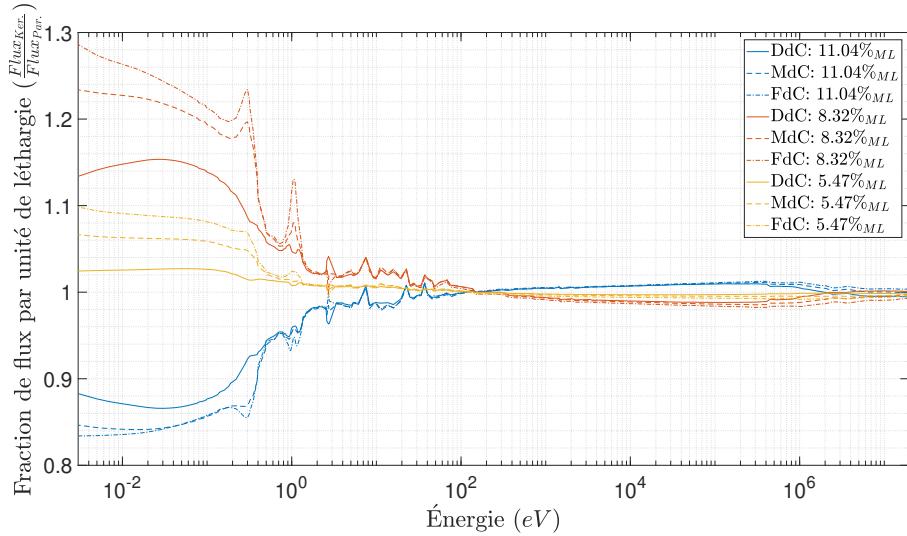


Figure B.2 Sections efficaces autoprotégées de fission des différents isotopes fissiles d'intérêt dans le domaine rapide en fonction de la topologie de l'assemblage étudié pour les crayons à haute, moyenne et basse teneur en plutonium.

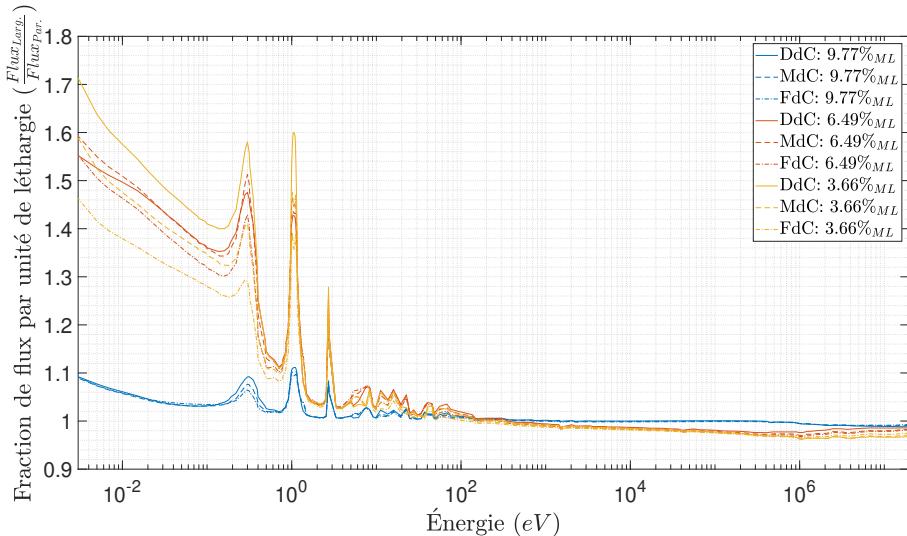
Or, la figure B.3 (a) introduit le rapport des spectres associés aux agencements Kerkar et Paradis en début, milieu et fin de cycle. Ces rapports illustrent clairement l'apport de la distribution des crayons au centre de l'assemblage : un effet de spectre influant la section efficace de fission des isotopes d'intérêt. Une attention est d'abord portée au domaine thermique ( $E \leq 0.625$  eV) afin d'expliquer l'effet de spectre observé. Pour cette plage d'énergie, cet effet induit des rapports de spectre très différents pour les crayons de combustibles composant les topologies étudiées. En outre, ces rapports varient fortement au cours de l'irradiation. Simplement, ces derniers s'amplifient au cours de l'évolution ce qui laisse croire que la différence entre ces deux topologies de l'assemblage est d'autant plus notable en fin de cycle. A contrario, le rapport entre les spectres rapides découlant de ces mêmes topologies est près de l'unité ce qui démontre que la distribution des crayons au centre de l'assemblage influence peu le flux de neutron à des énergies plus élevées. En s'appuyant sur le fait que les crayons à haute et moyenne teneurs se caractérisent par un contenu massique en uranium 238 moins élevé, et, par conséquent, une capture plus forte des neutrons dans le proche thermique, on s'attend à relever un flux d'autant plus dur au centre, lorsque comparé à la périphérie de l'assemblage MOx trizoné. Or, le flux durcis au centre pourrait expliquer l'impact assez faible de la variation de la disposition des crayons de combustible dans cette région de l'assemblage. Toutefois, de par le fait que l'impact sur le spectre neutronique de la distribution des crayons est considérable à des énergies plus faibles et que les sections efficaces sont plus importantes dans ce domaine, on admet que la distribution des crayons, même composés d'un contenu massique identique, a un impact considérable sur le spectre.

La figure B.3 (b) présente, quant à elle, le rapport entre les spectres découlant des agencements Largenton et Paradis. Rappelons que, contrairement à Kerkar et Paradis, ces topologies diffèrent par la distribution et la composition des crayons de combustible. On estime que la déviation entre les spectres comparés est principalement due à la différence entre la teneur des crayons de la topologie Largenton et leur pendant dans la topologie de référence. À titre d'exemple, les crayons à basse teneur sont caractérisés par des concentrations respectives en plutonium de  $3.66\%_{ML}$  et  $5.47\%_{ML}$  pour Largenton et Paradis. Nonobstant leur voisinage similaire, les spectres découlant de la comparaison de ces crayons sont considérablement différents. Notamment, on relève un effet de spectre particulièrement fort dans le domaine thermique. Or, les sections efficaces totales associées aux vecteurs plutonium sont plus importantes que leur équivalence chez l'uranium (c.-à-d. uranium 235 face au plutonium 239 et 241 ainsi que l'uranium 238 face au plutonium 238, 240 et 242) dans ce domaine énergétique. Ainsi, une teneur en plutonium plus élevée mène à des sections efficaces microscopiques dans le domaine thermique plus importantes chez les crayons de la topologie Paradis et, par conséquent, un flux plus faible pour ce domaine énergétique. Les pics observés aux énergies 0.29,

1.06 et 2.67 eV témoignent également de la contribution de la composition du combustible sur le rapport de spectre. En effet, ces pics sont induits de la concentration plus faible en plutonium des crayons constituant la topologie Largenton ce qui conduit à une absorption moins importante à ces énergies.



(a) Kerkar.



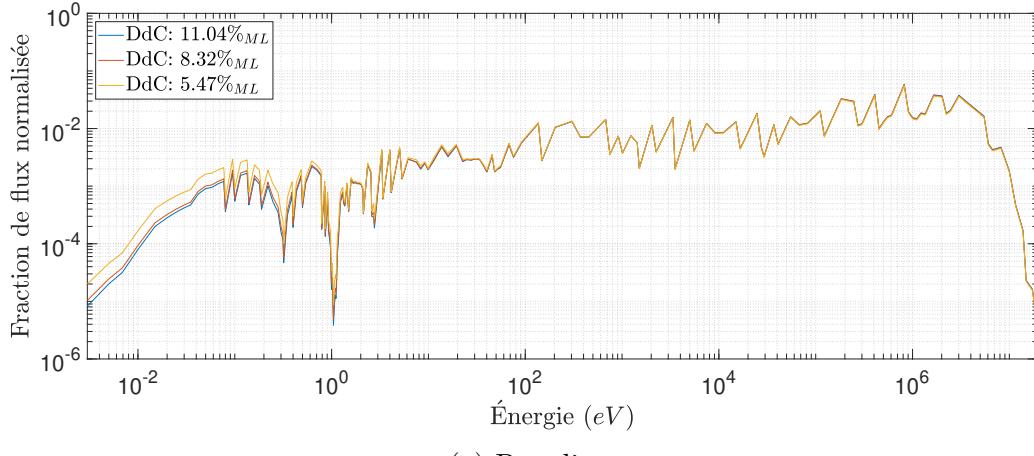
(b) Largenton.

Figure B.3 Fraction calculée sur le flux par unité de léthargie résultant des topologies (a) Kerkar et Paradis, puis (b) Largenton et Paradis en fonction de l'énergie. Les fractions sont calculées à 10, 1000 et 2000 jours respectivement, pour les trois teneurs composant les agencements de crayons étudiés.

