



Titre: Couplage thermohydraulique-neutronique (CATHENA3-DONJON5)
Title: pour l'analyse de sûreté du SCWR Canadien

Auteur: Ulysse Le Tennier
Author:

Date: 2021

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Le Tennier, U. (2021). Couplage thermohydraulique-neutronique (CATHENA3-DONJON5) pour l'analyse de sûreté du SCWR Canadien [Master's thesis, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/6643/>
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/6643/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alain Hébert, & Guy Marleau
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

**Couplage thermohydraulique-neutronique (CATHENA3-DONJON5)
pour l'analyse de sûreté du SCWR Canadien**

ULYSSE LE TENNIER

Département de génie physique

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

Juin 2021

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Couplage thermohydraulique-neutronique (CATHENA3-DONJON5)
pour l'analyse de sûreté du SCWR Canadien**

présenté par **Ulysse LE TENNIER**

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

Cédric BÉGUIN, président

Alain HÉBERT, membre et directeur de recherche

Guy MARLEAU, membre et codirecteur de recherche

Armando NAVA-DOMINGUEZ, membre externe

DÉDICACE

*À mes deux grand-mères,
Marinette Brunet et Marie-Thérèse Boulet
et à ma mère.*

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier chaleureusement M. Guy Marleau, co-directeur de recherche et professeur à Polytechnique Montréal, pour la pertinence de son expertise, pour sa patience lorsqu'il était temps soit d'expliquer soit de corriger et enfin pour sa bienveillance. Grâce à lui, ce projet a été enrichissant à tous les niveaux en plus d'être très agréable à vivre. Je remercie M. Alain Hébert, directeur de recherche et professeur à Polytechnique Montréal qui, en plus d'avoir toujours pris le temps de répondre aux questions, a aimablement accepté la charge de directeur. Je remercie également M. Armando Nava-Dominguez, chercheur aux Laboratoires Nucléaires Canadiens, qui a fait tout son possible pour porter le volet thermohydraulique de la maîtrise. En cela, il a été un facteur déterminant quant à la réussite de ce projet. Il convient de citer MM. Teyssedou et Benguedouar, professeurs à Polytechnique Montréal, qui m'ont apporté une part importante de savoir théorique qu'a mobilisé cette maîtrise.

Je remercie Polytechnique Montréal et IMT Atlantique qui m'ont donné l'opportunité de franchir l'atlantique en 2018. Plus précisément, j'ai une pensée pour Mmes Champion, Bigot et Prunier ainsi que M. Mony, responsable d'option et employés d'IMT Atlantique, qui m'ont aidé à d'obtenir le sésame pour Montréal quand l'affaire semblait plus que compromise. De façon plus générale, je remercie les différents professeurs qui m'ont fait aimer les sciences lorsque j'étais plus jeune. Parmi eux, je me dois de citer Mmes Letheux, Najid ainsi que M. Kieffer.

Sur un plan plus personnel, je remercie tous les collègues du bureau pour leur bonne humeur et leurs conseils. Il convient de nommer Ahmed, Atyab, Guillaume, Kévin, Levon, Martin et Maxime. S'ajoutent les amis rencontrés à Montréal, à IMT Atlantique, en CPGE à Pierre Corneille et l'équipe avec laquelle j'ai grandi au sommet de la Seine, dans le pays de Caux. Tous auront été, sans le savoir, un support moral inestimable durant ces années d'études qui prennent fin en même temps que cette maîtrise.

Il est important de citer mes deux grand-mères, Marie-Thérèse Boulet et Marinette Brunet, ma mère Christine Masson et mon frère Noé qui, en plus de leur précieux soutien, m'ont donné les moyens d'étudier sereinement et d'en arriver où j'en suis. Pour ça, je les remercie tendrement. Enfin, comment ne pas exprimer de gratitude envers Mme Terrasse qui, comme tous ceux cités jusqu'alors, m'a donné des clefs pour pouvoir devenir une personne respectable.

RÉSUMÉ

Le SCWR Canadien est un réacteur nucléaire de 4^e génération qui utilise une modération à l'eau lourde et un refroidissement à l'eau légère supercritique. Des études récentes proposent des modifications de design du réacteur pour qu'il remplisse aux exigences de sûreté. Ces modifications doivent être étudiées dans le cadre de calculs qui couplent neutronique et thermohydraulique. L'étude réalisée utilise les codes déterministes DONJON (diffusion neutronique cœur) et CATHENA (thermohydraulique cœur). DONJON utilise des bases de données constituées grâce à DRAGON (transport neutronique réseau, déterministe). Au regard des simulations entreprises, une revue complète du SCWR Canadien est faite. L'étude à l'échelle réseau permet de déterminer différentes options de modélisation. Parmi celles-ci, le maillage XMAS-172 et un tracking de 9 angles azimutaux et 75 lignes par centimètre donnent des résultats satisfaisants. La présence de poison consommable au sein des crayons oblige à les décomposer en un nombre minimum de zones qui évoluent indépendamment. Au total, 12 demi-couronnes composent chaque crayon. Puis, les bases de données sont construites en perturbant indépendamment des paramètres à partir d'une configuration de référence. Chaque paramètre perturbé constitue une dimension de la base de données et chaque dimension a été prouvée indépendante des autres tant que le cadre physique global est respecté. Au total, les sept paramètres échantillonnés sont : la température du caloporteur ascendant et descendant, leur densité respective, la température du combustible, le burnup et la concentration de bore dans le modérateur. Alors, l'étude neutronique cœur permet de préparer les calculs couplés. A été déterminé un schéma temporel nommé CANDU5 qui permet de suivre précisément l'évolution des paramètres thermodynamiques au cours d'un cycle sans impliquer des temps de calculs prohibitifs. En parallèle, une modélisation thermohydraulique du SCWR Canadien est récupérée de précédents travaux universitaires.

Le couplage est mis en place grâce à python qui échange des structures de données qui peuvent être des tableaux pythons ou des fichiers d'entrée DONJON. Il a été déterminé qu'un calcul couplé, en comptant les calculs préparatifs, peut prendre plus de deux mois. L'ensemble des codes créés a été dûment commenté et est mis à disposition afin d'être réutilisé et servir d'autres études. Différentes situations sont étudiées grâce au couplage. Les résultats obtenus montrent que les modifications de design permettent des gains significatifs sur plusieurs critères de sûreté et principalement la température maximale à la surface la gaine (maximum cladding surface temperature ou MCST). Ils montrent également que des bases de données dédiées aux assemblages en périphérie du cœur sont nécessaires pour ce type de

simulations. Pour l’instant, il est préconisé de ne pas abandonner la possibilité d’un rechargement par tiers, cette option semblant respecter le critère de sûreté portant sur MCST. Dans l’ensemble, les résultats permettent de caractériser le SCWR Canadien lorsqu’il évolue avec un mécanisme global de contrôle de la réactivité. Cette étude permet d’apporter une analyse complémentaire sur les évolutions de design par rapport à ce qui est disponible dans la littérature. En comparant les résultats obtenus avec ceux issus de méthodes différentes, il apparaît nécessaire de construire une modélisation thermohydraulique plus performante que celle actuellement utilisée. La majeure partie des limitations quant aux résultats trouvés provient de l’imprécision de la modélisation CATHENA. Une fois améliorée, la mise en place d’études plus fines sur MCST sera possible grâce aux codes de couplage développés. L’étude du design du SCWR Canadien pourra faire un pas de plus vers avant. La prise en compte d’un éventail plus large de mécanismes de contrôle de la réactivité et du rechargement sur les inventaires fissiles pourra alors être envisagée pour mener des études avancées du design.

ABSTRACT

Canadian SCWR is a 4th generation reactor, it uses heavy water as moderator and supercritical light water as coolant. Recent studies propose some modifications of the original design to cope with safety. The new design must be evaluated thanks to a neutronic-thermohydraulic coupling schemes. The neutronic code DONJON (deterministic full core diffusion code) and thermohydraulic code CATHENA are used. DONJON relies on nuclear databases created by DRAGON, a deterministic transport lattice code. First, a complete review of the latest Canadian SCWR design is made to give a reliable frame for the study. Lattice calculation show that XMAS-172 mesh and the combination of 9 angles with 75 lines per centimeter as a tracking are relevant options. To cope with the presence of gadolinium in the rods, a fuel integrated burnable absorber, the geometries split each rod in 12 independent semicircles. The databases are articulated around a reference mean calculation evaluated for a complete evolution. Then, a perturbative method is used to assess the impact of variations of parameters which are proved independent as long as the interpolation is consistent with the physics involved. Those parameters are referred as databases dimensions, they are : up and downward coolant density, up and downward coolant temperature, fuel temperature, boron concentration in moderator and burnup. Then, neutronic core analysis enabled to create a time scheme to model a working cycle for the reactor. It is light enough to avoid detrimental calculation time but still accurate enough in the follow-up of core parameters. Simultaneously, thermohydraulic Canadian SCWR inputs are retrieved from academic work.

Python operates the coupling between the two codes while exchanging arrays in DONJON structures. A whole coupled calculation can take up to two months to run. All the coupling inputs were properly commented in order to make it as easy as possible to be reused for additional studies. The coupled simulation performed show that design modifications meet their purpose, especially on maximum cladding surface temperature (MCST). Use of additional databases for side and corner assemblies is confirmed important and, contrarily to what previous studies results suggested, 3-batches reloading can meet MCST safety criteria. Overall, coupled analysis of the Canadian SCWR provides useful data to characterize the core and its physics when a global reactivity control device is used. Finally, this study provides a complementary point of view about the safety analysis of the Canadian SCWR. It highlights the limitation of the thermohydraulic models. An enhanced thermohydraulic simulation could provide clearer insights on several safety criteria.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xv
LISTE DES ANNEXES	xvii
CHAPITRE 1 Génération IV de réacteurs nucléaires et SCWR Canadien	3
1.1 Forum International Génération IV	3
1.2 Réacteurs SCWR	5
1.3 Réacteur SCWR Canadien	6
1.3.1 Description du réacteur	6
1.3.2 Combustible	10
1.3.3 Le SCWR Canadien dans le cadre du GIF	12
1.4 SCWR Canadien : éléments de physique	12
1.4.1 Ressources nucléaires	13
1.4.2 Ressources thermodynamiques	17
1.4.3 Eau supercritique	18
CHAPITRE 2 Théorie à la base des calculs neutroniques	23
2.1 Échelle réseau : équation de transport et résolution	23
2.1.1 Équation de transport des neutrons	23
2.1.2 Flux neutronique et taux de réaction	26
2.1.3 Approximation multigroupes	27
2.1.4 Forme intégrale de l'équation de transport	29

2.1.5	Résolution déterministe	30
2.1.6	Résolution stochastique	34
2.1.7	Calcul d'évolution et burnup	36
2.2	Échelle cœur : équation de diffusion et résolution	37
2.2.1	Lien entre calcul réseau et calcul cœur	37
2.2.2	Équation de diffusion	38
2.2.3	Méthodes numériques de résolution	40
CHAPITRE 3	Théorie à la base des calculs thermohydrauliques	41
3.1	Équation de conservation de la masse	41
3.2	Équation de conservation de la quantité de mouvement	41
3.3	Équation de conservation de l'énergie	43
3.4	Équations et modèles additionnels	44
3.4.1	Nombres adimensionnels	44
3.4.2	Conduction thermique	46
3.4.3	Convection thermique	47
3.4.4	Frottement entre fluide et parois	47
3.5	Brève description de l'algorithme de résolution	48
CHAPITRE 4	Calcul réseau	50
4.1	Algorithme	50
4.2	Géométrie et composition des cellules	52
4.2.1	Éléments techniques	52
4.2.2	Combustible	54
4.3	Vérification des paramètres de modélisation	55
4.3.1	Géométrie de calcul des crayons de combustibles	56
4.3.2	Bibliothèque de sections efficaces et maillage énergétique	57
4.3.3	Tracking	60
4.3.4	Condensation	61
4.4	Schéma d'évolution	62
4.5	Comparaison des modèles $3c$ et $4c$	66
4.6	Assemblages et réflecteur en périphérie du cœur	68
4.7	Base de donnée pour le calcul cœur	72
CHAPITRE 5	Calcul cœur	75
5.1	Modèle neutronique DONJON	75
5.1.1	Algorithme	75

5.1.2	Géométrie	77
5.1.3	Vérification des bases de données	78
5.1.4	Caractéristiques neutroniques du cœur	82
5.1.5	Modélisation de l'interface réflecteur/cœur	90
5.1.6	Mise à l'équilibre du cœur	94
5.1.7	Schéma d'évolution	95
5.2	Modélisation thermohydraulique CATHENA	97
5.2.1	Géométrie et modèle thermique	97
5.2.2	Vérification et convergence	107
CHAPITRE 6	Couplage et résultats	110
6.1	Algorithme	110
6.1.1	Informations générales	110
6.1.2	Aide à la convergence et déroulé des calculs	113
6.1.3	Critère de convergence	114
6.2	Modélisation interface cœur/réflecteur couplée	115
6.3	Résultats et impacts du couplage	123
6.3.1	Réactivité du cœur	123
6.3.2	Puissance axiale	124
6.3.3	Puissance radiale, débit massique et pertes thermiques	126
6.4	Sûreté	134
6.4.1	MCST	134
6.4.2	MFCLT	137
6.5	Arbitrage entre $3c$ et $4c$	138
CHAPITRE 7	CONCLUSION	140
RÉFÉRENCES	143
ANNEXES	149