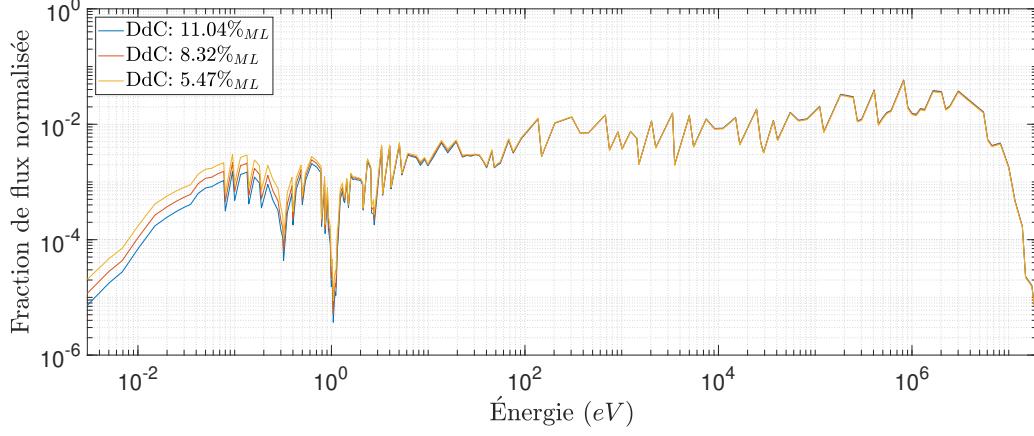
Rappelons que le tableau 3.15 montre que la déviation sur le facteur de multiplication infini est légèrement plus grande entre Largenton et Paradis en DdC. De par la présence plus importante de crayon à haute teneur au centre de l'assemblage Largenton, on admet que cette topologie engendre une réactivité initiale plus importante et donc une usure plus forte en début de cycle. En effet, une concentration en plutonium plus élevée au centre entraîne nécessairement un contenu en uranium 238 moins important diminuant ainsi la contribution des résonances de cet isotope sur l'absorption des neutrons dans cette région de l'assemblage. Rappelons que le centre de l'assemblage est caractérisé par un flux important à des énergies correspondant aux pics d'absorption caractéristiques de l'uranium 238 dû aux parcours moyens causant le ralentissement des neutrons rapides en provenance des crayons de combustible voisins. On estime donc que cette région est d'autant plus affectée par la variation de l'inventaire en uranium 238. Toutefois, la déviation sur le facteur de multiplication infini est nettement plus grande entre Kerkar et Paradis en FdC. Étant donné l'écart initial plus élevé et l'écart final plus faible, on admet que la topologie Largenton retranscrit une irradiation s'approchant de celle découlant de la topologie Paradis au cours de l'évolution. Notons que les différences de spectre entre les agencements Kerkar et Paradis sont moins forts en début de cycle. Cette constatation s'appuie sur la comparaison des rapports de spectre en DdC, MdC et FdC (cf. figure B.3 (a)) et explique les écarts plus faibles entre les sections thermiques de fission des isotopes d'intérêt en DdC face à leur valeur en FdC (cf. figure B.1). Or, les rapports de spectre des crayons à haute et moyenne teneur découlant du topologie Largenton varient moins au cours de l'évolution. Conséquemment, l'écart entre les sections efficaces découlant de la comparaison entre Largenton et Paradis évolue très peu au cours de l'irradiation. Cela se traduit par une évolution parallèle des sections efficaces de fission découlant de Largenton et Paradis. A contrario, l'effet d'amplification des rapports de spectre entre Kerkar et Paradis au cours du cycle entraîne une évolution différente des sections efficaces de ces topologies des assemblages engendrant une déviation plus importante sur le facteur de multiplication infini en fin de cycle.

Un intérêt est également porté à l'étude de la proportion de flux thermique et rapide en fonction des topologies envisagés. En effet, il faut rappeler que le trizonage des topologies des assemblages MOx est adopté dans l'idée de limiter les effets d'hétérogénéités causés par le flux en provenance des assemblages UOx voisins. Or, une attention particulière est portée au durcissement du spectre observé dans la couronne externe des assemblages MOx, soit les crayons à faible teneur pour Paradis et Kerkar puis les crayons à faible et moyenne teneur pour Largenton. Les spectres présentés à la figure B.4 nous informent sur le durcissement des spectres des crayons constituant la couronne externe des assemblages proposés. On constate que la topologie de l'assemblage introduite par Largenton entraîne une fraction de flux par

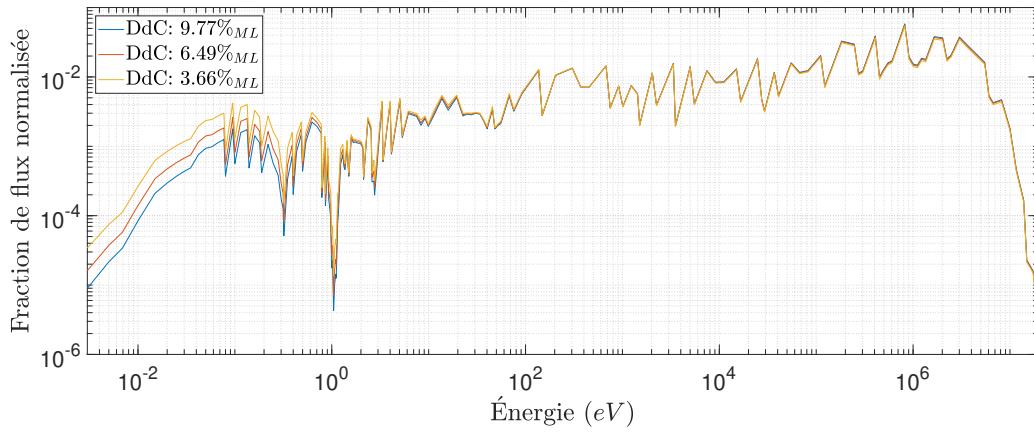
unité de léthargie plus importante dans le domaine thermique, lorsque confronté aux deux autres agencements de crayons. On en déduit que cette topologie permet de diminuer plus adéquatement les effets de durcissement que l'on souhaite éviter.



(a) Paradis.



(b) Kerkar.



(c) Largenton.

Figure B.4 Fraction calculée sur le flux par unité de léthargie résultant de la topologie de l'assemblage Largenton. Les fractions sont calculées pour (a) Paradis, (b) Kerkar et (c) Largenton, au 10 jours équivalents à pleine puissance pour les trois teneurs composant les topologies étudiées.

## ANNEXE C ÉTUDE DE LA DISCRÉTISATION AXIALE DE LA GÉOMÉTRIE DU COEUR REP

L'objet de cette annexe est de valider qu'une perte négligeable de précision est générée sur le calcul coeur par la réduction de la discrétisation axiale. À cet effet, les contenus massiques découlant de différentes discrétisations sont comparés. L'élaboration des discrétisations considérées dans cette étude repose sur une segmentation fine du centre axial du coeur (c.-à-d. entre 153.40 et 262.90 cm) et sur une segmentation grossière des régions caractérisées par une évolution linéaire du profil du flux (c.-à-d. en deçà de 153.40 cm et en delà de 262.90 cm). Clarifions que les discrétisations irrégulières étudiées ici, qui sont d'ailleurs définies arbitrairement, sont introduites afin de confirmer que la discrétisation axiale de la géométrie impacte très peu la précision du calcul coeur. On ne s'intéresse donc pas à définir la discrétisation optimale en coût et en précision. Dès lors, un effort succinct fut accordé à la construction de ces dernières.

La figure C.1 introduit la représentation du profil axial de flux enregistré dans l'assemblage central pour les différentes discrétisations envisagées. Les discrétisations axiales étudiées, dénommées DISC1, DISC2, DISC3 et DISC4 dans la suite, sont composées de 9, 11, 11 et 17 plans, respectivement. L'ensemble des plans constituant ces segmentations sont caractérisés par une hauteur correspondant à un multiple de la taille de la cellule élémentaire du calcul coeur, noté  $\Delta$ . Par exemple, le troisième plan des discrétisations DISC1, DISC2, DISC3 et DISC4 correspond à  $5\Delta$ ,  $4\Delta$ ,  $3\Delta$  et  $1\Delta$ , respectivement, où  $\Delta$  est égal à 21.92 cm. L'ajustement introduit à la figure C.1 illustre la forme de l'évolution attendue pour le flux thermique de cet assemblage. Ce dernier est construit sur le profil du flux résultant d'un calcul coeur caractérisé par une discrétisation axiale très fine.

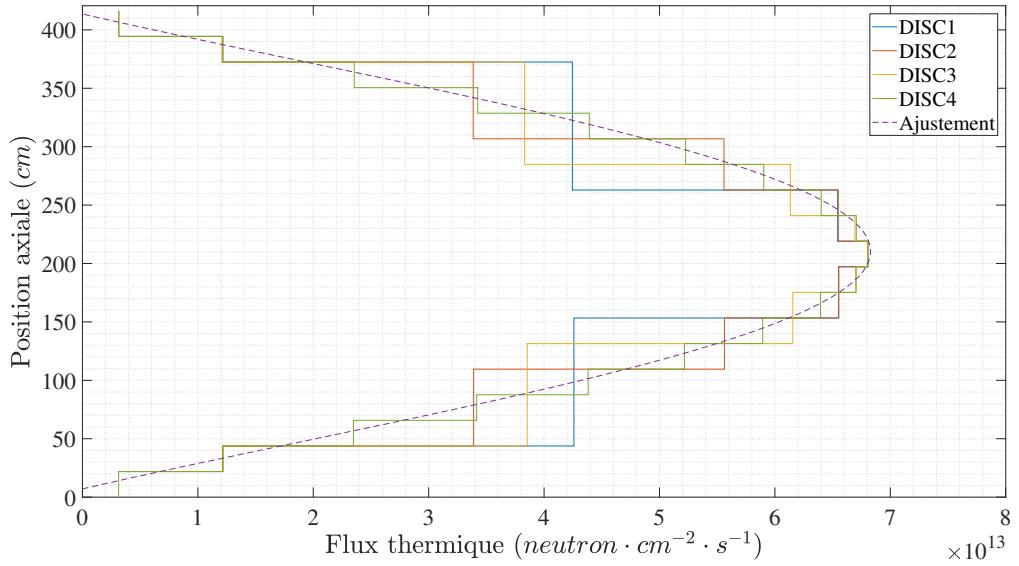


Figure C.1 Modélisation réduite du profil axial de flux de l’assemblage central en fonction de la discréétisation de la géométrie de référence.

Le tableau C.1 présente les écarts relatifs calculés sur les inventaires sortants (c.-à-d. le contenu massique des isotopes d’intérêt constituant les assemblages MOx et UOx en fin de vie), lorsque comparés aux résultats découlant de la discréétisation proposée par [2]. On constate que, malgré la déviation considérable du profil de flux thermique engendrée par la réduction de la discréétisation, lorsque comparée à la valeur attendue, l’écart relatif généré sur les inventaires est très faible. Toutefois, la variation de la discréétisation impacte fortement les coûts associés au *tracking* et au calcul du flux au moyen des modules TRIVAA : et FLUD :, respectivement. Les coûts associés à TRIVAA : sont réduits de 40 %, 40 % et 50%, alors que les coûts associés à FLUD : sont réduits de 33 %, 45 % et 50 % pour la discréétisation DISC3, DISC2 et DISC1, respectivement. Remarquons que, contrairement aux coûts associés à TRIVAA :, les coûts associés à FLUD : ne sont pas égaux pour les deux discréétisations à onze plans. On note que si les coûts sont explicitement liés à la discréétisation, la précision ne semble pas l’être. D’une part, les déviations engendrées par la simplification de la géométrie de référence sont négligeables, et d’autre part, ces dernières n’augmentent pas proportionnellement à la réduction.