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Les projets SCWR dans le monde	10
Tableau 4.1	Placement et composition des différents éléments de la cellule	52
Tableau 4.2	Composition des matériaux (hors combustible)	54
Tableau 4.3	Composition du combustible	55
Tableau 4.4	Temps de calcul relatif pour chaque maillage et chaque assemblage	59
Tableau 4.5	Comparaison du temps de calcul pour plusieurs trackings, assemblage 03	61
Tableau 4.6	Inventaire des tabulations des multicompos	73
Tableau 5.1	Comparaison entre interpolation et calcul explicite pour Σ_t	81
Tableau 5.2	Comparaison entre interpolation et calcul explicite pour $\nu\Sigma_f$	81
Tableau 5.3	Évaluation des fuites à burnup nul	89
Tableau 5.4	Évaluation des fuites à burnup de $17\,283\text{ MW.d.t}^{-1}$	89
Tableau 5.5	Comparaison des schémas d'évolution, simulation $\mathcal{3c}$ sans évolution de ^{233}Pa	96
Tableau 5.6	Principaux paramètres de définition de la géométrie CATHENA	100
Tableau 5.7	Pertes de charge dans le tube de force en fonction de la rugosité et de K	101
Tableau 5.8	Comparaison des températures du caloporteur	108
Tableau 5.9	Comparaison des températures du combustible	109
Tableau C.1	Tabulations des multicompos hors burnup	152
Tableau D.1	Propriétés thermiques de l'isolant	153
Tableau D.2	Propriétés thermiques du combustible	154

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Schéma du réacteur SCWR Canadien	7
Figure 1.2	Schéma en coupe d'une cellule de SCWR Canadien	9
Figure 1.3	Section efficace totale σ_t des isotopes du plutonium	14
Figure 1.4	Section efficace totale σ_t du ^{239}Pu	14
Figure 1.5	Propriétés de l'eau supercritique à une pression de 25MPa	18
Figure 1.6	Comparaison du SCWR Canadien et des réacteurs de génération II .	20
Figure 2.1	Section efficace totale σ_t du Th_{232}	28
Figure 4.1	Algorithme du calcul DRAGON	51
Figure 4.2	Géométrie physique monoassemblage avec crayons absorbants	53
Figure 4.3	Géométries monoassemblages d'autoprotection, de flux et du crayon de combustible	57
Figure 4.4	Écart de k_{eff} entre DRAGON et SERPENT pour les trois maillages .	58
Figure 4.5	Écart de k_{eff} entre DRAGON et SERPENT pour différents trackings	60
Figure 4.6	Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, 200 premiers jours	63
Figure 4.7	Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, de 200 à 600 jours	63
Figure 4.8	Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, de 600 à 1710 jours	64
Figure 4.9	Comparaison du k_{eff} avec ou sans rechargement, modèle $3c$	65
Figure 4.10	Comparaison du k_{eff} avec ou sans rechargement, modèle $4c$	66
Figure 4.11	Évolution des concentrations relatives de ^{155}Gd et de ^{239}Pu lors des pics de réactivité	67
Figure 4.12	Géométrie multiassemblage, interface réflecteur/cœur	68
Figure 4.13	Évolution du k_{eff} en fonction de la cellule de normalisation, assemblage 03	69
Figure 4.14	Évolution du ^{239}Pu en fonction de la cellule de normalisation et du sous-assemblage	70
Figure 4.15	Évolution du ^{135}Xe en fonction de la cellule de normalisation, assemblage 03	71
Figure 5.1	Algorithme de calcul DONJON	76
Figure 5.2	Plans de rechargement $3c$ et $4c$	78
Figure 5.3	Évolution du bore critique durant un cycle pour les modèles $3c$ et $4c$	83
Figure 5.4	Profils axiaux de puissance pour $3c$ et $4c$	85

Figure 5.5	Profils radiaux de puissance pour $3c$ et $4c$ à BOC	86
Figure 5.6	Profils radiaux de puissance pour $3c$ et $4c$ à MOC	87
Figure 5.7	Profils radiaux de puissance pour $3c$ et $4c$ à EOC	87
Figure 5.8	Distributions de puissance axiale et différences relatives radiales en fonction de la différenciation, $3c$ BOC	91
Figure 5.9	Distributions de puissance axiale et différences relatives radiales en fonction de la différenciation, $3c$ MOC	92
Figure 5.10	Distributions de puissance axiale et différences relatives radiales en fonction de la différenciation, $3c$ EOC	93
Figure 5.11	Évolution du k_{eff} pour un cycle et différents schémas d'évolution, $3c$	96
Figure 5.12	Réseau thermohydraulique, modèle hydraulique	98
Figure 5.13	Schéma d'un crayon de combustible sous CATHENA	105
Figure 5.14	Réseau thermohydraulique, modèle thermique	106
Figure 6.1	Algorithme de couplage DONJON5-CATHENA	112
Figure 6.2	Différences relatives de puissance axiale dues à la double différenciation, résultats couplés pour $3c$ et $4c$	116
Figure 6.3	Différences relatives de puissance radiale, $3c$ et $4c$ à BOC, MOC et EOC	118
Figure 6.4	Distributions de débit de référence pour $3c$ et $4c$, puis différences dues à la double différenciation, BOC	120
Figure 6.5	Distributions de débit de référence pour $3c$ et $4c$, puis différences dues à la double différenciation, MOC	121
Figure 6.6	Distributions de débit de référence pour $3c$ et $4c$, puis différences dues à la double différenciation, EOC	122
Figure 6.7	Bore critique pour les modèles $3c$ et $4c$ avec et sans couplage	124
Figure 6.8	Profils de puissance axiale, $3c$ et $4c$ couplage	125
Figure 6.9	Différences relatives de puissance axiale dues au couplage, $3c$ et $4c$. .	126
Figure 6.10	Distributions de puissance par canal puis différences dues au couplage, $3c$ et $4c$ BOC	128
Figure 6.11	Distributions de puissance par canal puis différences dues au couplage, $3c$ et $4c$ MOC	129
Figure 6.12	Distributions de puissance par canal puis différences dues au couplage, $3c$ et $4c$ EOC	130
Figure 6.13	Distributions de débit massique pour $3c$ et $4c$, couplage BOC, MOC et EOC	132
Figure 6.14	Pertes thermiques au modérateur, $3c$ et $4c$	133
Figure 6.15	Température maximale en surface de gaine (MCST), $3c$ et $4c$	135

Figure 6.16	Température maximale au centre du combustible (MFCLT), $3c$ et $4c$	138
Figure A.1	Vue schématique du SCWR Canadien et du HERC	149
Figure A.2	Vue d'artiste du sommet du réacteur	149
Figure A.3	Vue d'artiste du bâtiment réacteur et du bâtiment turbine	150
Figure A.4	Vue du crayon de combustible et du lacet enroulé	150

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CANDU	Réacteur CANDU (CANada Deuterium Uranium)
CATHENA	Canadian Algorithm for THERmalhydraulic Networks Analysis
D ₂ O	Eau lourde
FIBA	Absorbant consommable incorporé au combustible (Fuel Integrated Burnable Absorber)
GIF	Forum international sur la génération IV (Gen. IV International Forum)
HERC	Canal ré-entrant à haute efficacité (High Efficiency Re-entrant Channel)
H ₂ O	Eau légère
k_{eff}	Facteur de multiplication effectif
k_{∞}	Facteur de multiplication infini
LNC	Laboratoires Nucléaires Canadiens (CNL)
m%	Pourcentage massique
MCST	Température maximale en surface de gaine (Maximum Cladding Surface Temp.)
MFCLT	Température maximale au centre du combustible (Maximum Fuel Center-Line Temp.)
mk	Milli k (10^{-3})
MPa	Mégapascal
MWe	Mégawatt électrique
MWth	Mégawatt thermique
NIST	National Institute of Standards and Technology
pcm	Partie par cent mille (10^{-5})
pH	Potentiel Hydrogène
ppm	Partie par million (10^{-6})

Dimensions des bases de données

DCd	Masse volumique du caloporteur descendant (kg.m^{-3})
DCu	Masse volumique du caloporteur ascendant (kg.m^{-3})
TCd	Température du caloporteur descendant (K)
TCu	Température du caloporteur ascendant (K)
TF	Température du combustible (K)

Types de réacteurs

BWR	Réacteur à Eau Bouillante (Boiling Water Reactor) cf. REB
LFR	Réacteur rapide refroidi au plomb (Lead-cooled Fast Reactor)
GFR	Réacteur rapide refroidi au gaz (Gas-cooled Fast Reactor)
MSR	Réacteur à sels fondus (Molten Salt Reactor)
PWR	Réacteur à Eau sous Pression (Pressurized Water Reactor) cf. REP
REB	Réacteur à Eau Bouillante
REP	Réacteur à Eau sous Pression
SCWR	Réacteur à eau supercritique (SuperCritical-Water cooled Reactor)
SFR	Réacteur rapide refroidi au sodium (Sodium Fast Reactor)
VHTR	Réacteur à très haute température (Very High Temperature Reactor)

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Vues d'artiste	149
Annexe B	Fichiers d'entrée	151
Annexe C	Tabulations des multicompos	152
Annexe D	Propriétés des matériaux, CATHENA	153

INTRODUCTION

L'avènement de classes moyennes nombreuses à travers le monde tend à faire augmenter les besoins mondiaux en énergie. Ne serait-ce que pour la consommation d'électricité, elle a augmenté de 117% entre 1990 et 2017 [1]. Cette tendance ne semble pas prête de fléchir. Si l'économie repose principalement sur les énergies fossiles, ce type de ressources est à bannir pour préserver l'environnement et atténuer l'impact de la crise climatique. Ainsi, l'humanité fait face à ce double défi : augmenter la production d'énergie mondiale tout en réduisant son potentiel de production de gaz à effet de serre. L'énergie nucléaire met à disposition des populations une production pilotable, peu polluante et à faible impact sur l'environnement [2]. En cela, elle a un rôle certain à jouer dans la transition des sociétés modernes. Toutefois, la majorité des centrales nucléaires exploitées aujourd'hui utilisent des technologies vieillissantes qui ne remplissent pas toujours les objectifs contemporains de développement durable. Le nucléaire pour la production d'énergie a besoin d'un renouveau.

Au début des années 2000 et à l'initiative du département de l'énergie des États-Unis, des concepts de réacteurs ont été identifiés afin de bénéficier des principaux efforts de recherche et développement. Une coopération internationale est mise en place afin de porter ces projets. Le but est de permettre une émulation constante et une entraide entre tous les protagonistes. Chacun des concepts retenus doit composer avec un cahier des charges qui mêle plusieurs problématiques actuelles comme l'efficacité énergétique, l'impact environnemental et la résistance à la prolifération nucléaire. Parmi ces concepts se trouvent les réacteurs à eau supercritique (SCWR). Ils représentent l'évolution finale des réacteurs refroidis à eau. Ainsi, le Canada, fort de sa technologie CANDU (CANadian Deuterium Uranium) où le caloporteur est de l'eau lourde (D_2O), s'est lancé dans le projet SCWR Canadien, un réacteur à eau supercritique modéré à l'eau lourde. Ce réacteur à tubes de forces mobilise des technologies développées grâce au programme CANDU tout en proposant des innovations.

En physique des réacteurs, une part importante des travaux se fait au moyen de codes de calculs. Ces outils permettent de modéliser le fonctionnement d'un réacteur au travers d'un des trois domaines physiques majeurs. Les codes neutroniques permettent d'étudier la réaction nucléaire et son impact sur le combustible. La thermohydraulique utilise les équations de la mécanique des fluides et des transferts thermiques pour étudier le comportement du caloporteur. La thermomécanique s'intéresse aux contraintes que subissent les matériaux dans

des conditions de pression et température données. Pour prendre en compte plusieurs de ces aspects, la méthode la plus courante est de procéder au couplage de plusieurs codes. L'idée est d'échanger de l'information entre les programmes pour déterminer des solutions qui sont en accord avec l'ensemble des domaines physiques impliqués. Pour certains types de réacteurs et certains types d'études, les simulations couplées peuvent être superflues. Toutefois, l'utilisation d'eau supercritique force le recours à un couplage neutronique thermohydraulique pour l'analyse de sûreté du SCWR Canadien. À l'état supercritique, des variations importantes des propriétés physiques de l'eau surviennent. Ces variations ont un impact significatif sur la distribution de flux dans le cœur. Les codes DRAGON et DONJON, développés à Polytechnique Montréal, permettent d'étudier la neutronique dans un assemblage et dans un cœur complet [3–5]. DRAGON résout l'équation de transport des neutrons pour un assemblage et permet de constituer des bases de données qui servent lors de l'exécution de DONJON. Ce dernier résout l'équation de diffusion à l'échelle cœur et permet de simuler des cycles de fonctionnement du réacteur. CATHENA (Canadian Algorithm for THERmal Network Analysis) est un code qui calcule le champ des paramètres thermodynamiques dans le circuit de refroidissement du cœur [6, 7]. Il est développé par les Laboratoires Nucléaires Canadiens (LNC) et permet l'étude des fluides supercritiques.

Ces codes permettent de faire l'étude de sûreté du SCWR Canadien. Nombre d'indicateurs sont mesurés afin de renforcer la compréhension globale du fonctionnement du réacteur et de sa physique. Le cadre retenu est hors régimes transitoires. De précédentes études ont montré que de nombreux ajustements sont à apporter au design pour respecter les critères de sûreté [8]. Ces modifications doivent être étudiées au sein d'un couplage pour déterminer leur pertinence. Les études additionnelles, qui utilisent d'autres codes de calcul et d'autres hypothèses de modélisation, permettent de mettre en lumière les carences des modèles actuels. Ce travail d'autopsie permet d'améliorer les simulations et le design du réacteur.

Dans ce mémoire, le contexte historique et technique dans lequel s'inscrit le SCWR Canadien est exploré. Puis, les différents éléments théoriques utilisés par les codes DRAGON, DONJON et CATHENA sont introduits pour donner une vision précise mais simplifiée de la physique à l'œuvre. L'étude neutronique d'un assemblage est réalisée et est mise en perspective avec la constitution des bases de données. Les modèles cœur, thermohydraulique et neutronique, sont détaillés. Le chapitre final est consacré au couplage, la façon dont il opère et les résultats obtenus. Les limites de l'étude sont tracées et tout est mis en œuvre pour transmettre les outils créés. Les calculs couplés mobilisent une quantité importante de ressources, il est crucial de réutiliser ce qui a été développé pour mener des études plus en avant.

CHAPITRE 1 Génération IV de réacteurs nucléaires et SCWR Canadien

1.1 Forum International Génération IV

Dès janvier 2000, le département de l'énergie des États-Unis lance une consultation internationale regroupant neuf pays autour de l'énergie nucléaire. Cette consultation veut définir les axes de développement des technologies nucléaires électrogènes de IV^e génération. Actuellement, la plupart des réacteurs en service dans le monde sont des réacteurs de génération II ou III. Bien que les licences d'exploitation des réacteurs de génération II puissent être prolongées, ceux-ci sont vieillissants et composent la majorité du parc nucléaire mondial. Les réacteurs de génération III ne proposent pas d'alternative technologique majeure aux réacteurs de génération II : ils en sont des améliorations techniques. Une entité nommée Forum International Génération IV (GIF) se constitue alors et définit les objectifs des réacteurs de IV^e génération en plus de sélectionner les concepts sur lesquels les efforts doivent se concentrer. La charte du GIF est ratifiée en 2001 par ses 9 premiers membres : l'Afrique du Sud, l'Argentine, le Brésil, le Canada, la Corée du Sud, les États-Unis, la France, le Japon et enfin le Royaume-Uni. Entre 2002 et 2016, 5 nouveaux membres que sont l'Australie, la Chine, la Russie, la Suisse et l'Union européenne ratifient à leur tour la charte du GIF [9]. Hormis l'Argentine et le Brésil, les 12 autres membres ratifient l'accord-cadre du GIF qui pose des bases concrètes quant à la façon dont les états doivent coopérer. Cet accord précise, entre autres, les entités gouvernementales de référence pour chaque pays ainsi que les technologies auxquelles elles vont se consacrer [10].

Ont été retenues les technologies ayant le potentiel de remplir un cahier des charges ambitieux, en accord avec des problématiques contemporaines d'efficacité énergétique, d'utilisation pacifique du nucléaire et d'impact environnemental maîtrisé. Le cahier des charges est présenté dans la feuille de route du GIF et prévoit [11] :

- * *Des concepts matures à l'horizon 2030*
- * *De l'énergie économiquement compétitive* : meilleure utilisation de la ressource, réduction des risques économiques qui incombent à l'implantation d'une centrale de grande dimension et prise en compte d'utilisations annexes (désalinisation, production d'hydrogène...).
- * *De l'énergie viable* : développement de technologies qui ne reposent pas uniquement sur l'uranium 235 (^{235}U) ainsi que d'autres technologies de confinement, à grande échelle

et sur de longues périodes, des matières radioactives toxiques.

- * *Des technologies sûres* : amélioration des éléments de sûreté, de confinement et de réponse à des situations incidentelles ou accidentelles en plus d'améliorer la confiance de l'opinion publique en la sûreté nucléaire. Probabilité d'un accident majeur sur une année inférieure à 10^{-5} [12].
- * *Des technologies qui résistent mieux à la prolifération nucléaire* : une utilisation qui ne peut pas facilement servir des intérêts militaires et qui prévient mieux les risques terroristes.

Au total, six technologies remplissent les critères définis. Parmi ces technologies, trois utilisent des neutrons thermiques, les trois autres des neutrons rapides. Un neutron rapide est un neutron qui possède une énergie cinétique de l'ordre du MeV (10^6 électron-volt) et un neutron thermique possède une énergie cinétique de l'ordre de $1/40^{\text{e}}$ d'eV. Une énergie dite thermique est une énergie de l'ordre de celle que possède naturellement une particule à une température de 20°C . Une énergie dite rapide est de l'ordre de l'énergie que possède un neutron produit après une réaction de fission nucléaire. Les réacteurs thermiques ont recours à un modérateur afin de ralentir les neutrons dans le cœur. Les six concepts retenus sont [11] :

- * *Les réacteurs rapides à caloporteur sodium (SFR)*
- * *Les réacteurs rapides à caloporteur gaz (GFR)*
- * *Les réacteurs rapides à caloporteur plomb (LFR)*
- * *Les réacteurs à très haute température (VHTR)*
- * *Les réacteurs à sels fondus (MSR)*
- * *Les réacteurs à eau supercritique (SCWR)*

Tous les états membres du GIF ne collaborent pas simultanément sur chaque concept de réacteur. Chaque état choisit parmi les six concepts ceux sur lesquels il compte concentrer ses efforts de R&D et collaborer. La feuille de route du GIF propose une façon de gérer les projets de recherche en identifiant des objectifs clefs et des sous-objectifs. Les objectifs clefs sont spécifiques aux types de réacteurs pour lesquels ils sont définis. Les sous-objectifs sont quant à eux catégorisés soit comme relatifs à un seul concept de réacteur soit comme transversaux. Parmi les sous-objectifs transversaux est opéré un discernement selon quatre thématiques [11] :

- * *La gestion du cycle du combustible* : extraction, enrichissement, recyclage et gestion à long terme
- * *La gestion des matériaux irradiés* : décontamination et gestion à long terme

- * *La production d'hydrogène*
- * *La performance économique* : des coûts d'implantation contrôlés

Afin de suivre l'avancement des travaux, des comités d'experts sont constitués. Chacun travaille sur une thématique dédiée, que ce soit la résistance à la prolifération, la gestion des risques et la sûreté ou les modèles économiques associés. Des coûts estimatifs détaillés sont également à disposition des états membres. Toute cette organisation et cet encadrement ont pour but de créer une émulation constante autour de chaque projet qui bénéficie alors d'une expertise et d'un suivi à l'international. Ainsi, il est espéré ne pas subir de lourdes pertes de connaissances, de savoir-faire et de capitaux à cause de l'abandon d'un projet par l'un des protagonistes.

1.2 Réacteurs SCWR

Un réacteur SCWR utilise l'eau sous forme supercritique comme caloporteur. L'état supercritique est un état de la matière qui est atteint en dépassant le point critique d'un fluide. Dans le cas de l'eau, ce point est défini à une pression de 22.064 MPa et une température de 373.95°C [13]. À ce stade, le fluide est composé d'une unique phase qui possède des propriétés intermédiaires entre celles d'un liquide et celles d'un gaz. Il possède un comportement proche de celui d'un gaz parfait mais conserve une masse volumique relativement importante, supérieure à 50 $kg.m^{-3}$ [13]. Cette technologie est perçue comme l'évolution des technologies à caloporteur eau, bouillante (REB) ou sous pression (REP), elle permet :

- * *Une amélioration du rendement énergétique* : des rendements de l'ordre de 40% à 50%, en comparaison de 30% pour les REB ou REP [14].
- * *Une réduction de la quantité de caloporteur irradié* : des débits massiques nécessaires au refroidissement moindres qu'avec de l'eau sous sa forme bouillante ou liquide [14,15].
- * *Une réduction de la taille de l'installation* : une absence de composants qui servent à gérer les différentes phases (générateurs de vapeur, sécheurs...) [12,14].
- * *L'absence du risque d'une crise d'ébullition* : le fluide ne devient pas gazeux [14,15].

Les principales propriétés physiques de l'eau supercritique sont détaillées à la section 1.4.3. Chacun des points énumérés ci-dessus y est détaillé et expliqué. Les états qui ont choisi de développer ce type de réacteur sont le Canada, la Chine, le Japon, la Corée du Sud, l'Union européenne et la Russie [11]. Du côté des États-Unis, le US-SCWR est suspendu [12]. Les concepts les plus évolués sont le Super LWR et le SRWR, tous deux japonais, qui bénéficient

du démarrage précoce du programme SCWR du pays dans les années 1990 [12]. De surcroît, chacun des pays cités développe son propre réacteur SCWR comme étant une évolution des réacteurs ou technologies qu'il maîtrise déjà. Le fait que le Japon possède un nombre important de REB justifie le démarrage précoce de leur programme SCWR. Dans le cas du Canada, le SCWR Canadien hérite du savoir-faire obtenu grâce aux réacteurs CANDU [16].

Des réacteurs à spectre thermique sont privilégiés même s'il existe des projets à spectre rapide (SWFR, Japon) ou épithermique rapide (VVER-SCP, Russie) [12]. L'ambitieux SCWR-M chinois propose un cœur où les deux spectres sont utilisés séparément : le centre du cœur avec un spectre rapide et la périphérie avec un spectre thermique [17]. Les trois principaux défis des réacteurs SCWR, en terme de sûreté, sont la gestion du pic de puissance axial dans le cœur, le fait de maintenir un coefficient de vide négatif en tout temps et le fait d'assurer un refroidissement suffisant afin de ne pas compromettre l'intégrité physique des composants [12]. Le profil axial peut être ajusté via un enrichissement variable du combustible en fonction de la hauteur dans le cœur. Afin de préserver un coefficient de vide négatif, certains designs proposent d'avoir des écoulements multi-directionnels dans le cœur [12], à la manière d'un CANDU où l'écoulement va dans un sens ou dans l'autre en fonction du canal observé. Le HPLWR européen propose un design possédant jusqu'à trois directions d'écoulements différentes [12]. Les performances du refroidissement, quant à elles, peuvent être améliorées, par exemple, grâce à un meilleur agencement des crayons au sein des assemblages [18].

1.3 Réacteur SCWR Canadien

1.3.1 Description du réacteur

De nombreux éléments de design du SCWR Canadien ont évolué depuis le début des travaux de R&D. S'il a par exemple été envisagé de conserver un réacteur horizontal avec rechargement en fonctionnement (analogue au CANDU), les travaux récents portent sur un réacteur vertical à rechargement à l'arrêt [19]. Le SCWR Canadien n'hérite pas d'un refroidissement bidirectionnel. Le caloporteur, qui contrairement au CANDU est de l'eau légère (H_2O), est contenu dans un réservoir d'entrée avant de s'écouler dans les canalisations contenant les éléments de combustible [19]. Ce réservoir d'entrée est visible sur la figure 1.1. Une description partielle du réacteur est effectuée ci-après à la lumière des objectifs formulés par le GIF. Sont occultés, par exemple, les détails concernant les systèmes de production d'électricité et de pilotage du réacteur qui, dans cette optique, ne sont pas les plus pertinents à présenter. Des vues d'artistes, plus complètes, sont disponible à l'annexe A.