Tableau C.1 Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la discréétisation géométrique.

| Discréétisation géométrique | Nombre de plans | Écarts relatifs (%) |            |            |            |            |            |            |
|-----------------------------|-----------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                             |                 | $U^{235}$           | $Pu^{238}$ | $Pu^{239}$ | $Pu^{240}$ | $Pu^{241}$ | $Pu^{242}$ | $Am^{241}$ |
| DISC1                       | 9               | -0.0172             | -0.0072    | 0.0422     | 0.0118     | 0.0035     | -0.0106    | 0.0080     |
| DISC2                       | 11              | 0.0284              | -0.0003    | -0.0046    | -0.0061    | -0.0001    | -0.0011    | -0.0020    |
| DISC3                       | 11              | -0.0112             | 0.0000     | 0.0022     | -0.0011    | -0.0001    | 0.0002     | 0.0000     |
| DISC4                       | 17              | réf.                | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       | réf.       |

On s'intéresse maintenant à varier la discréétisation axiale de la cartographie de flux ou *fuel map*. L'architecture de calcul coeur introduite par l'IGN pour le REP propose une cartographie du flux segmentée en trois plans, soit un plan représentant le plenum, le combustible et le réflecteur axial. Nous nous proposons, dans un premier temps, de confirmer que cette modélisation hautement réduite permet une retranscription correcte du flux et, dans un second temps, d'évaluer l'apport en précision d'une discréétisation plus fine de la région axiale constituant le combustible. À cet effet, trois discréétisations axiales de la cartographie du flux sont testées, soit FMAP1, FMAP2 et FMAP3. Ces dernières segmentent la hauteur du crayon de combustible en un, deux et trois plans, respectivement. Pour les trois discréétisations considérées ici, deux plans représentant respectivement le plenum et le réflecteur axial s'ajoutent aux plans constituant le combustible. Les écarts sur le contenu massique en fin de cycle relevés entre les inventaires découlant des différentes discréétisations considérées sont présentés au tableau C.2. On constate que les coûts de calcul augmentent avec le nombre de plans, alors que l'influence sur les inventaires isotopiques est négligeable. Notamment, on relève des appels plus coûteux à l'objet *MULTICOMPO* au moyen du module d'interpolation NCR : et des coûts supérieurs découlant des calculs de flux et de distribution de puissance réalisés au moyen du module FLPOW : [4]. Les coûts associés à NCR : sont augmentés de 90 et 185 %, alors que les coûts associés à FLPOW : sont augmentés de 40 et 90 % pour la discréétisation FMAP2 et FMAP3, respectivement.

Tableau C.2 Écarts relatifs (%) générés sur le contenu massique sortant au déchargement en fonction de la discréétisation géométrique de la cartographie du flux.

| Discréétisation géométrique | Nombre de plans | Écarts relatifs (%) |                   |                   |                   |                   |                   |                   |
|-----------------------------|-----------------|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                             |                 | U <sup>235</sup>    | Pu <sup>238</sup> | Pu <sup>239</sup> | Pu <sup>240</sup> | Pu <sup>241</sup> | Pu <sup>242</sup> | Am <sup>241</sup> |
| FMAP1                       | 3               | réf.                | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              | réf.              |
| FMAP2                       | 4               | 0.0252              | -0.0016           | -0.0077           | -0.0054           | -0.0022           | -0.0006           | -0.0008           |
| FMAP3                       | 5               | 4.3028              | 1.4515            | 4.1778            | -0.2921           | 1.9657            | -0.3179           | 0.7492            |

## ANNEXE D ÉTUDE DU DÉSÉQUILIBRE DE PUISSANCE RELEVÉ DE GESTIONS ATYPIQUES

L'objet de cette annexe est d'évaluer les déséquilibres de puissance observés sur le cœur pour des options de gestions atypiques (c.-à-d. une gestion du combustible qui n'est pas caractéristique des scénarios étudiés) et l'influence de tels déséquilibres sur la prédiction des irradiations moyenne de sortie. De par le fait qu'il s'agit ici d'une étude de coeurs composés de combustibles problématiques (p. ex. enrichissement en uranium 235 sous-critique ou combustible MOx très pauvre en isotope fissile), les écarts discutés dans la suite ne sont pas prises en compte dans l'évaluation de l'applicabilité du calcul cœur reposant sur la prédiction des irradiations moyennes de sortie. Rappelons également qu'on observe des *tilts* raisonnables lorsqu'on s'en tient à des gestions obtenues au moyen de la prédiction de l'enrichissement critique et du calcul de la teneur équivalente en fonction de l'isotopie étudiée. Cela est dû au modèle d'équivalence qui assure une distribution aplatie de la puissance sur l'ensemble du cœur. En effet, une brève étude de la propagation d'un déséquilibre de puissance permet d'affirmer qu'un fort *tilt* initial tend à augmenter considérablement au cours des cycles successifs simulés dans la mise à l'équilibre du cœur. Il en résulte des puissances significativement plus fortes dans des régions du cœur menant nécessairement à des facteurs de forme plus importants. Or, ces distributions piquées de la puissance sont, par définition, évitées via la recherche de la teneur équivalente. Néanmoins, on admet que pour des gestions atypiques, le plan de recharge adopté est à même d'engendrer des *tilts* non-négligeables. La figure D.1 introduit la valeur maximale du *tilt* calculée pour les 300 gestions de combustible (c.-à-d. composition isotopique, enrichissement en uranium 235, teneur en plutonium et longueur de campagne) considérées dans la validation du réseau visant à prédire les taux de combustion au recharge. Le *tilt* maximal, dénoté  $\Delta BU_{\max.}$ , est défini ici comme la valeur maximale de l'écart entre le *burnup* de recharge des 26 zones de combustion du premier huitième de cœur et leurs pendants symétriques.

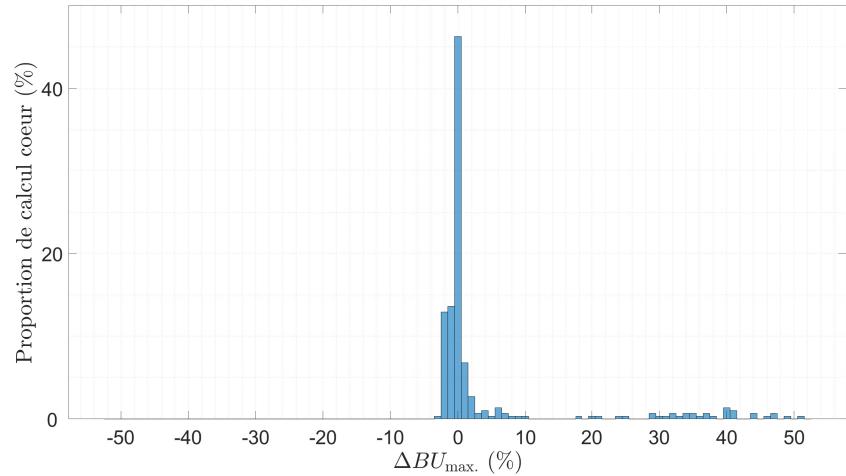


Figure D.1 Distribution des dissymétries maximales, dénommées *tilts* maximaux ( $\Delta BU_{\max.}$ ), sur les taux de combustion au rechargement calculées sur les 300 calculs DONJON5 réalisés dans la validation des réseaux de neurones.

On relève que 76.88 % des coeurs étudiés sont caractérisés par des *tilts* maximaux inférieurs à 2 %. Rappelons que la composition et la durée du cycle d'irradiation caractérisant ces calculs coeurs sont définies pseudo-aléatoirement ce qui explique l'ampleur considérable de certaines dissymétries induites sur la distribution du taux de combustion. À titre d'exemple, intéressons-nous aux calculs coeurs caractérisés par les gestions MOX39 et MOX40 présentées au tableau D.1. De ces dernières, on relève des *tilts* maximaux de 36.40 et 47.20 %, respectivement. Mentionnons toutefois que l'enrichissement critique de la gestion MOX39, soit 3.27 %<sub>ML</sub>, ne permet pas de préserver la criticité du cœur pour cette longueur de campagne (cf. figure 6.1). Ensuite, remarquons que si l'assemblage UOx de la seconde gestion considérée est suffisamment enrichi, la teneur en plutonium est nettement trop faible étant donnée la qualité du vecteur plutonium. En fait, le modèle d'équivalence développée plus haut propose une teneur équivalente de 12.13 %<sub>ML</sub> pour la première gestion. La deuxième gestion, quant à elle, induit une valeur de la teneur équivalente plafonnée à 13.50 %<sub>ML</sub>. Simplement, la composition du MOx nécessite une teneur hors des limites imposées par les bornes définies pour ce projet de recherche. Ainsi, on admet que les gestions menant à des *tilts* de cet ordre de grandeur sont atypiques et ne seront pas rencontrées dans le cadre des études de scénarios envisagées.

Tableau D.1 Composition des coeurs considérés dans l'étude du *tilt*.

| Cas          | $\epsilon$<br>(% <sub>ML</sub> ) | $\tau$<br>(% <sub>ML</sub> ) | Composition isotopique du MOx (%) |                   |                   |                   |                   |                   | $t_{\text{cycle}}$<br>(JEPP) | $\Delta BU_{\text{max.}}$<br>(%) |
|--------------|----------------------------------|------------------------------|-----------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|------------------------------|----------------------------------|
|              |                                  |                              | <sup>238</sup> Pu                 | <sup>239</sup> Pu | <sup>240</sup> Pu | <sup>241</sup> Pu | <sup>242</sup> Pu | <sup>241</sup> Am |                              |                                  |
| <b>MOX39</b> | 3.27                             | 6.46                         | 4.16                              | 53.71             | 26.37             | 9.86              | 12.28             | 1.04              | 314                          | 36.40                            |
| <b>MOX40</b> | 4.32                             | 5.99                         | 1.29                              | 47.24             | 31.06             | 8.76              | 9.99              | 1.66              | 304                          | 47.20                            |
| <b>MOX41</b> | 3.81                             | 6.95                         | 3.22                              | 52.08             | 25.78             | 10.82             | 6.97              | 1.14              | 275                          | 7.18                             |
| <b>MOX1*</b> | 3.25                             | 8.62                         | 2.50                              | 54.50             | 25.20             | 8.60              | 7.90              | 1.30              | 280                          | 1.01                             |

L'analyse présentée se consacre, dans la suite, à la robustesse de la prédiction des taux de combustion de rechargement pour des gestions moins atypiques. Ainsi, on cherche à confirmer que les déséquilibres de puissance engendrés par un éloignement relativement raisonnable de la gestion optimale des combustibles mène tout de même à des résultats satisfaisants. À cet effet, on introduit deux gestions : d'abord, une gestion tirée arbitrairement des 300 coeurs générés pseudo-aléatoirement pour la caractérisation des 20 réseaux de neurones construits, et ensuite, une gestion correspondant à une déviation de la composition de référence (c.-à-d. l'enrichissement en uranium 235 et la teneur en plutonium caractéristiques de la gestion de référence sont modifiés de façon à induire un déséquilibre sur la distribution de puissance et, par conséquent, une dissymétrie des taux de combustion). Les gestions considérées dans l'étude de l'impact du *tilt*, dénotées MOX41 et MOX1\*, sont présentées au tableau D.1. À nouveau, la comparaison de ces deux calculs coeurs se limite à la simulation d'un seul cycle de fonctionnement à l'équilibre puis l'erreur induite sur l'inventaire massique est extraite pour chaque assemblage composant les coeurs caractérisés. Les figures D.2 et D.3 présentent la distribution des déviations engendrées sur l'inventaire en uranium 235 et l'inventaire en plutonium 239. Les écarts présentés sont calculés selon l'équation D.1.

$$\text{Écart relatif au rechargement} = \Delta m_{j,\text{rel.}} = \frac{m_{X,\text{pred.}} - m_{j,\text{calc.}}}{m_{j,\text{calc.}}} \quad . \quad (\text{D.1})$$

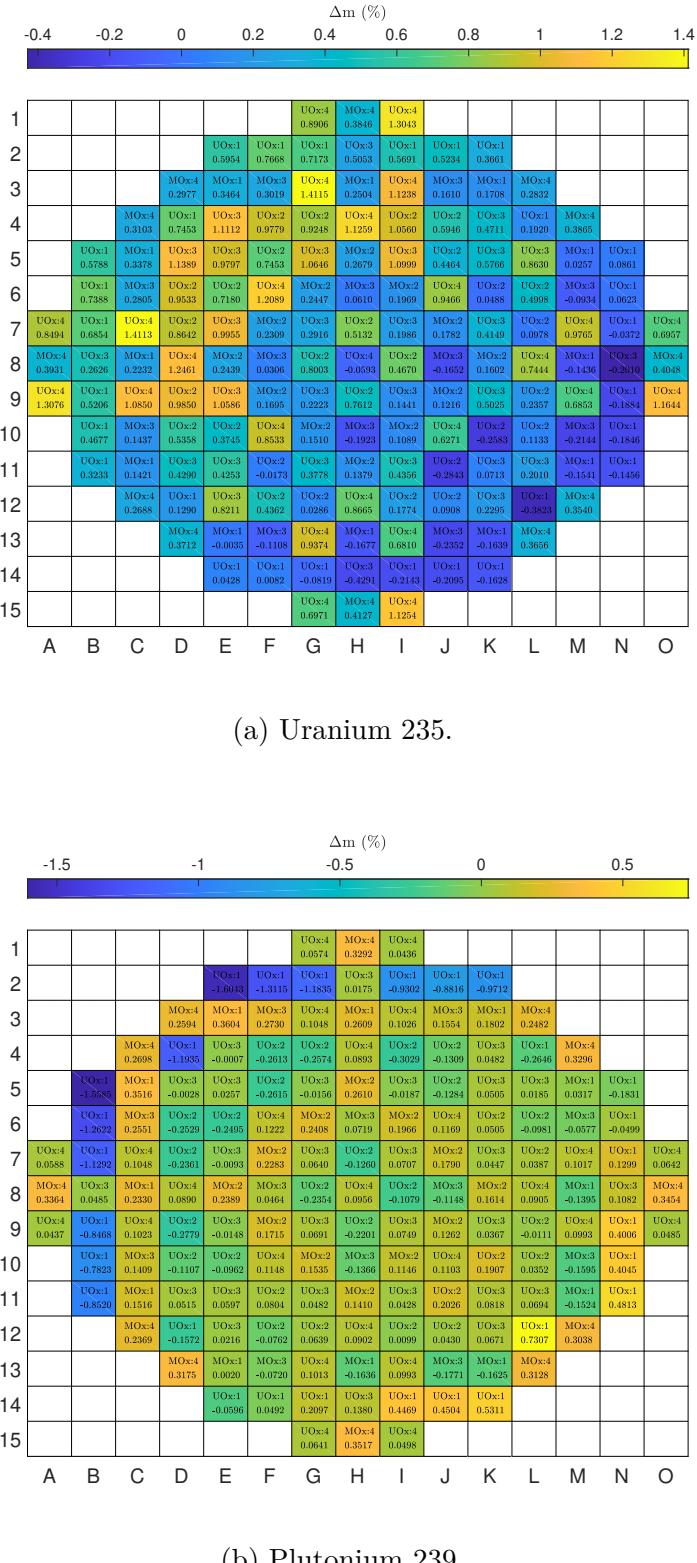
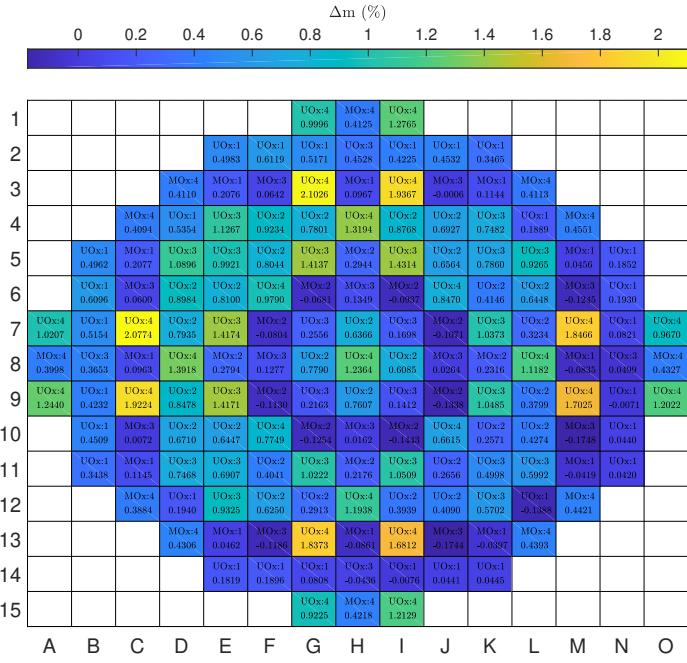
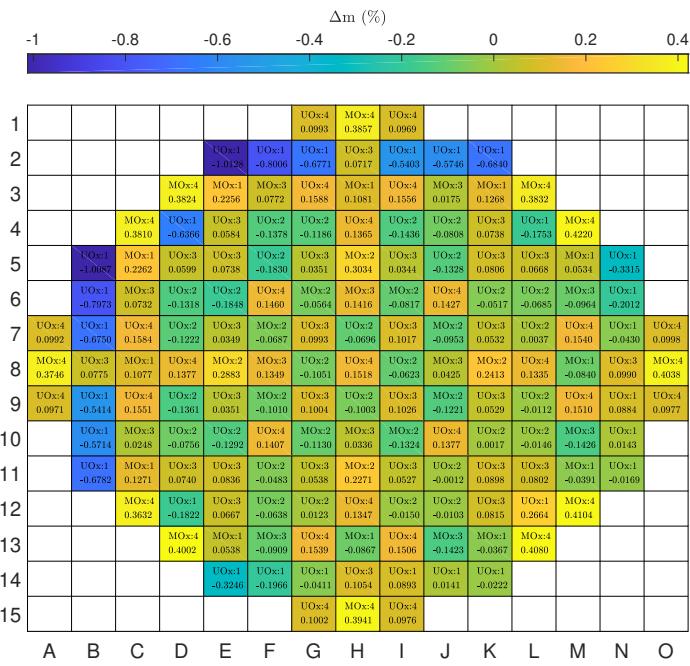


Figure D.2 Comparaison entre la distribution de *burnup* prédicté et calculée au rechargeement pour la composition isotopique MOX41.



(a) Uranium 235.



(b) Plutonium 239.

Figure D.3 Comparaison entre la distribution de *burnup* prédicté et calculée au rechargement pour la composition isotopique MOX1\*.

On remarque un fort déséquilibre entre les inventaires isotopiques des différents quadrants. Simplement, lorsqu'on compare une zone de combustion à ses pendants symétriques, on relève les erreurs relatives maximales et minimales dans des quadrants opposées. Il est à mentionner que, dans un intérêt de limiter la propagation d'un tel déséquilibre de puissance, l'habitude veut que l'on sépare les assemblages d'une même famille dans les quatre quadrants du cœur [26]. Il semble cependant que cette approche ne soit pas à même de compenser pour l'amplification du *tilt* au cours des cycles préliminaires. En effet, si les *burnups* de rechargement découlant d'une gestion viable oscillent jusqu'à convergence des taux de combustion à l'équilibre, les gestions traitées ici entraînent de fortes oscillations s'aggravant de cycle en cycle et, par conséquent, sont susceptibles d'induire un *tilt* important suite aux cycles préliminaires dédiés à la mise à l'équilibre.

L'ordre de grandeur de l'écart relevé entre les déviations sur les inventaires isotopiques des différents quadrants est moins important que le *tilt* observé sur les taux de combustion de rechargement. Simplement, dans le cas du cœur MOX41, on relève une différence maximale d'environ 7 % entre les *burnups* de rechargement associés à deux zones de combustions symétriques. Pour ce qui est des inventaires, ce *tilt* induit une différence de l'ordre de 1 % sur les déviations associées à l'uranium 235 et 2 % sur les déviations associées plutonium 239. Il est à mentionner que les plus grands écarts entre les déviations isotopiques sont observés sur les assemblages UOx : 1<sup>er</sup> cycle du premier et troisième quadrant composant le cœur MOX41. Ce qui, encore une fois, est surprenant étant donné que leurs *burnups* de rechargement sont fixés à 0 lors de l'initialisation de l'unique cycle d'irradiation simulé. Cette constatation est aussi vraie pour le cœur MOX1\*. Mentionnons toutefois l'ordre de grandeur moins importante de l'écart relevé entre les déviations sur les inventaires isotopiques des différents quadrants, soit 0.6 % et 1.0 % pour l'uranium 235 et le plutonium 239, respectivement.