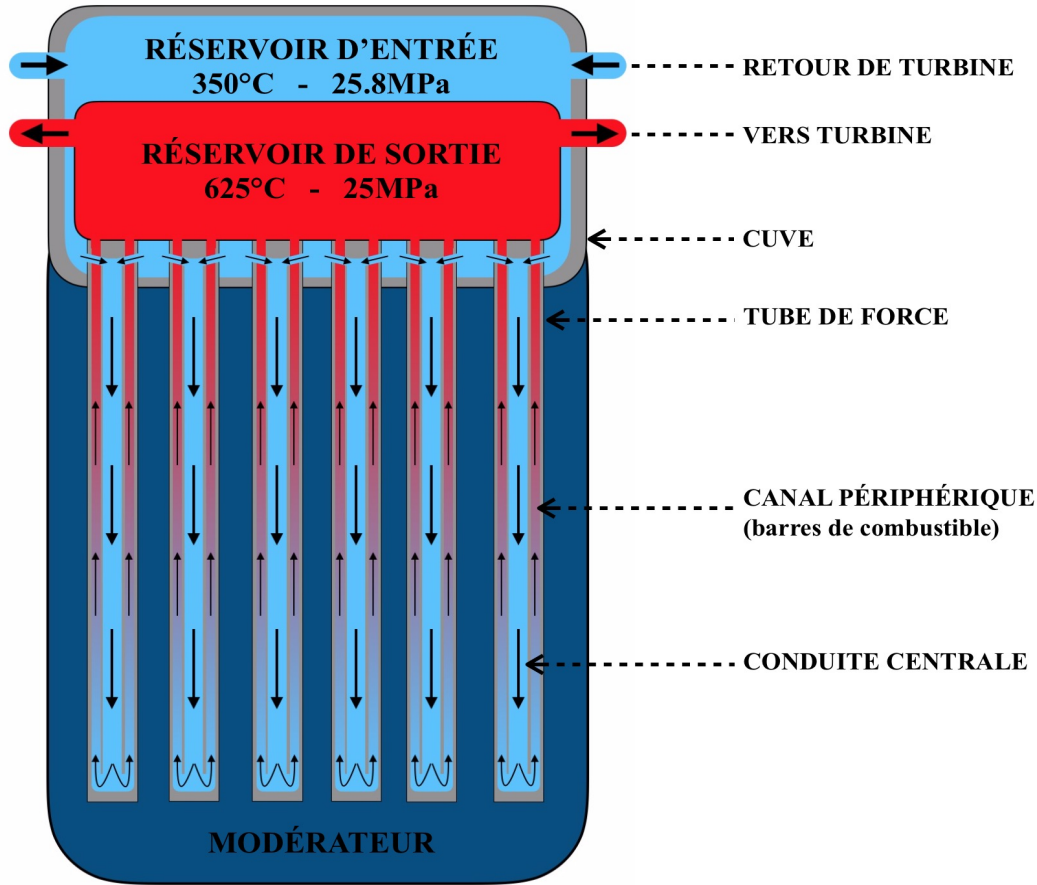


Figure 1.1 Schéma du réacteur SCWR Canadien

Le SCWR Canadien est un réacteur à tubes de force, par opposition aux réacteurs piscine. Ces tubes contiennent le caloporteur, c'est pourquoi ils doivent résister aux conditions thermodynamiques qu'implique l'état supercritique. Chacun des tubes de force mesure cinq mètres de long. Après avoir été porté à la pression de 25.8 MPa par les pompes, le caloporteur s'engouffre dans les tubes de force à une pression de 25.2 MPa et une température sous-critique de 350°C. Il ressort à une pression inférieure à 25.1 MPa et une température de 625°C [20]. À sa sortie, le caloporteur est dirigé vers les éléments qui servent la production électrique, que l'on peut amalgamer en une turbine. Le fait que la turbine soit directement connectée au circuit primaire est la principale raison pour laquelle les SCWR sont comparés aux REB plus qu'aux REP. Le caloporteur retourne ensuite au réservoir d'entrée, ce qui ferme la boucle. Il circule en descendant dans le réacteur via la conduite centrale des tubes de force. Une fois que le caloporteur a atteint le fond du réacteur, il remonte dans un anneau périphérique à la conduite centrale. Cet anneau contient les crayons de combustible. L'ensemble de la canalisation est appelé canal ré-entrant à haute efficacité (HERC), il impose au caloporteur un demi-tour au fond du réacteur [21]. L'un des principaux intérêts de ce type de

refroidissement est qu'il favorise la circulation naturelle du fluide. Le caloporteur est chauffé en phase ascendante ce qui entraîne une forte variation de sa masse volumique le long de la conduite, les masses volumiques les plus faibles se situant au sommet, en sortie [21]. De plus, un écoulement vertical pour lequel la masse volumique varie de façon importante est, d'un point de vue hydraulique, plus stable s'il se fait de façon ascendante que descendante [21]. Les instabilités hydrauliques, soit des variations périodiques de la masse volumique du fluide, peuvent entraîner des oscillations de réactivité. Le HERC permet de les limiter et améliore ainsi la sûreté du réacteur [21].

Les tubes de force sont au nombre de 336, la figure 1.2 représente une coupe transverse d'un de ces tubes. À l'intérieur se trouve un isolant qui a pour rôle de réduire les fuites thermiques et d'éviter l'échauffement du tube de force qui reste alors à une température proche de celle du modérateur [21]. Si les fuites thermiques sont réduites, l'efficacité énergétique est améliorée. Cet isolant est encapsulé par un revêtement externe et un revêtement interne qui font office de support [22]. Le revêtement interne sépare l'écoulement de l'isolant, ainsi et si l'isolant venait à craqueler, aucun débris ne serait arraché par l'écoulement [18]. Les interstices entre isolant, revêtements et tube de force ne sont pas représentés. Ils peuvent être ajustés lors du fonctionnement pour maximiser ou minimiser les transferts thermiques au modérateur [23]. À l'intérieur du revêtement interne se trouvent les crayons et leur gaine. Ils sont refroidis par convection du caloporteur ascendant. Les plus récents travaux concernant les éléments de combustible utilisent 64 crayons disposés en deux couronnes de 32 [22]. Enfin, au centre de la figure 1.2 apparaît le tube d'écoulement central qui dirige le caloporteur vers le bas. N'apparaissent pas à la figure les dispositifs qui permettent de maintenir l'espacement entre les crayons de combustible. Il s'agit notamment des lacets enroulés autour des crayons (wire-wrapped rods) [22, 23] et des grilles de maintien.

Les 336 tubes de force baignent dans le modérateur contenu par la cuve, comme représenté à la figure 1.1. De la même façon que pour les CANDU, le modérateur utilisé est de l'eau lourde (D_2O) qui, en plus de jouer le rôle de modérateur fait office de réflecteur en empêchant les fuites de neutrons [24]. Le modérateur est maintenu à une pression de 3 bars (0.3 MPa) et une température relativement basse d'environ $80^\circ C$ [24]. Malgré l'isolant, l'évacuation passive de la chaleur dans un cas accidentel est assurée par convection naturelle du modérateur, même dans le cas d'une perte totale de caloporteur [18]. De plus, la pression basse du modérateur limite le risque d'éjection des barres d'arrêt ce qui améliore la sûreté du réacteur [21].

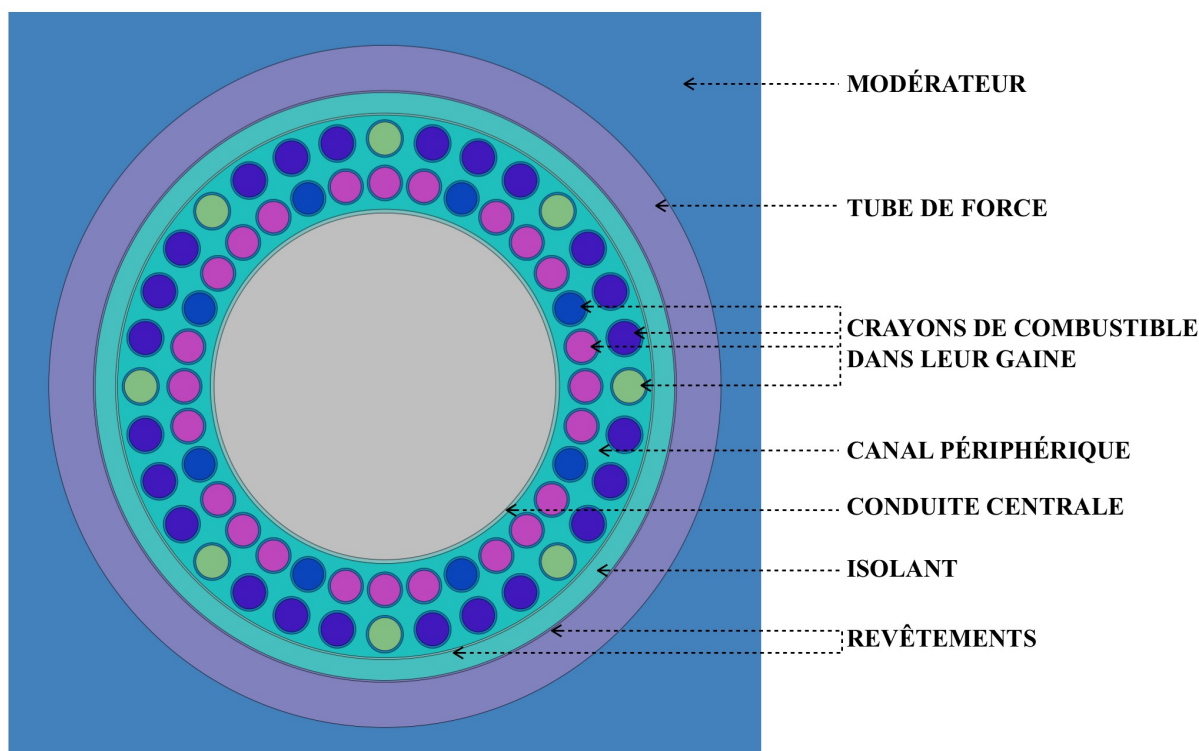


Figure 1.2 Schéma en coupe d'une cellule de SCWR Canadien

S'il est fastidieux et sans intérêt, ici, de dresser une liste exhaustive des éléments de design qui différencient le SCWR Canadien des autres projets de réacteurs SCWR, certains d'entre eux, plus symboliques, permettent de le situer dans le paysage international. Le tableau 1.1 rassemble les propriétés principales des différents projets SCWR dans le monde. La puissance thermique initialement visée était de 2540 MWth avant que ne soit suggérés 2032 MWth. Mis à part le réacteur rapide SWFR japonais et les designs européens, les projets de SCWR dans le monde visent des puissances aux alentours des 3000 MWth. Le Super LWR japonais, le plus ambitieux sur cette caractéristique, vise plus de 4000 MWth. Le SCWR Canadien est le seul projet qui propose une température d'entrée supérieure à 290°C et une température de sortie supérieure à 540°C [12]. En cela, le projet se positionne comme ambitieux puisque parmi les principaux défis que posent la sûreté, se trouve le fait de maintenir la température maximale de gaine tout au long d'un cycle, hors accident, sous les 850°C [25]. Enfin, le SCWR Canadien est un réacteur à tubes de force et est le seul qui propose une modération à l'eau lourde, héritage de la technologie CANDU.

Tableau 1.1 Les projets SCWR dans le monde

Pays	Réacteur(s)	P. (MW)	T _f /T _c (°C)	Spectre
Canada	SCWR Canadien	2032	350/625	Th.
Japon	Super LWR SWFR	4032 1609	290/510 280/508	Th. Rapide
Chine	SCWR-M CSR1000	3800 2700	280/510 280/500	Th./Rapide Th.
U.E.	HPLWR SSCWR	2300 2383	280/500 280/500	Th. Th.
Russie	VVER-SCP	3830	290/540	Épi./Rapide
Corée du Sud	SCWR-SM	3182	280/510	Th.

1.3.2 Combustible

Si la dernière mouture de l'assemblage de combustible comporte 64 crayons, plusieurs autres configurations ont été préalablement envisagées. Afin de déterminer la configuration optimale, plusieurs critères ont été examinés [18]. Pour assurer une meilleure utilisation de la ressource, il est nécessaire que les crayons brûlent de façon quasi-identique. Dans le cas contraire, il est possible qu'en fin de cycle une partie des matériaux fissiles n'ait pas été utilisée, que la ressource ait été gâchée. De surcroît, si les crayons ne brûlent pas de façon homogène, la distribution de puissance dans l'assemblage ne l'est pas non plus. Ceci peut causer des pics de température qui peuvent porter atteinte à la sûreté en appliquant des contraintes trop importantes sur les matériaux environnants [18]. L'agencement des crayons doit permettre un refroidissement satisfaisant tout au long de l'utilisation de l'assemblage afin d'éviter tout risque d'échauffement. Le refroidissement est amélioré grâce au lacet métallique enroulé autour de chaque crayon qui favorise les turbulences en plus de maintenir l'espacement [26].

Si le GIF prévoyait en 2002 des combustibles types UOx (oxydes d'uranium) pour alimenter les réacteurs SCWR [11], le projet SCWR Canadien propose le recours à un combustible composé d'oxydes de plutonium et de thorium (PuO₂ et ThO₂). Le plutonium ne se trouve pas à l'état naturel sur Terre mais il peut être produit dans des réacteurs nucléaires qui fonctionnent à l'UOx comme les réacteurs CANDU. Du fait d'un facteur de production de neutrons plus important, la masse critique du plutonium est plus faible que celle de l'uranium ce qui en fait une ressource cruciale pour la production d'armes thermonucléaires [27].

Plusieurs pays possèdent des filières de retraitement du combustible qui ont pour but d'en récupérer le plutonium. Le fait d'utiliser le PuO_2 comme combustible permet de consommer la ressource de façon pacifique. Quant au Canada, cela ouvrirait la voie à la mise en place d'une filière de retraitement du combustible CANDU. Simultanément, le stress induit par l'industrie sur la ressource uranium pourrait se voir réduit. Une fois irradié, le thorium naturel présent à 100% sous forme de thorium 232 (^{232}Th) permet la production indirecte d' ^{233}U qui est un matériau fissile : un matériau qui peut être utilisé comme combustible dans n'importe quel type de réacteur nucléaire à fission. Parce qu'il permet la production d'un matériau fissile, le thorium est dit fertile. La production d' ^{233}U s'accompagne de la production d' ^{232}U qui est très radiotoxique [27]. Dans l'utilisation projetée du SCWR Canadien, la contamination de l' ^{233}U par l' ^{232}U est relativement importante. Finalement, le combustible du SCWR Canadien permet de consommer une ressource très sensible à la prolifération, le plutonium, et d'en produire une qui l'est beaucoup moins, l' ^{233}U .