En s'intéressant à l'allure globale de la distribution des erreurs isotopiques sur le cœur, on remarque qu'on calcul cœur menant à une forte sous-estimation de l'uranium 235 s'accompagne d'une surestimation du plutonium 239. Une sous-estimation de l'uranium 235 découle d'une usure plus importante des assemblages UOx, et en l'occurrence, s'accompagne d'une surestimation de la proportion d'isotope du vecteur plutonium produit par l'irradiation. Il a été montré au chapitre 3 que l'irradiation de l'assemblage UOx est à même d'induire une production importante de plutonium 239, via l'uranium 238, par capture neutronique suivit de désintégrations bêta. Une étude succincte des inventaires en uranium 238 constituant les assemblages UOx sur-utilisés permet de confirmer cette hypothèse et d'expliquer l'effet de contre balancement entre les déviations engendrées sur l'uranium 235 et le plutonium 239 dans les assemblages UOx.

Dans le but de limiter les dissymétries de puissance dans les calculs coeurs, on envisage d'utiliser un critère de convergence plus fin, menant à une solution de l'équation de diffusion plus précise (c.-à-d. via le module FLUD :). Une étude succincte de l'influence de ce paramètre sur la distribution de l'irradiation moyenne de sortie préconise le calcul plus précis nonobstant l'augmentation en coût. En somme, on admet que la prédiction des taux de combustion au rechargement, via les réseau de neurones, est acceptable pour des options de gestion menant à une dissymétrie de puissance raisonnable (c.-à-d. une composition des combustibles adéquatement définie en fonction des caractéristiques du scénario envisagé). L'utilisation de ce modèle est justifié pour des gestions traditionnelles puisqu'il contribue à diminuer significativement les coûts de calcul DONJON5 au dépend de déviations acceptables. Toutefois, l'applicabilité de cette structure de calcul est limitée par le déséquilibre d'irradiation moyenne. Afin d'améliorer la performance de cette approche pour un travail futur, on pourrait envisager un modèle de prédiction s'appuyant sur 117 réseaux de neurones englobant l'ensemble des assemblages usés composant le cœur hétérogène étudié.

## ANNEXE E RÉSULTATS DU SCÉNARIO B

L'objet de cette annexe est de présenter les résultats découlant du scénario B. Les options de gestions définies pour ce scénario sont rappelées au tableau E.1.

Tableau E.1 Caractéristiques du scénario complexe B. Les dates de démarrages sont notées  $t_{\text{dém.}}$  et indiquées en années. Les temps de cycle sont notés  $t_{\text{cycle}}$  et indiqués en jours (équivalents pleine puissance). Les *burnups* de déchargement sont notés  $BU_{\text{décharg.}}$  et indiqués en  $\text{GWj} \cdot \text{t}_{ML}^{-1}$ .

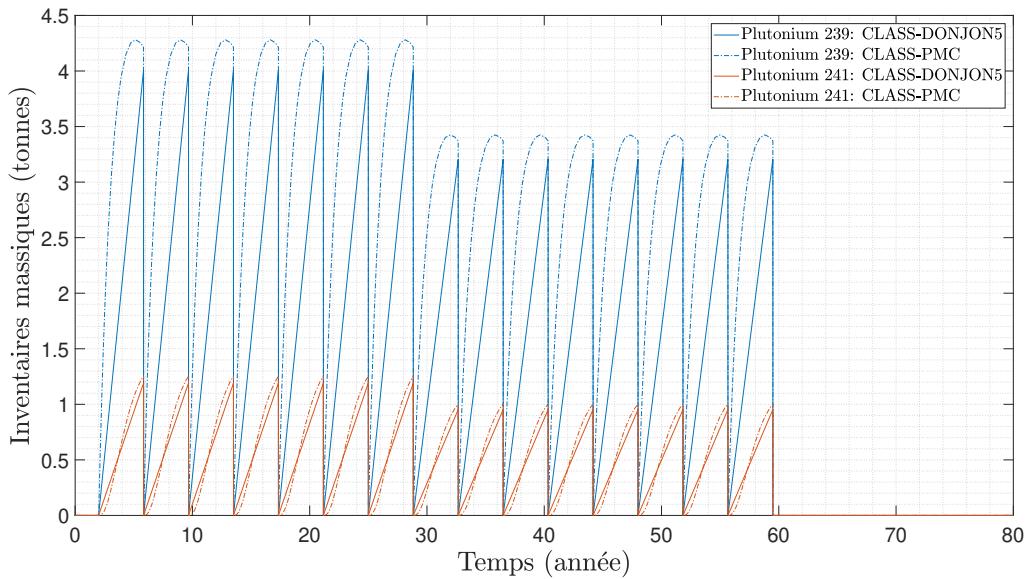
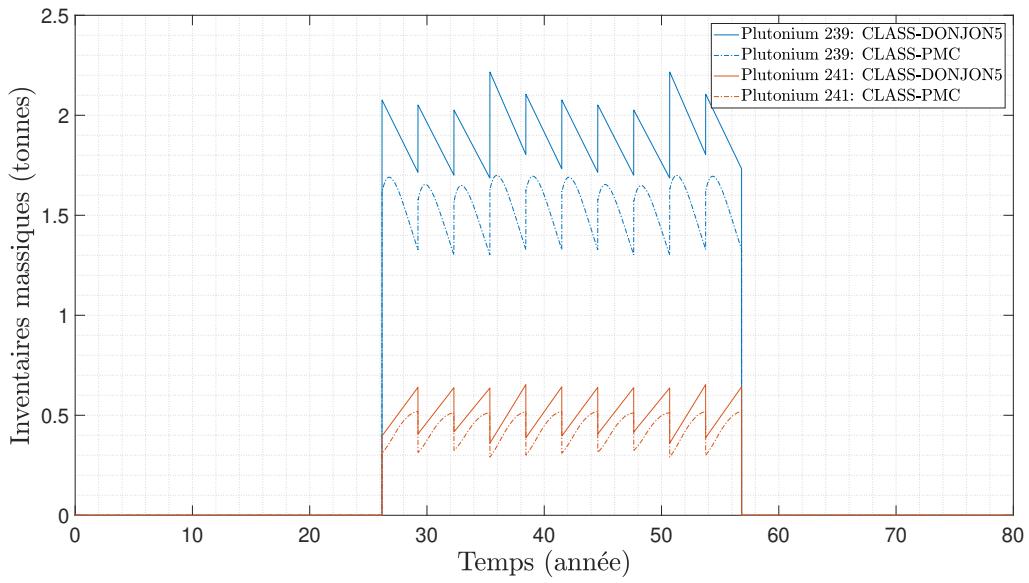
| Nomenclature | Réacteurs UOx     |                    |                        | Réacteurs hétérogènes |                    |                        | Gestion des stocks |
|--------------|-------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|--------------------|------------------------|--------------------|
|              | $t_{\text{dém.}}$ | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ | $t_{\text{dém.}}$     | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ |                    |
| Scénario B   | 2.0               | 350                | 50.5                   | 26.2                  | 280                | 40.5                   | LiFo               |

Observons la décharge UOx plus importante pour le schéma CLASS-DONJON5, lorsque comparé à CLASS-PMC (cf. figure E.3 (a)). À nouveau, cette déviation est attribuée à la consommation surestimée de l'uranium 235 et la transmutation surestimée de l'uranium 238 par les PMC. Ces deux constats sont pleinement en accord avec les constatations relevées du scénario A et des scénarios élémentaires traités précédemment. Également, la production en plutonium surévaluée par les PMC est visible, d'une part, sur l'inventaire en uranium plus faible des décharges UOx et, d'autre part, sur l'inventaire en plutonium plus fort des décharges UOx (cf. figure E.3 (b)). La différence entre l'inventaire en uranium des décharges UOx calculées via CLASS-DONJON5 et prédictes CLASS-PMC atteint 218 T en fin de scénario. La différence entre l'inventaire en plutonium des décharges hétérogènes calculées CLASS-DONJON5 et prédictes CLASS-PMC atteint 9.73 T en fin de scénario. Les écarts relatifs correspondant à ces grandeurs (c.-à-d. la différence rapportée à CLASS-DONJON5) sont 2.28% et 23%, respectivement. Clarifions que l'écart raisonnable sur les décharges UOx consiste en un biais généré par le modèle d'irradiation reposant sur les PMC, alors que l'écart considérablement plus important sur les décharges hétérogènes découle de la méthodologie adoptée dans l'établissement de la teneur en plutonium du combustible MOx.

Intéressons-nous maintenant à l'évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stockages UOx présentée à la figure E.4 (a). On constate que la rupture du rythme d'approvisionnement des stocks est notable. Rappelons que cette rupture est causée par le démarrage des réacteurs hybrides partiellement alimentés par les réserves de plutonium. Les recharges hétérogènes définies selon l'architecture de calcul CLASS-DONJON5 se caractérisent par