Subsiste la question de l'enrichissement. Récemment, des enrichissements qui dépendent de la hauteur à laquelle se situe l'assemblage dans le réacteur ont été proposés [25]. Le but est d'assurer une distribution de puissance dans le cœur la plus homogène possible sur toute sa hauteur. Une inhomogénéité trop importante peut conduire au dépassement d'une norme de sûreté : la température maximale de surface de la gaine (MCST). La gaine est l'enveloppe qui contient chacun des crayons de combustible et est composée d'acier inoxydable 310 enrichi en zirconium (Zr-modified 310 Stainless Steel), matériau qui résiste aux hautes températures. Elle est considérée comme une barrière de sûreté car elle confine la radioactivité des crayons. Une température trop élevée peut amener à compromettre son intégrité physique. Cela peut également provoquer un dégagement de dihydrogène (H_2), en réaction avec le caloporteur, et mener à une explosion dans le réacteur comme cela a été le cas à Fukushima. Afin de garder la température de gaine sous les seuils de sûreté, il est également préconisé de fixer la puissance du SCWR Canadien à 2032 MWth plutôt que 2540 MWth. Ainsi, la température maximale au centre des crayons de combustible (MFCLT) est réduite [25]. Enfin, dans le but de rendre la puissance la plus homogène possible dans le cœur tout au long du fonctionnement, des poisons consommables (FIBA) ont été incorporés dans un quart des crayons, répartis de façon symétrique [8]. Ces crayons apparaissent sur la figure 1.2, ce sont les crayons vert pâle dans la couronne externe et les crayons bleus dans la couronne interne. Les poisons sont par définition des éléments dont des isotopes absorbent une quantité significative de neutrons et limitent le facteur de multiplication du réacteur. Le poison consommable est du gadolinium (Gd) déjà utilisé dans des réacteurs nucléaires en France. Il est dit consommable puisque la quantité de ses isotopes neutrophages diminue au cours du temps jusqu'à ne plus avoir d'incidence sur la

réactivité à partir d'un certain moment. Le gadolinium permet de gérer l'excès de réactivité en début de cycle et d'éviter que les matériaux fissiles ne brûlent trop vite. Ceci permet au réacteur de fonctionner le temps prévu sans avoir à être rechargé prématurément. Ainsi, la ressource est utilisée efficacement et les coûts associés au fonctionnement du réacteur sont mieux gérés.

1.3.3 Le SCWR Canadien dans le cadre du GIF

La description du réacteur permet de souligner les éléments de design qui remplissent les objectifs fixés par le GIF. Concernant le volet économique, le SCWR Canadien propose une utilisation de la ressource maîtrisée et plus efficace grâce aux rendements accrus. Une partie de cette ressource, le plutonium, peut être obtenue par valorisation des déchets produits par les réacteurs CANDU. À ce jour, le Canada n'est pas doté de filière de retraitement pour des raisons à la fois géopolitiques et stratégiques. Toutefois, le SCWR Canadien se positionne comme complémentaire au CANDU. Outre la ressource, est utilisée une technologie de refroidissement déjà éprouvée dans des centrales thermiques depuis 1957 (Philo Unit 6, Ohio), ce qui réduit les coûts de développement quant à celle-ci. Une partie des concepts à la base des CANDU sont également réutilisés (modérateur à eau lourde, barres de contrôle liquides...) ce qui réduit les coûts de R&D. En ce qui en est de la viabilité de ce réacteur, celui-ci n'utilise pas d'uranium : aucun stress supplémentaire n'est induit sur cette ressource. À nouveau, le plutonium produit par les réacteurs CANDU peut être valorisé car réutilisé comme combustible. Le volet de sûreté est lui assuré par de nombreux éléments de design, par exemple la possibilité de refroidir de façon passive le réacteur grâce à la convection naturelle du modérateur, même dans le cadre d'une perte totale de caloporteur. Enfin, la ressource plutonium, qui est sensible à la prolifération nucléaire, est transformée en une ressource ^{233}U qui, rendue toxique par la présence de ^{232}U , résiste mieux à la prolifération nucléaire.

1.4 SCWR Canadien : éléments de physique

De nombreuses ressources sont nécessaires dans le but concevoir et modéliser un réacteur nucléaire. Dans la situation présente, ces données peuvent être classées selon qu'elles sont nucléaires ou thermodynamiques. Parmi celles-ci, certaines sont des données brutes, des grandeurs qui qualifient des propriétés physiques de matériaux ou particules. Les autres sont les outils qui permettent de traiter les données brutes. De plus, la prise en compte et l'étude de certains phénomènes physiques auxquels est sujet le SCWR Canadien permettent de déterminer les meilleures façons de le modéliser.

1.4.1 Ressources nucléaires

Sections efficaces

Parmi les données nucléaires fondamentales se trouvent les sections efficaces. Il existe deux types de sections efficaces, les sections efficaces microscopiques, notées σ , et les sections efficaces macroscopiques, notées Σ . Les sections efficaces microscopiques représentent la probabilité d'interaction, à une énergie donnée, entre deux particules et pour une réaction spécifique [28]. Elles se mesurent en *barns* avec 1 *barn* équivalant à 10^{-24}cm^2 . Les sections efficaces macroscopiques évaluent quant à elles la probabilité d'interaction par unité de distance parcourue, à énergie donnée et pour une interaction spécifique, entre une particule et un milieu [28]. Elles sont obtenues en multipliant la section efficace microscopique à la concentration atomique du matériau cible. L'unité de Σ est le cm^{-1} . Une remarque importante peut être faite ici : soit l'inverse de la section efficace macroscopique totale Σ_t , qui est la probabilité que le projectile interagisse, d'une façon quelconque, avec un milieu. Cette quantité $1/\Sigma_t$ est homogène à une longueur et caractérise la distance moyenne que parcourt le projectile dans le milieu cible [28]. Cette quantité est appelée le libre parcours moyen.

Ces définitions impliquent que pour chaque réaction considérée, il est possible de déterminer un projectile et une cible. Le projectile principal est le neutron caractérisé notamment par son énergie cinétique, sa position et sa direction. La cible est caractérisée par son énergie d'agitation thermique et sa position. Les deux autres idées importantes qu'impliquent ces définitions sont que les sections efficaces sont fonction de l'énergie et relatives à une réaction considérée. Les sciences expérimentales permettent de mesurer précisément certaines sections efficaces, pour certaines énergies incidentes, grâce à des procédés statistiques qui reposent sur la réalisation d'un grand nombre de mesures. Toutefois, cela ne permet pas de couvrir l'ensemble du spectre en énergie. Afin de combler ces lacunes, des modèles théoriques viennent suppléer les sciences expérimentales [29]. Ces modèles permettent également de combler les manques concernant certaines interactions difficiles ou coûteuses à observer [29]. Ainsi, des bibliothèques de sections efficaces sont produites et mises à disposition des physiciens. La figure 1.3 illustre le concept de section efficace microscopique en présentant les sections efficaces totales de différents isotopes du plutonium.

Maillage énergétique

Si des modèles théoriques permettent d'évaluer des sections efficaces continues selon l'énergie, certaines applications dans le domaine des calculs neutroniques, qui sont détaillées au chapitre 2, nécessitent des sections efficaces continues par morceaux. L'idée est de subdiviser

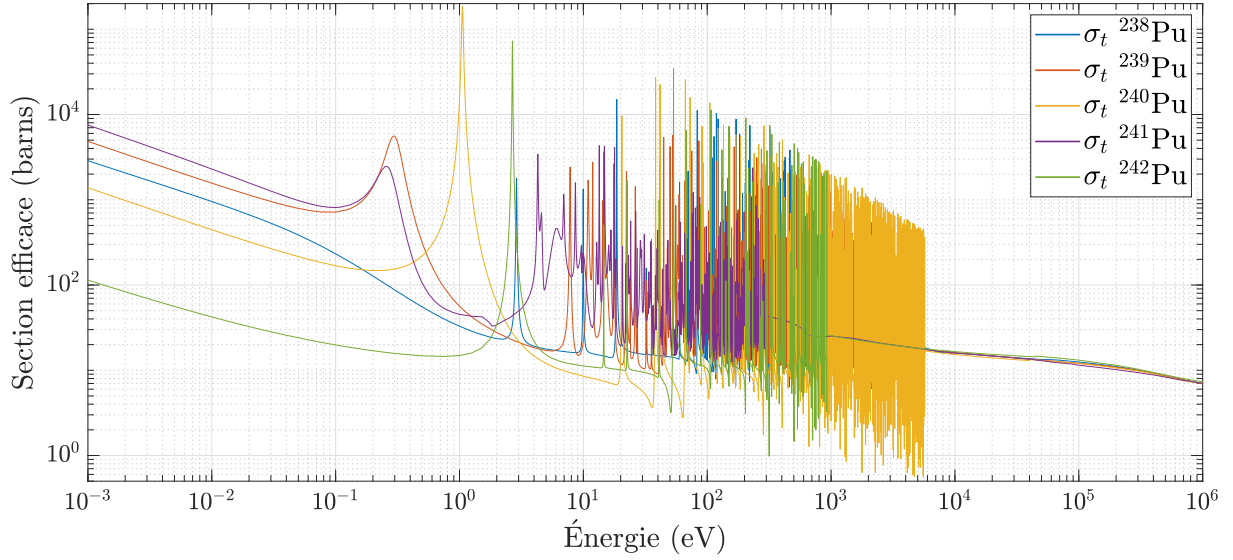


Figure 1.3 Section efficace totale σ_t des isotopes du plutonium, ENDF/B-VII.1 KAERI 02/2020

le domaine énergétique en un nombre G d'intervalles et d'attribuer une valeur constante à la section efficace sur chaque intervalle. Cette subdivision, le maillage énergétique, permet de réaliser une approximation d'une section efficace continue. Il convient de noter que, si le nombre N tend vers $+\infty$ et que la largeur de tous les intervalles tend vers 0, la section efficace discontinue tend vers la section efficace continue. Le résultat de ce procédé est illustré à la figure 1.4 qui présente la section efficace microscopique totale du ^{239}Pu continue ou selon le maillage XMAS-172 où G vaut 172.

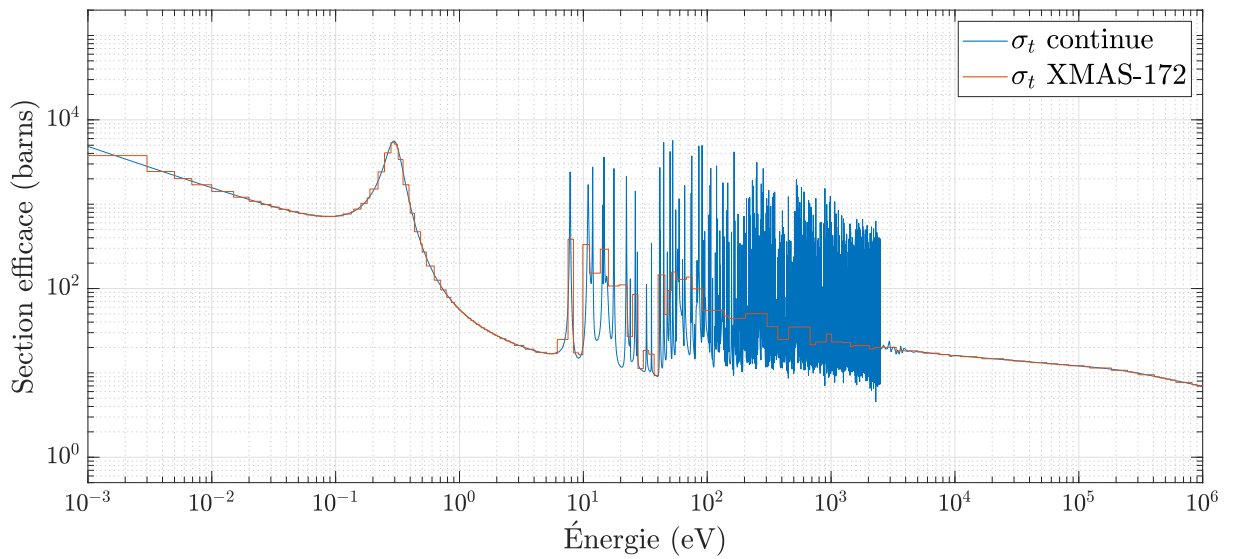


Figure 1.4 Section efficace totale σ_t du ^{239}Pu , ENDF/B-VII.1 KAERI 02/2020

La question de la division du domaine énergétique se pose alors. Le maillage a deux buts : permettre une précision de calcul suffisante et impliquer des temps de calculs raisonnables. Étant donné que les sections efficaces dépendent des matériaux considérés, un maillage énergétique peut convenir pour certains réacteurs sans convenir pour d'autres. Les réacteurs rapides nécessitent une discrétisation fine du domaine rapide, idem quant au domaine thermique pour les réacteurs à neutrons thermiques. De plus, un maillage trop fin, soit un nombre N conséquent, peut entraîner des temps de calculs lourds sans apporter de gain de précision notable. Ainsi, au gré des utilisations prévues, des maillages énergétiques et des banques de sections efficaces correspondantes sont produits.

Demi-vies et chaînes de désintégration

Par définition, un noyau radioactif se désintègre pour atteindre des niveaux d'énergie plus faibles. Les modes de désintégration les plus classiques sont les voies α , β et γ . Une désintégration α a pour caractéristique de produire un noyau d'hélium. La désintégration β produit soit un positron soit un électron quand la désintégration γ produit un photon. Des études statistiques portant sur de grands échantillons d'atomes identiques permettent d'estimer la demi-vie $t_{1/2}$ ainsi que la constante de désintégration λ de chaque noyau A_ZX . La demi-vie est la durée moyenne que met un échantillon de noyaux identiques à voir sa population être divisée par 2. Elle est reliée à la constante de désintégration via :

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}} \quad (1.1)$$

Les $\lambda_{{}^A_ZX}$ interviennent dans les équations de Bateman, qui sont introduites à la section 2.1.7. Ces équations caractérisent l'évolution d'une population de noyaux au cours du temps en prenant en compte toutes les réactions possibles, autant les désintégrations naturelles que la transmutation d'un noyau suite à une réaction nucléaire neutron noyau.