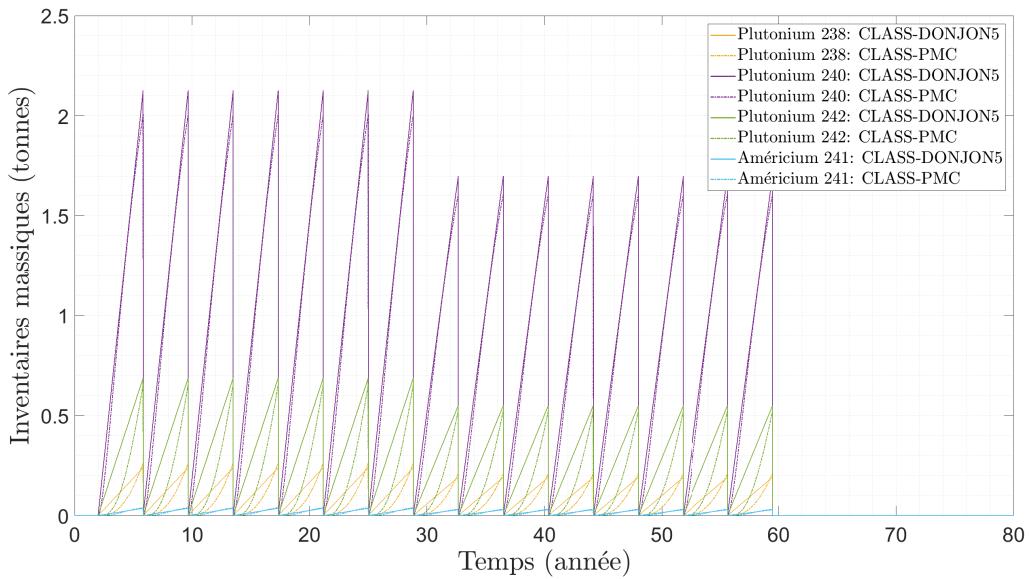
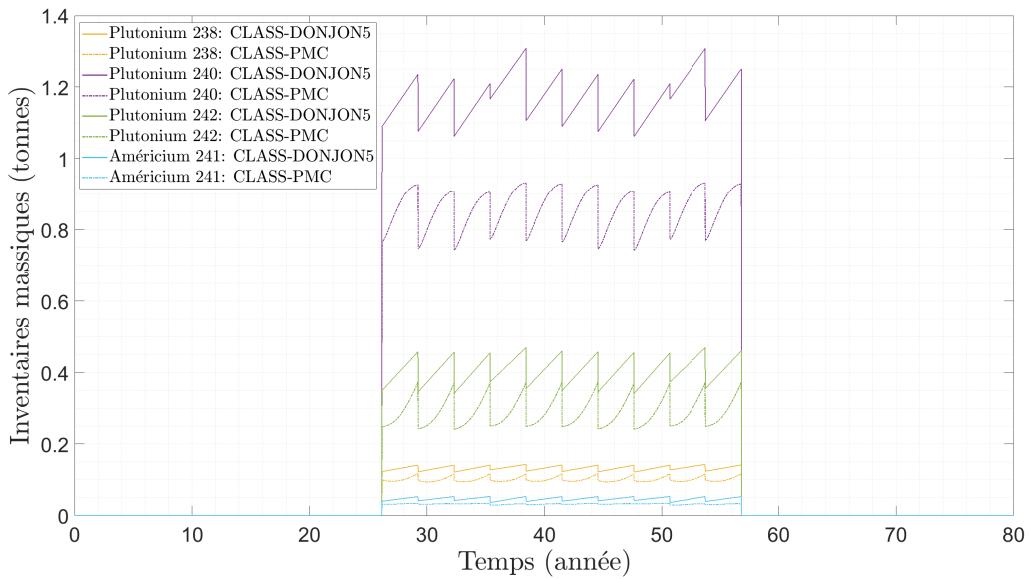
des teneurs en plutonium plus élevées induisant une consommation particulièrement forte du plutonium disponible. Pour ce qui est de CLASS-DONJON5, on relève un inventaire en plutonium d'environ 60.57 T dans le stockage UO<sub>x</sub> en fin de scénario. Rappelons que cette grandeur s'élevait à 56.56 T pour le scénario A. La rupture plus marquée témoigne donc d'une consommation plus rapide, mais moins importante des réserves en plutonium disponible dans les stockages UO<sub>x</sub> due à la longueur de campagne plus courte (c.-à-d. 280 jours) des réacteurs hétérogènes considérés dans ce scénario. A contrario, on obtient un inventaire en plutonium plus faible dans les stocks hétérogènes. En détail, on relève un inventaire cumulé en plutonium de 38.75 T à la dernière décharge des réacteurs hétérogènes du scénario A, alors que cette grandeur massique est égale 38.51 T pour le scénario B.

À nouveau, les inventaires en plutonium découlant de l'irradiation des réacteurs UO<sub>x</sub> engendre des matières valorisables de moins bonne qualité pour le schéma CLASS-DONJON5, lorsque comparé à CLASS-PMC, tel qu'illustré à la figure E.4 (b). Pour ce qui est des stockages hétérogènes, constatons le croisement des courbes associées à la proportion en plutonium fissile obtenue via CLASS-PMC et CLASS-DONJON5. Cette observation découle de la proportion plus importante du plutonium 241 vis-à-vis le plutonium 239 pour CLASS-PMC. Pour CLASS-DONJON5, le plutonium 241 correspond à 11.78%<sub>ML</sub> des inventaires en plutonium de la première décharge hétérogène, alors que le plutonium 239 correspond à 40.48 %<sub>ML</sub>. Pour CLASS-PMC, ces grandeurs sont estimées à 12.28%<sub>ML</sub> et 40.30%<sub>ML</sub>, respectivement. Étant donné la proportion plus importante du plutonium 241, on observe nécessairement une dégradation plus forte de la qualité des stockages hétérogènes prédictes par CLASS-PMC se traduisant, en l'occurrence, comme une pente légèrement plus importante sur la courbe présentée à la figure E.4 (b).

(a) Réacteurs UO<sub>x</sub>.

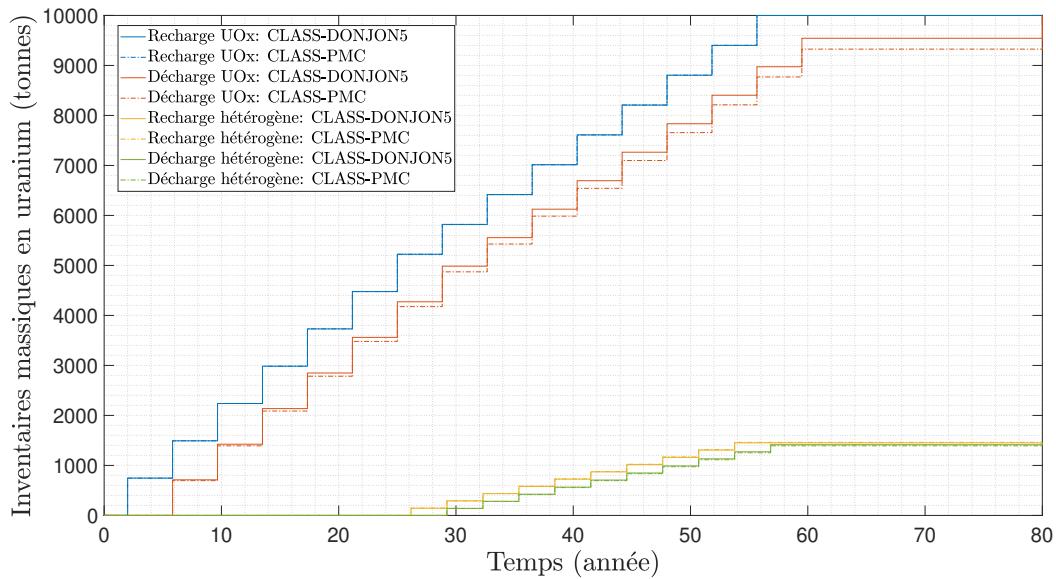
(b) Réacteurs hétérogènes.

Figure E.1 Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario B.

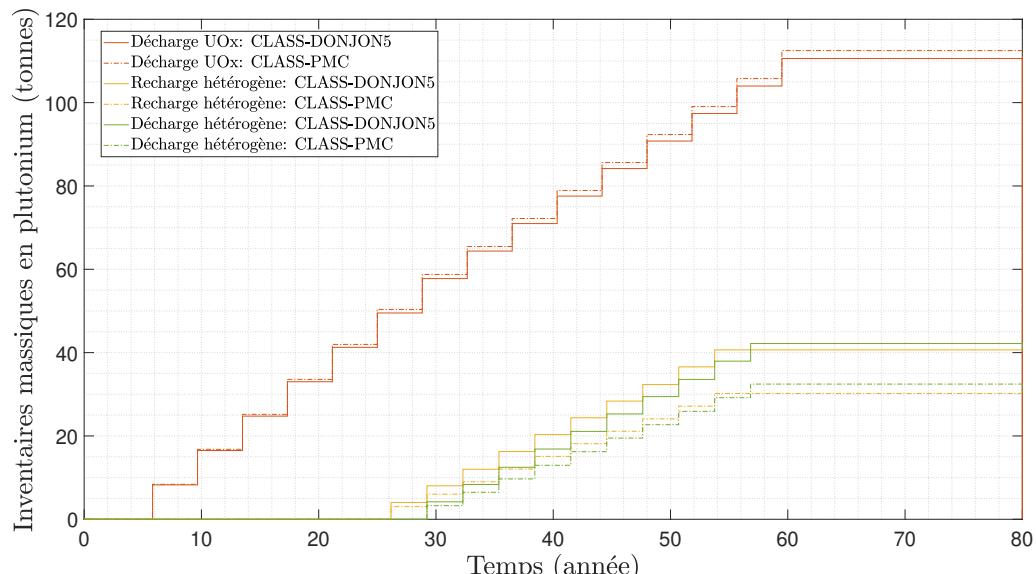
(a) Réacteurs UO<sub>x</sub>.

(b) Réacteurs hétérogènes.

Figure E.2 Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario B.

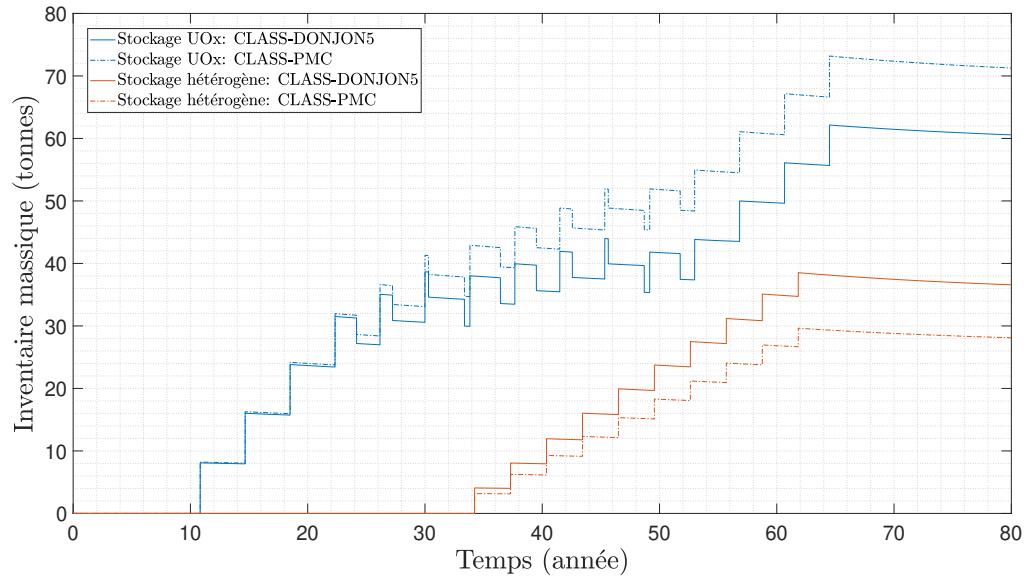


(a) Uranium.