Un autre concept majeur est la chaîne de désintégration d'un élément. Si des isotopes se désintègrent, il est nécessaire de connaître les noyaux produits lors de ces réactions. Ainsi, sont construites les chaînes d'évolution qui rendent compte des étapes successives par lesquelles transitent les noyaux jusqu'à devenir des noyaux stables. Les réactions nucléaires de collisions entre neutron et noyau engendrent différents produits. Il est alors nécessaire de connaître les rendements de réaction pour chaque noyau, soit la probabilité que la réaction d'un noyau père P produise un noyau fils F donné. Ces chaînes et rendements sont obtenus expérimentalement et lient les équations de Bateman entre elles pour constituer un système interdépendant.

Codes de simulation

Fort des connaissances obtenues expérimentalement, plusieurs outils de simulation, appelés codes de calcul, ont été développés. Ces codes permettent de simuler l'évolution des populations de neutrons et de noyaux atomiques au sein d'un réacteur. Les différents codes peuvent être discernés selon plusieurs critères. Le premier est la méthode de résolution employée. Sont distingués les codes stochastiques et les codes déterministes. Les codes stochastiques tels que MCNP [30] ou SERPENT [31] font intervenir des notions statistiques et sont réputés coûteux en temps de calcul. Les codes déterministes tels que DONJON [4] et DRAGON [3] ou APOLLO3 [32] proposent de résoudre analytiquement les équations de champs (de neutron ou noyaux), ils sont réputés moins précis mais plus rapides. Ce sont les codes déterministes qui requièrent les maillages énergétiques quand les codes stochastiques utilisent les sections efficaces continues. Les volets théoriques sur lesquels reposent les codes sont détaillés au chapitre 2.

La logique sous-jacente au développement de chaque code est de réaliser un outil qui répond à une problématique bien ciblée. Généralement, cette problématique est industrielle : le code est développé pour modéliser un réacteur en particulier. Bien que les codes se veulent pour la plupart polyvalents, ils ne le sont pas forcément. Ainsi certains codes, développés pour des réacteurs thermiques, ne permettent pas de modéliser convenablement le fonctionnement de réacteurs rapides et vice-versa. Les codes DONJON et DRAGON ont été éprouvés pour plusieurs types de réacteurs, entre autres : les CANDU, les REP et les REB. Plusieurs modélisations du SCWR Canadien ont également été réalisées grâce à ces outils [20, 24, 33]. Bien que n'ayant pas été spécialement conçus pour le SCWR Canadien, les codes mentionnés se positionnent comme des outils pertinents pour modéliser ce réacteur.

En ce qui concerne le fonctionnement de DONJON et DRAGON, ils utilisent la mise bout à bout d'opérations élémentaires dans un fichier d'entrée. Les opérations sont effectuées par des modules qui sont chaînés grâce à l'échange de fichiers qui peuvent être lus, produits ou modifiés. Le langage utilisé dans le fichier d'entrée est CLE-2000, langage dédié à ces deux codes. En plus de traduire l'algorithme, coder en CLE-2000 revient à disposer et relier les modules élémentaires afin de réaliser le calcul escompté. Dans le cas de SERPENT, le fichier d'entrée sert en qualité de feuille de route où tous les paramètres requis par le code sont répertoriés. Il est composé de plusieurs blocs appelés fiches. Les fiches rendent compte, entre autres, de la géométrie, des matériaux, des bibliothèques de sections efficaces, de l'historique d'irradiation, des paramètres statistiques et des options d'écriture pour le fichier de sortie.

1.4.2 Ressources thermodynamiques

Données thermodynamiques

A l’instar des données nucléaires, des données thermodynamiques sont requises pour permettre des simulations précises. Sans en faire une liste exhaustive, parmi les grandeurs d’intérêt se trouvent la masse volumique, le taux de compressibilité, les enthalpies de changement d’état ou la viscosité. Ces grandeurs sont évaluées pour différentes conditions de température et de pression, elles interviennent dans des modèles théoriques qui forment la discipline nommée mécanique des fluides. Cette dernière repose sur les trois équations de conservation : conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l’énergie.

Toutefois, ces 3 équations ne suffisent pas à modéliser précisément le comportement de tous les systèmes thermohydrauliques. Plusieurs équations complémentaires, nombres adimensionnés et corrélations sont nécessaires à l’étude de certains systèmes. Parmi ces outils apparaissent les nombres de Reynolds et de Nusselt qui caractérisent respectivement le régime d’écoulement et le transfert thermique convectif d’un fluide. Le nombre de Nusselt donne accès au coefficient de transfert thermique supercritique, il peut être calculé grâce à plusieurs corrélations parmi lesquelles l’équation de Dittus-Boelter qui fait intervenir le nombre de Reynolds [34]. Ces nombres, en plus du nombre de Prandtl, sont explicités à la section 3.4.1. La mécanique des fluides est ainsi construite via des corrélations restreintes à certaines conditions d’études. L’ensemble de ces corrélations forme un socle théorique sur lequel tout code de simulation thermohydraulique repose [34].

Codes de simulation

De façon analogue à la neutronique, des outils de simulations de réseaux thermodynamiques tels CATHARE2 [35] ou RELAP5/MOD3 [36] ont été développés. Ces outils reposent principalement sur la résolution des équations de conservation qui sont présentées au chapitre 3. Ils ont pour but de répondre à des applications préférentielles. Le code CATHENA, développé par les Laboratoires Nucléaires Canadiens (LNC) permet de traiter les fluides supercritiques dans des géométries CANDU [7]. LNC étant le principal commanditaire du développement du SCWR Canadien, CATHENA est un code de référence quant à la modélisation et l’analyse de ce réacteur. Comme pour SERPENT, le code CATHENA utilise un fichier d’entrée composé de plusieurs groupes thématiques. Ces groupes thématiques regroupent l’ensemble des options de calcul dont se sert le code. Parmi ces thématiques se trouvent, entre autres, la définition des composants et de leurs connexions, les conditions aux limites, les conditions initiales ou les options d’écriture pour le fichier de sortie.

1.4.3 Eau supercritique

Comportement physico-chimique

L'état supercritique est un état physique pour lequel les phases liquides et gazeuses ne peuvent être distinguées, cet état est monophasique. Proche des conditions de température et de pression critiques, l'eau présente des variations brusques de ses propriétés physiques [13]. Ainsi, à pression supérieure à la pression critique, est définie la température pseudo-critique, température à laquelle ces variations, continues [13], surviennent. Certaines de ces variations sont visibles sur la figure 1.5 qui présente l'évolution de différentes propriétés physiques de l'eau supercritique en fonction de la température, à une pression de 25MPa. Les cycles supercritiques opèrent toujours à une pression supérieure à la pression critique afin de garder certaines marges de sûreté. L'idée est d'éviter la crise d'ébullition en empêchant l'introduction de vapeur dans l'écoulement.

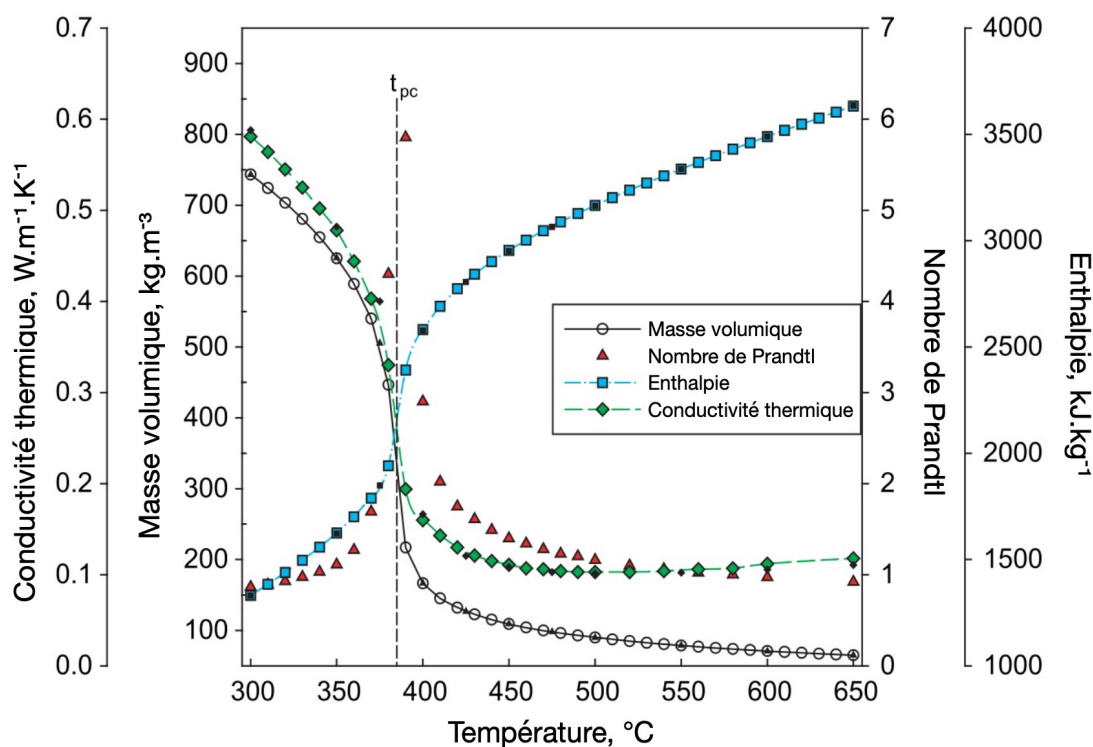


Figure 1.5 Propriétés de l'eau supercritique à une pression de 25MPa, adapté de [13], NIST(2002)

Puisque la transition sous-critique supercritique se fait de façon continue, l'enthalpie de changement d'état est nulle. La masse volumique du fluide est divisée par 9 lorsque celui-ci passe d'une température de 350°C à une température de 625°C [25]. À 25MPa, la tempéra-

ture pseudo-critique est de 384.9°C [13]. Alors, dans un SCWR Canadien, l'essentiel de la variation de masse volumique survient dans la phase ascendante du caloporteur : la masse volumique évolue de 535 kg.m^{-3} à 67 kg.m^{-3} , la température transite de 365°C à 625°C [25]. La masse volumique reste, en sortie de canalisation, suffisamment importante pour permettre un refroidissement efficace. Sa chute de masse volumique s'accompagne notamment d'une chute de conductivité thermique. La capacité calorifique, non représentée ici, accuse d'un pic important à la température pseudo-critique. Ce pic suggère que, à pression supercritique donnée et aux alentours de la température pseudo-critique, le fluide est capable d'emmagasiner une quantité d'énergie plus importante qu'ailleurs [37]. L'enthalpie du fluide peut alors augmenter significativement sans que ce dernier ne gagne beaucoup en température, comme constaté sur la figure 1.5. Le passage par ce pic induit une amélioration des transferts thermiques [37], le débit nécessaire au refroidissement est ainsi diminué [15,37]. Le nombre de Prandtl, qui qualifie la vitesse des transferts thermiques par rapport à la vitesse du fluide [38], accuse également d'un pic à la température pseudo-critique. La température du fluide y est la plus dépendante de sa vitesse. Au-delà et en deçà, le nombre de Prandtl vaut 1, valeur d'équilibre. De façon plus générale, plus les pressions augmentent au-delà de la pression critique, moins les variations des propriétés physiques sont spectaculaires et intéressantes pour le refroidissement [13].

Finalement, aux abords du point critique, les variations des propriétés du fluide permettent d'extraire et restituer la chaleur de façon plus efficace que dans des cycles classiques à changement d'état. Cela réduit le débit nécessaire au refroidissement. Puisque les propriétés du fluide sont continues, l'enthalpie de changement d'état est nulle ce qui augmente la fraction d'énergie récupérable en turbine par rapport aux cycles à eau sous-critique. La variation brutale de masse volumique a une influence déterminante sur la neutronique ce qui contraint à des études couplées neutroniques thermohydrauliques. Toutefois, la masse volumique minimale reste suffisante pour le refroidissement ce qui prévient le risque de crise d'ébullition. Ainsi, des températures plus importantes du caloporteur sont atteignables, ce qui améliore le rendement énergétique théorique par rapport à des REP ou REB. À titre de comparaison, le SCWR Canadien propose une élévation de la température du caloporteur de 275°C et de son enthalpie massique de 2000 kJ.kg^{-1} alors que les technologies de génération II opèrent avec des variations de l'ordre de 40°C et de 200 kJ.kg^{-1} à 250 kJ.kg^{-1} [14]. La figure 1.6 rend compte de ces différences dans un diagramme pression température en plus d'illustrer en quoi le SCWR Canadien est l'évolution des réacteurs à caloporteur eau.