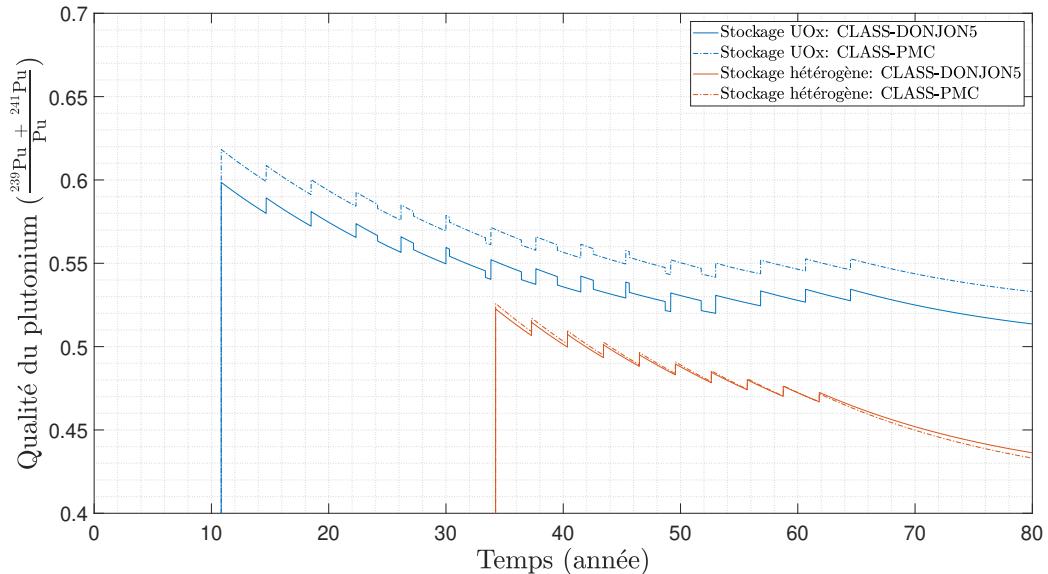


(b) Plutonium.

Figure E.3 Évolution des inventaires cumulés du rechargeement et déchargement des différents réacteurs constituant le scénario B.



(a) Quantité de plutonium disponible dans les stocks.



(b) Proportion de plutonium fissile par rapport au plutonium total.

Figure E.4 Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario B.

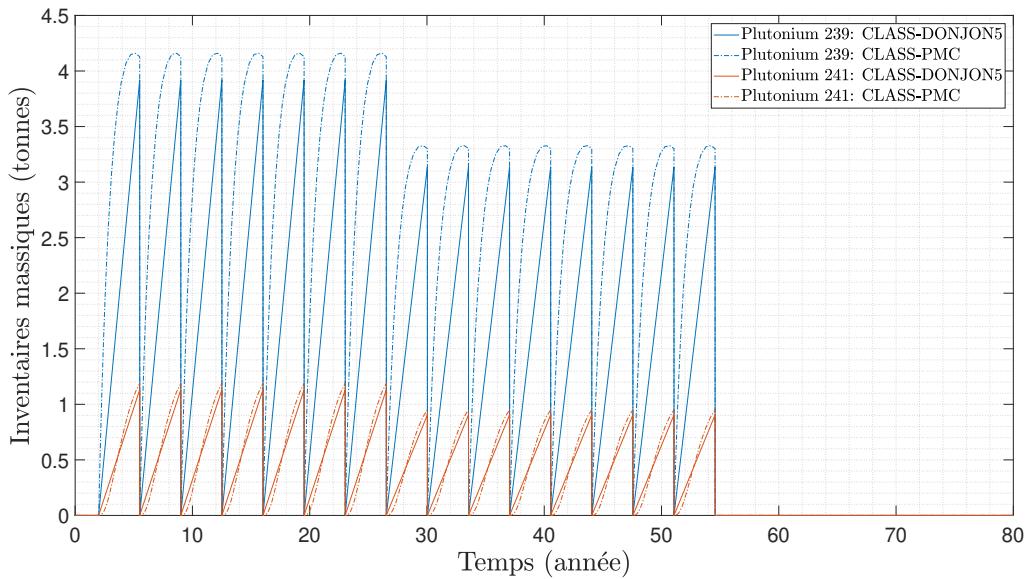
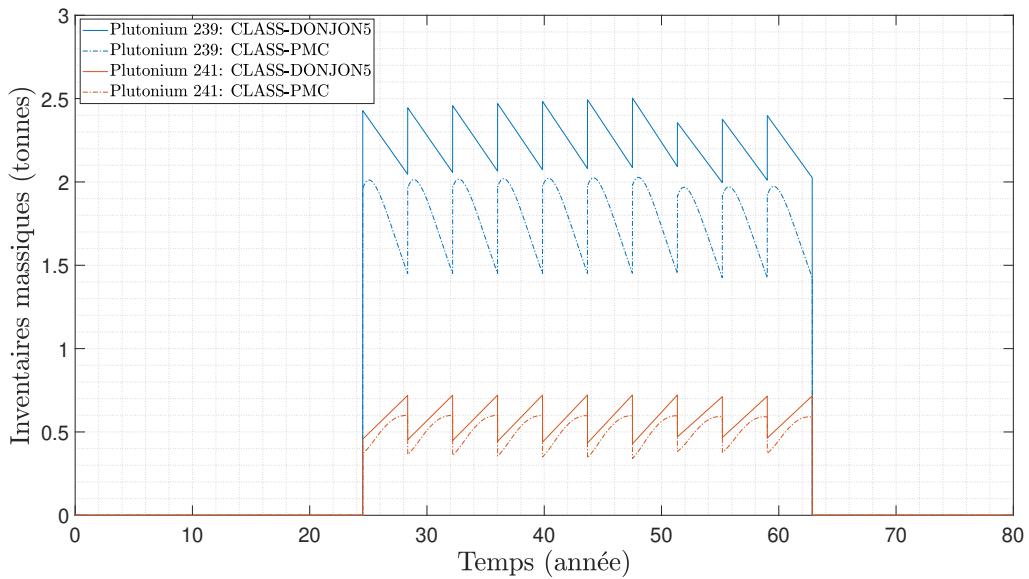
## ANNEXE F RÉSULTATS DU SCÉNARIO C

L'objet de cette annexe est de présenter les résultats découlant du scénario C. Les options de gestions définies pour ce scénario sont rappelées au tableau F.1.

Tableau F.1 Caractéristiques du scénario complexe C. Les dates de démarrages sont notées  $t_{\text{dém.}}$  et indiquées en années. Les temps de cycle sont notés  $t_{\text{cycle}}$  et indiqués en jours (équivalents pleine puissance). Les *burnups* de déchargement sont notés  $BU_{\text{décharg.}}$  et indiqués en  $\text{GWj} \cdot t_{ML}^{-1}$ .

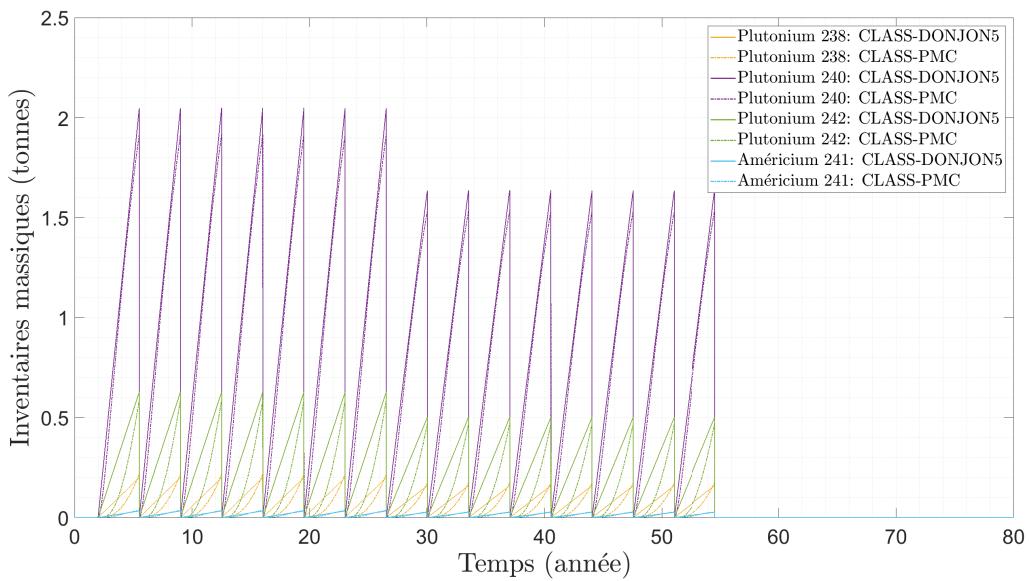
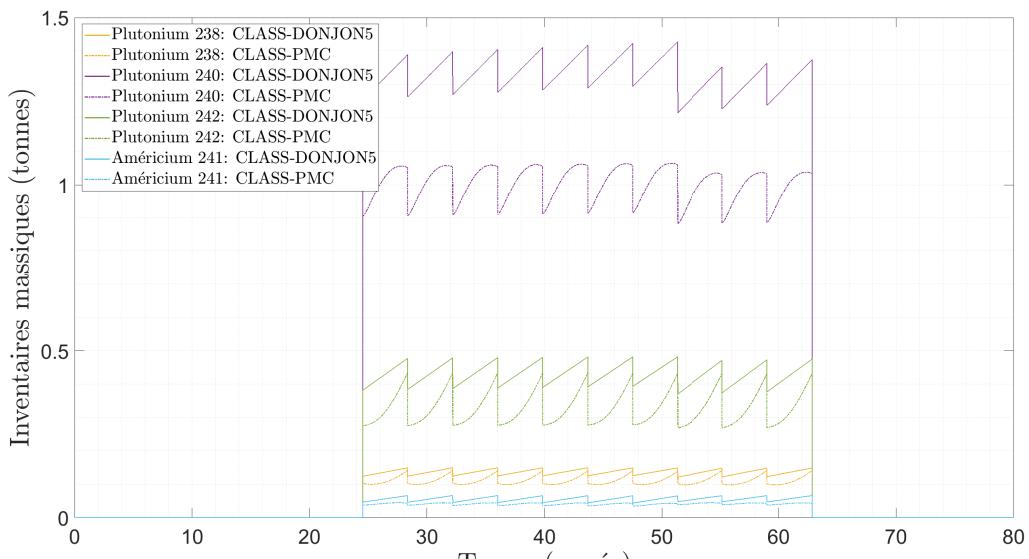
| Nomenclature | Réacteurs UO <sub>2</sub> |                    |                        | Réacteurs hétérogènes |                    |                        | Gestion des stocks |
|--------------|---------------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|--------------------|------------------------|--------------------|
|              | $t_{\text{dém.}}$         | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ | $t_{\text{dém.}}$     | $t_{\text{cycle}}$ | $BU_{\text{décharg.}}$ |                    |
| Scénario C   | 2.0                       | 320                | 46.0                   | 24.5                  | 350                | 50.5                   | Mix                |