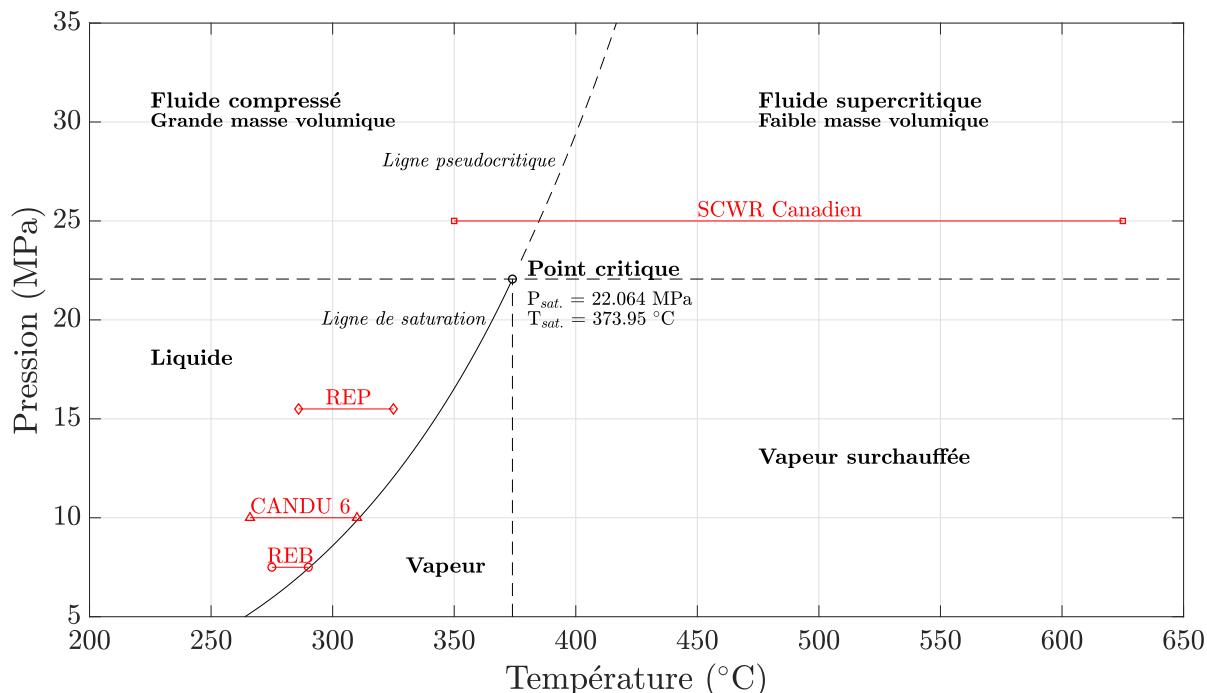


Figure 1.6 Comparaison du SCWR Canadien et des réacteurs de génération II dans un diagramme PT, d'après [39]

D'un point de vue chimique, l'eau supercritique accuse de fortes variations de pH, qui passe de 6 à 11 entre 250°C et 550°C, ainsi que de sa constante diélectrique ϵ [40]. Ces deux grandeurs permettent de caractériser la stabilité des espèces chimiques ainsi que la solubilité des espèces ioniques dans un milieu. Les conditions d'opération du SCWR Canadien peuvent alors entraîner l'apparition de zones de corrosion et de précipitation à l'intérieur des canalisations [40]. Si la corrosion porte atteinte à l'intégrité physique des composantes du réacteur, la précipitation peut également entraîner des dommages majeurs. Elle se produit de façon préférentielle dans les zones où le flux de chaleur est important, par exemple dans les turbines [40]. S'il survient, un dépôt peut engendrer une dégradation des transferts de chaleur et nuire au refroidissement du circuit primaire [40]. Enfin, la radiolyse de l'eau en condition supercritique, soit les conséquences de la décomposition des molécules sous l'effet des rayonnements ionisants, est un domaine actif de recherche très important pour les réacteurs à eau supercritique.

Oscillations thermohydrauliques et remarques additionnelles

Le SCWR Canadien accuse des variations de masse volumique du caloporteur importantes. C'est également le cas pour le REB qui témoigne de phénomènes d'instabilités hydrauliques [20]. Ces instabilités provoquent également des instabilités neutroniques avec une variation locale et périodique du flux de neutrons dans le cœur [20]. Dans un REB, le fluide est un mélange de liquide et de gaz, il est à l'état diphasique. Si le débit augmente, la fraction gazeuse diminue car le refroidissement est plus efficace. La fraction gazeuse diminuant, une perte de pression est constatée ce qui a pour conséquence de diminuer le débit. La modération des neutrons est également plus efficace ce qui augmente la puissance thermique dégagée par le combustible. Alors la pression augmente à l'instar de la fraction gazeuse du fait d'un refroidissement moins efficace et d'une puissance thermique accrue. La pression à la hausse provoque une augmentation du débit et boucle ainsi le phénomène d'oscillations.

Toutefois, à la différence du REB, le caloporteur du SCWR Canadien ne change pas de phase et reste à l'état supercritique. Ce faisant, les propriétés thermodynamiques du caloporteur n'accusent pas de discontinuité. De plus, sous l'effet de plusieurs perturbations il a été déterminé que le SCWR Canadien ne témoigne pas d'effets oscillatoires : celui-ci retourne naturellement à un état d'équilibre des propriétés thermodynamiques [20]. Le seul cas identifié où un état stable n'est pas recouvert sans action de mécanismes de contrôle est lorsqu'un échelon de perturbation de réactivité trop important est introduit [20]. Ainsi, les plus récents travaux suggèrent que le SCWR Canadien n'est pas exposé aux mêmes risques d'instabilités que ne l'est le REB [20].

La masse volumique du caloporteur a un impact sur le comportement de la population de neutron à un endroit donné dans un réacteur. Cet impact a été évalué à l'échelle réseau et à l'échelle cœur afin d'identifier les meilleures méthodes de modélisation. À l'échelle réseau, il a été déterminé que la modélisation de cellules indépendantes est suffisante [41]. En l'état, il n'est pas nécessaire de faire des calculs réseaux qui tiennent compte de la proximité de cellules qui ont des propriétés thermodynamiques différentes [41]. À l'échelle cœur, en revanche, les modélisations nécessitent une prise en compte des effets couplés car une différence de puissance dans un canal provoque des changements notables dans les profils de masse volumique et de température [33]. Ces changements ont ensuite un impact sur la réactivité du cœur, ce qui induit une rétroaction sur la puissance (feedback effect). Il est alors nécessaire d'opérer une discrétisation suffisante de chaque canal et de faire évoluer les propriétés thermodynamiques en chaque nœud, une grandeur moyenne par canal n'étant pas suffisante [33].

Quant au design et afin de limiter les effets de la corrosion, un alliage à base de fer (51.738%) avec une teneur importante en chrome (25.04%) est utilisé pour constituer les conduites de caloporteur ainsi que les gaines. Au contact de l'eau, cet alliage se passive : il développe à sa surface une couche d'oxydes. Cette couche portée à une température de l'ordre de 600°C et une pression de 25 MPa freine efficacement la corrosion [40]. De manière générale, les propriétés chimiques de l'eau supercritique ainsi que le phénomène de radiolyse guident les choix de matériaux et d'alliages utilisés. Dans la modélisation considérée, ces choix de matériaux ne sont pas discutés : ce sont des paramètres de modélisation.

CHAPITRE 2 Théorie à la base des calculs neutroniques

Ce chapitre introduit les principaux éléments théoriques qui permettent de caractériser l'évolution de la population de neutrons et de noyaux au sein d'un réacteur nucléaire. En outre, des éléments théoriques importants pour la compréhension du fonctionnement de DRAGON, SERPENT puis DONJON sont présentés. Sauf mention contraire, l'essentiel des définitions et expressions utilisées provient de [5], les démonstrations ne sont pas reproduites ici et la convention d'écriture des vecteurs n'est pas conservée : ils sont présentés surmontés d'une flèche. Il est rappelé que pour les calculs neutroniques, deux échelles sont considérées : l'échelle réseau ou cellule (DRAGON et SERPENT) et l'échelle cœur (DONJON). L'échelle réseau vient modéliser une zone élémentaire qui compose le réacteur. Du calcul réseau sont tirées des propriétés qui servent le calcul cœur, calcul qui modélise le réacteur comme un agglomérat de cellules élémentaires. Le calcul réseau fait l'hypothèse que la cellule élémentaire modélisée est entourée à l'infini par des cellules élémentaires identiques.

2.1 Échelle réseau : équation de transport et résolution

2.1.1 Équation de transport des neutrons

L'équation de transport des neutrons permet de caractériser l'évolution de la population de neutrons au sein d'un réacteur. Elle s'obtient en réalisant un bilan de particules durant un temps δt dans un volume de contrôle. La solution de l'équation est le flux qui est présenté à la section 2.1.2. Les neutrons sont repérés via leur vecteur position \vec{r} , ont une énergie E et une direction angulaire $\vec{\Omega}$. Le volume de contrôle de l'espace de phase est alors centré en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ et vaut $d^3r dE d^2\Omega$. La différence de population entre un temps t et un temps $t + \delta t$ est égale à la somme des termes de variation de cette population. Les variations peuvent provenir de trois phénomènes :

- Production de neutrons via $T^{prod.}$
- Perte de neutrons par collision via $T^{coll.}$
- Perte de neutrons par fuite du volume de contrôle $T^{fuit.}$

Une forme simpliste de l'équation de transport où intervient n , la densité de neutrons, peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = T^{prod.} - T^{coll.} - T^{fuit.} \quad (2.1)$$

La densité de neutrons est directement reliée au flux angulaire ϕ au moyen de l'énergie E et de la masse m des particules selon la relation 2.2. Le flux est la principale grandeur d'intérêt dans les calculs neutroniques.

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sqrt{\frac{2E}{m}} n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (2.2)$$

Dans l'hypothèse de régimes stationnaires, le terme aux dérivées partielles est nul. Dans le cadre d'une étude qui ne tient pas compte des régimes transitoires d'un réacteur, cette approximation est raisonnable. Si toutefois un régime transitoire est à prendre en compte, cette hypothèse permet de postuler qu'un régime transitoire est une succession de régimes stationnaires discontinus. Nul besoin alors d'utiliser la cinétique espace-temps. Si le régime transitoire est trop bref et important, alors le recours à la cinétique espace-temps est nécessaire. Ainsi est obtenue une version simplifiée de l'équation 2.1 qui signifie qu'il y a équilibre entre la production et la disparition de neutrons :

$$T^{prod.} = T^{coll.} + T^{fuit.} \quad (2.3)$$

Le terme de production, ou terme source, doit tenir compte de deux phénomènes : la fission des matériaux fissiles ou fissibles et le phénomène de diffusion. Lors d'une fission nucléaire, un nombre entier de neutrons est produit. Néanmoins, il est possible de déterminer un nombre moyen de neutrons produits par fission par l'isotope a considéré : ν_a . Ce nombre est multiplié par le taux de fission, soit le produit de la section efficace macroscopique de fission de l'isotope a au point \vec{r} avec le flux de neutrons ϕ . Est ainsi obtenue une densité de neutrons produits par seconde suite aux réactions de fission de l'isotope a en \vec{r} . En intégrant selon l'énergie E' , toutes les énergies d'incidence sont comptabilisées. De plus et pour entrer dans le décompte du bilan proposé, il faut que ces neutrons possèdent une énergie finale E à dE près. Intervient alors le spectre de fission $\chi_a(E)$ qui caractérise la probabilité qu'un neutron soit émis avec une énergie E . Ce raisonnement est réalisé pour un isotope quelconque a , il suffit de sommer les contributions des $N_{iso.}$ isotopes présents pour obtenir le terme total de production par fission. Est alors introduit le coefficient de multiplication effectif k_{eff} qui vient équilibrer la production et la disparition de neutrons. Le facteur 4π provient d'une réduction sur la direction angulaire $\vec{\Omega}$ dans le cadre de fissions isotropes. Le terme de production par fission s'écrit alors :

$$T^{prod.,fiss.}(\vec{r}, E) = \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{a=1}^{N_{iso.}} \chi_a(E) \int_0^{+\infty} dE' \nu_a \Sigma_{f,a}(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') \quad (2.4)$$

Le phénomène de diffusion implique que des neutrons, situés au point \vec{r} , d'énergie E' et de direction angulaire $\vec{\Omega}'$, voient leur énergie cinétique et leur direction modifiées et possèdent désormais une énergie E à dE près ainsi qu'une nouvelle direction angulaire $\vec{\Omega}$ à $d\vec{\Omega}$ près. Du fait de l'agitation thermique au sein d'un réacteur, les noyaux ont une certaine énergie cinétique. Les neutrons rapides ont une énergie plus importante que les noyaux présents dans le réacteur, par diffusion il est relativement improbable pour eux de gagner en énergie cinétique. Les neutrons thermiques, en revanche, peuvent avoir une énergie cinétique inférieure ou équivalente à celle des noyaux. Il est alors possible pour ceux-ci, soit de gagner soit de perdre de l'énergie par diffusion. Le terme de diffusion rend compte de ce phénomène et fait intervenir la section efficace macroscopique de diffusion Σ_s qui est multipliée au flux. La quantité qui en résulte caractérise la probabilité pour que des neutrons d'énergie initiale E' entrent dans le décompte du bilan effectué après diffusion. Ceci est valable pour toute énergie E' et toute direction angulaire $\vec{\Omega}'$. Les contributions de l'ensemble du spectre en énergie et de toutes les directions sont considérées. Le terme de production par diffusion s'écrit alors :

$$T^{prod.,diff.}(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^{+\infty} dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \quad (2.5)$$

Pour plus de clarté, est défini à l'équation 2.6 le terme de source Q qui somme les contributions de la fission et de la diffusion pour des neutrons localisés en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Il représente la densité totale des neutrons produits par unité de temps dans le volume de contrôle.

$$T^{prod.}(\vec{r}, E) = T^{prod.,fiss.}(\vec{r}, E) + T^{prod.,diff.}(\vec{r}, E) = Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.6)$$