Constatons que l'écart entre les décharges hétérogènes cumulées obtenues de CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC augmente au cours du scénario (cf. figure F.3). À nouveau, cet écart est principalement généré lors de la fabrication du combustible MO<sub>2</sub> chargé. On relève toutefois une production de plutonium plus importante par le cœur hétérogène modélisé par CLASS-DONJON5, lorsque confrontée à CLASS-PMC, augmentant d'autant plus l'écart relevé sur la recharge. En somme, l'écart sur le contenu plutonium entre les décharges cumulées obtenues au moyen de CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC s'élève à 11.34 T en fin de scénario. L'écart sur les recharges cumulées s'élève, quant à lui, à 10.63 T. Notons que cette constatation est également vraie, quoi que moindre, pour les autres scénarios. Ces observations sont parfaitement en accord avec les conclusions tirées de la comparaison de CLASS-DONJON5 et CLASS-PMC sur les scénarios élémentaires.

(a) Réacteurs UO<sub>x</sub>.

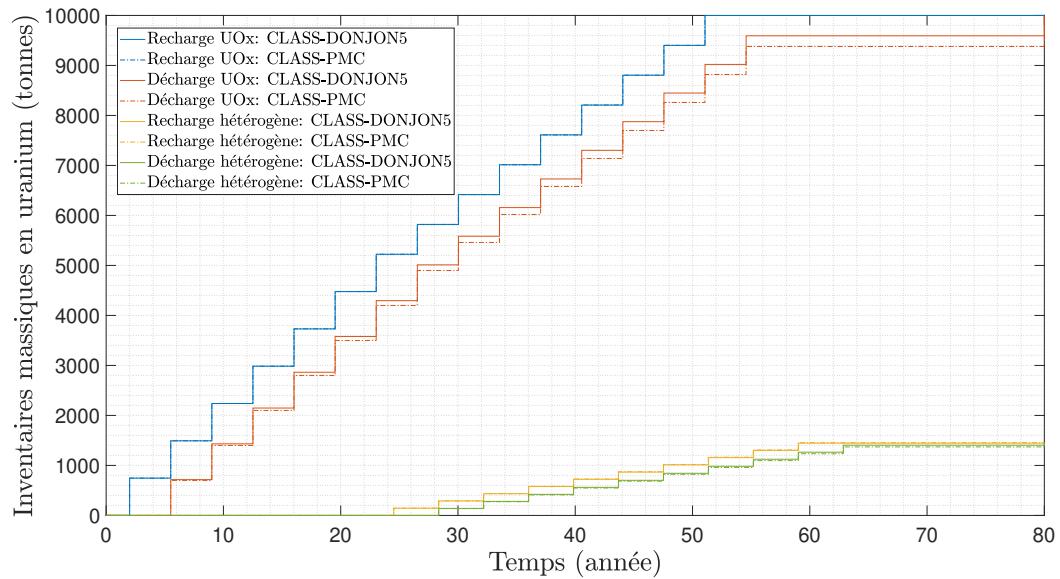
(b) Réacteurs hétérogènes

Figure F.1 Évolution des inventaires en plutonium fissile dans les différents réacteurs constituant le scénario C.

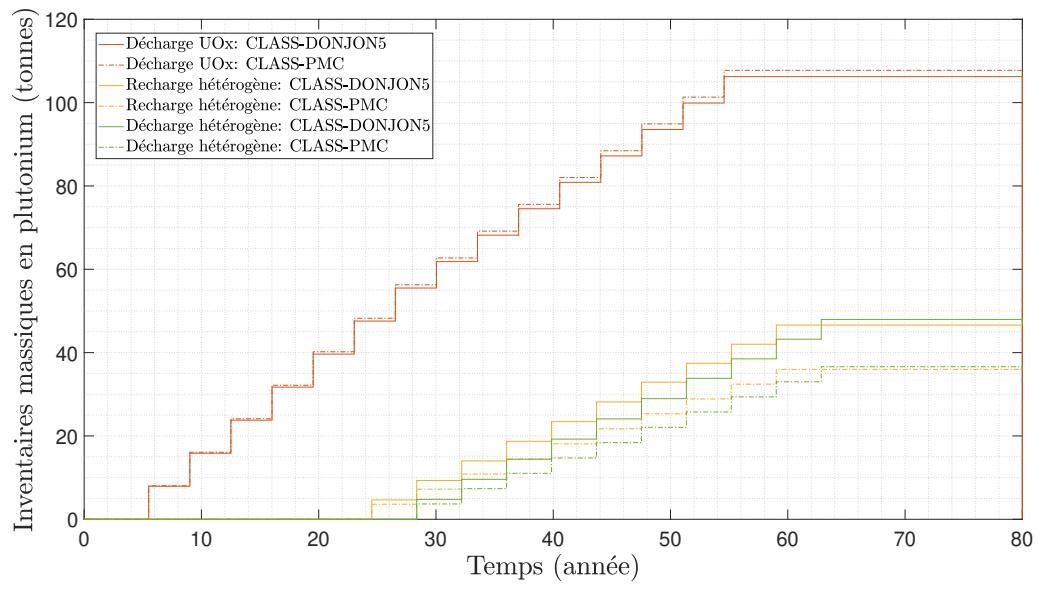
(a) Réacteurs UO<sub>x</sub>.

(b) Réacteurs hétérogènes

Figure F.2 Évolution des inventaires en isotope fertile composant le vecteur plutonium dans les différents réacteurs constituant le scénario C.

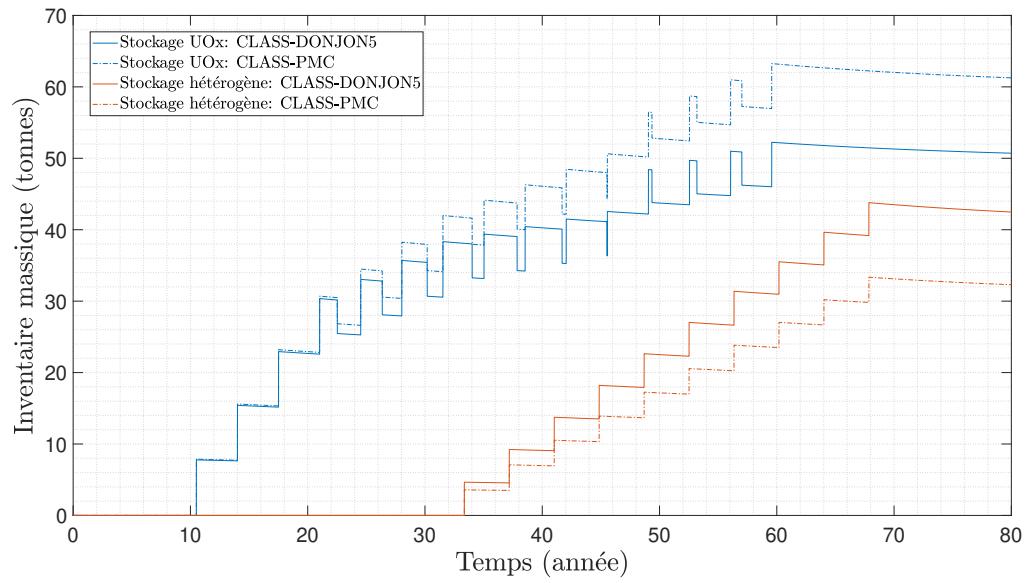


(a) Uranium.

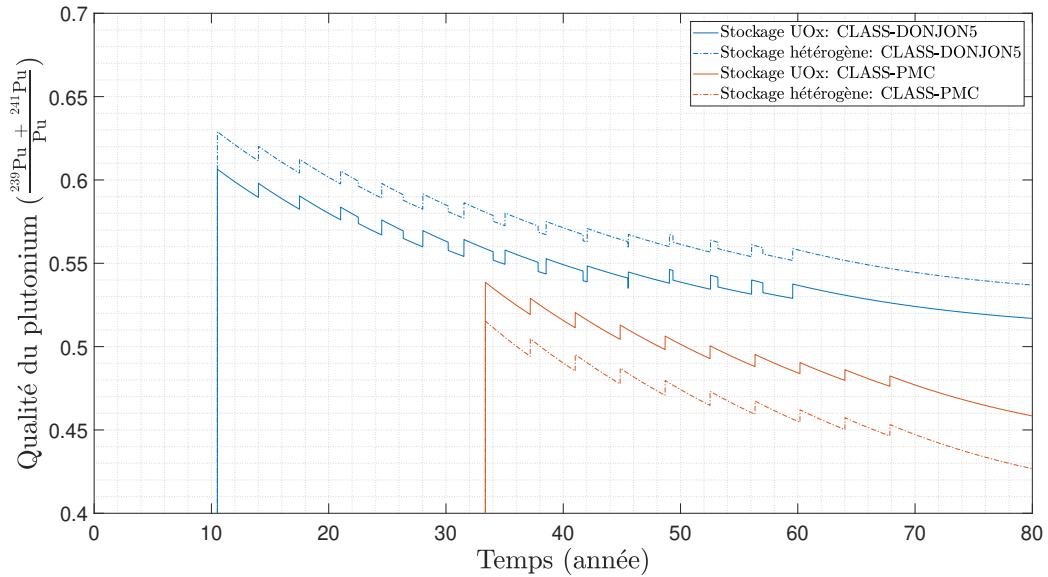


(b) Plutonium.

Figure F.3 Évolution des inventaires cumulés du rechargeement et déchargement des différents réacteurs constituant le scénario C.



(a) Quantité de plutonium disponible dans les stocks.



(b) Proportion de plutonium fissile par rapport au plutonium total.

Figure F.4 Évolution des inventaires en plutonium disponibles dans les stocks constituant le scénario C.