Le terme de perte par collision s'exprime via le produit du flux ϕ par la section efficace macroscopique totale Σ_t en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Il caractérise, par unité de temps, la densité des neutrons qui sortent du volume de contrôle de l'espace de phase suite à un changement d'énergie E ou de direction angulaire $\vec{\Omega}$ ou qui sont capturés par un noyau. Les fuites géométriques caractérisent les particules qui, sans changer d'énergie E et de direction angulaire $\vec{\Omega}$, sortent du volume de contrôle. Elles sont exprimées via $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}(\phi)$ qui fait intervenir l'opérateur gradient $\vec{\nabla}$ appliqué au flux. Le produit scalaire entre la direction angulaire et le gradient du flux caractérise le ruissellement naturel des particules hors du volume de contrôle. Les pertes totales de neutrons sont alors exprimées par :

$$T^{coll.}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + T^{fuit.}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}(\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})) \quad (2.7)$$

Finalement, il est possible de donner une expression de l'équation de transport dans le cadre d'un régime stationnaire en utilisant l'équation 2.3 dans laquelle sont injectées l'équation 2.6 et l'équation 2.7. Est alors obtenue l'équation suivante :

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

2.1.2 Flux neutronique et taux de réaction

La résolution de l'équation de transport permet d'obtenir le flux ϕ qui en est la solution. Si le flux angulaire intervient naturellement dans les équations, lui est souvent préféré le flux scalaire qui en est la réduction sur la variable $\vec{\Omega}$. Il est à noter que le flux scalaire est utilisé dans la section 2.1.1. Si le flux est proportionnel au produit de la vitesse des neutrons V_n et de leur densité n , il est plus commode d'utiliser comme variable l'énergie E et la direction angulaire $\vec{\Omega}$ en lieu et place de la vitesse. Ainsi, est faite l'hypothèse que l'intégralité de l'énergie convoyée par un neutron est sous forme d'énergie cinétique. De plus, la résolution de l'équation de transport introduit un problème à valeurs propres généralisées. La valeur propre positive la plus faible correspond au mode fondamental du réacteur. Les autres solutions correspondent à des modes non physiques, où le flux peut être négatif. L'inverse de la valeur propre du mode fondamental est le facteur de multiplication effectif noté k_{eff} . Il est possible d'interpréter le k_{eff} comme le rapport entre les neutrons produits à une génération et ceux produits à la génération précédente. Le vecteur propre associé est le flux qui doit être normalisé afin d'avoir sa valeur exacte et non sa valeur à une constante multiplicative près.

Le flux est une grandeur impossible à mesurer directement mais qui permet de calculer la densité du taux de réaction R , soit le nombre de réactions entre le milieu et les neutrons par unité de temps et de volume. Le taux de réaction s'obtient par produit de la section efficace macroscopique Σ_x et du flux ϕ :

$$R_x = \Sigma_x \phi \quad (2.9)$$

Si l'énergie moyenne produite pour la réaction x est connue, le taux de réaction donne alors accès, par produit, à l'énergie produite par unité de temps et de volume, soit la puissance volumique. En sommant la contribution de chaque sous-volume du réacteur, il est possible de calculer la puissance thermique totale produite par cette réaction. Dans le sens inverse, si la puissance totale du réacteur est connue alors il est possible de normaliser le flux et d'en trouver la valeur exacte or, pour un calcul réseau, la puissance totale du réacteur est inconnue. Est utilisée la puissance massique de l'élément de combustible considéré. Cette puissance est obtenue en considérant toutes les réactions nucléaires possibles dont la fission.

2.1.3 Approximation multigroupes

L'équation de transport est une équation continue en énergie. Il est alors quasi impossible de la résoudre analytiquement en dehors de cas particuliers. Chaque énergie introduit une équation, une résolution analytique implique de fait la résolution d'un système au nombre infini d'équations. Une simplification est alors introduite et est présentée à la section 1.4.1, il s'agit du maillage énergétique. L'ensemble du domaine énergétique est divisé en un nombre fini G d'intervalles disjoints. Les groupes sont classés par énergie décroissante. Toutes les propriétés nucléaires sont adaptées en conséquence : elles sont évaluées comme constantes sur chaque intervalle via pondération par le flux. Sont alors obtenues G équations interdépendantes, chacune étant relative à son propre intervalle g . La dépendance en énergie des grandeurs est ainsi dissimulée dans l'indice d'intervalle. En adaptant l'équation 2.8, est obtenu le système défini comme suit :

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Sigma_{t,g}(\vec{r}, E) \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.10)$$

où

$$\begin{aligned} - \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\ - \phi_g(\vec{r}) &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(\vec{r}, E) \\ - \Sigma_{t,g}(\vec{r}) &= \frac{1}{\phi_g(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) \end{aligned}$$

Le terme source Q_g fait intervenir le terme de diffusion, or la diffusion revient à considérer tous les neutrons qui transitent d'une énergie E' à une énergie E à dE près. Dans le cadre de l'approximation multigroupes, le formalisme conduit à considérer que les neutrons transitent d'un intervalle h à un intervalle g . Le terme source est réécrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') \phi_h(\vec{r}, \vec{\Omega}') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{a=1}^{N_{iso.}} \chi_{a,g} \sum_{h=1}^G \nu_a \Sigma_{f,a,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

où

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

$$\begin{aligned}
- \chi_{a,g} &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \chi_a(E) \\
- \Sigma_{f,a,h} &= \frac{1}{\phi_h(\vec{r})} \int_{E_h}^{E_{h-1}} dE \Sigma_{f,a}(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E)
\end{aligned}$$

Une limitation incombe à cette méthode : les sections efficaces sont évaluées constantes par morceaux. Si la section efficace continue varie peu sur l'intervalle considéré, l'approximation discontinue semble raisonnable. En revanche, si la section efficace varie beaucoup, l'approximation est moins adéquate. La figure 2.1 présente la section efficace microscopique totale du Th_{232} selon qu'elle soit continue ou évaluée selon le maillage XMAS-172. Pour des énergies de l'ordre de 1 eV ou moins, dans le domaine thermique, les variations semblent faibles. Il en va de même pour des énergies rapides de l'ordre du MeV ou plus. Dans la zone intermédiaire en revanche, la zone épithermique, les variations sont importantes : c'est la zone des résonances. Il est possible de remarquer que le profil de la section efficace discontinue fait une approximation grossière de la section efficace continue dans la zone épithermique. En pratique et dans cette zone, la présence de résonances a pour conséquence de limiter le flux. Afin de modéliser au mieux ce phénomène, des méthodes dites d'autoprotection des résonances ont été développées. Ces méthodes ont pour but de transformer les sections efficaces évaluées en sections efficaces autoprotégées afin de pallier le manque de précision dans la zone épithermique.

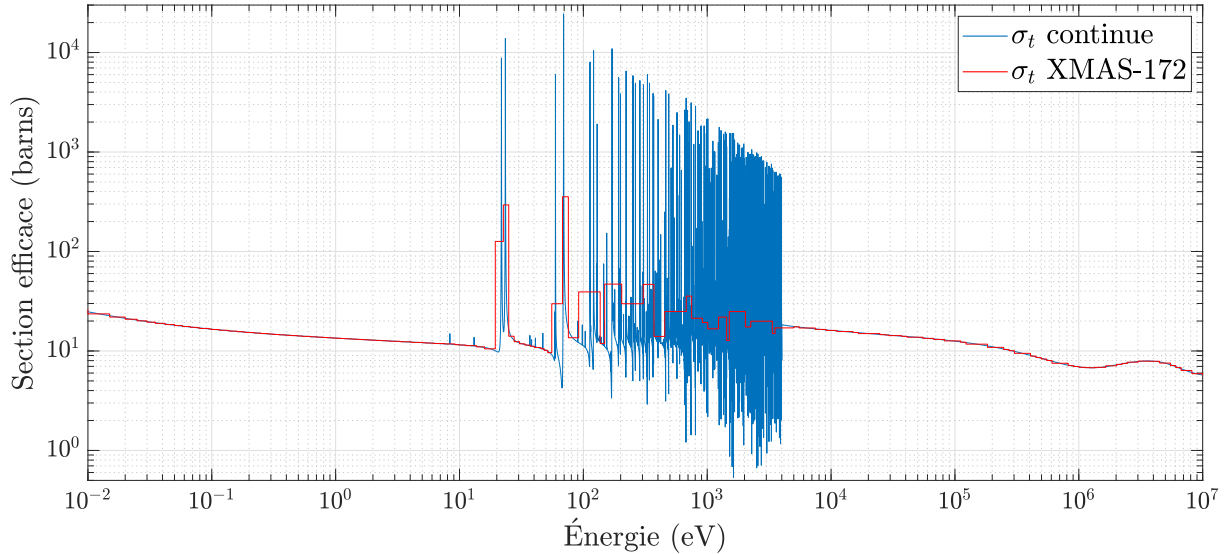


Figure 2.1 Section efficace totale σ_t du Th_{232} , ENDF/B-VII.1 KAERI 02/2020

2.1.4 Forme intégrale de l'équation de transport

Lorsqu'il est question de résolution déterministe, le but est de trouver une solution numérique à l'équation de transport. Est alors considérée l'approximation multigroupes pour contourner la difficulté qu'impose une résolution à énergie continue. L'équation de transport stationnaire possède une autre difficulté majeure, sa dépendance sur la direction des neutrons. Idéalement, elle est à résoudre pour l'ensemble des directions en chacun des points du volume considéré. Il apparaît ici que la complexité d'une telle méthode augmente fortement le coût en temps de calcul. Afin de pallier à cette difficulté est utilisée la forme intégrale de l'équation de transport.

Tout d'abord, l'équation de transport est mise sous forme caractéristique par intégration du paramètre de flux $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}(\phi)$ sur une direction appelée caractéristique. Cette manipulation a pour effet de particulariser une unique direction pour le flux, soit une seule trajectoire pour les particules. Est introduite la distance s qui représente la distance parcourue par les particules dans la direction $\vec{\Omega}$ depuis le point de référence \vec{r}_0 . Ainsi, les fuites géométriques dépendent seulement de la distance s . Mathématiquement, les changements sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{r} = \vec{r}_0 + s\vec{\Omega} \\ d\vec{r} = \vec{\Omega} ds \\ \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} = \frac{d}{ds} \end{array} \right. \quad (2.12)$$

En effectuant ces changements dans l'équation 2.10, est obtenue l'équation suivante :

$$Q_g(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \Sigma_{t,g}(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega})\phi_g(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \frac{d}{ds}\phi_g(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.13)$$

En intégrant cette équation le long d'une caractéristique et avec un terme source isotrope, est obtenue la forme intégrale de l'équation de transport. Cette équation fait intervenir le trajet optique τ_n qui représente la distance moyenne parcourue par une particule dans le milieu. Le trajet optique est défini comme :

$$\tau_g(s, \vec{\Omega}) = \int_0^s ds' \Sigma_{t,g}(\vec{r}_0 + s'\vec{\Omega}) \quad (2.14)$$

Finalement, la forme intégrale de l'équation de transport est obtenue sous la forme suivante :

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \phi_g(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \int_0^{+\infty} ds e^{-\tau_g(s, \vec{\Omega})} Q_g(\vec{r}_0 - s\vec{\Omega}) \quad (2.15)$$

2.1.5 Résolution déterministe

Méthode des probabilités de collision

Une façon de traiter l'équation de transport sous forme intégrale est d'utiliser la méthode des probabilités de collision. Cette approche nécessite le découpage du volume d'étude V en I différents sous-volumes (ou régions) V_i caractérisés par leurs sections efficaces macroscopiques totales $\Sigma_{t,g,i}$. De plus, l'hypothèse d'isotropie du terme source est conservée. Il est rappelé que l'indice a est un indice d'isotope fissile ou fissible et l'indice g est un indice de groupe d'énergies. En outre, l'indice h est également un indice de groupe d'énergies alors que l'indice j est un indice de région.

Tout d'abord, le flux obtenu à l'équation 2.15 est intégré sur l'ensemble des angles solides. En posant le changement de variable $\vec{r}' = \vec{r}_0 - s\vec{\Omega}$, soit $s = |\vec{r}_0 - \vec{r}'|$, est alors obtenu le flux intégré $\phi_g(\vec{r})$ tel que :

$$\phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\infty} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \quad (2.16)$$

La partition spatiale de cette équation est ensuite réalisée, chaque partie correspond à un sous-volume V_i donné. La grandeur V_i^{∞} représente l'ensemble des volumes qui composent le réseau que l'on étudie. De plus, est faite l'approximation que la section efficace macroscopique de diffusion de la région i est simplifiée par son développement en polynôme de Legendre à l'ordre 0, soit :

$$\forall (h, g) \in \llbracket 1, G \rrbracket^2, \quad \Sigma_{s,i,g \leftarrow h} = \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s_0,i,g \leftarrow h} \quad (2.17)$$

En multipliant par $\Sigma_{t,g}$ chaque partie, en intégrant sur chaque sous-volume V_i et en introduisant les sections efficaces de fissions des isotopes $\Sigma_{f,a,g}$ ainsi que les spectres de fissions $\chi_{a,g}$, est obtenue :

$$\forall j \in \llbracket 1, I \rrbracket \text{ et } \forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \quad V_j \Sigma_{t,j,g} \phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g} V_i P_{ij,g} \quad (2.18)$$

où

$$\begin{aligned} - \phi_{j,g} &= \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(\vec{r}) \\ - \Sigma_{t,j,g} &= \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_{t,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
- Q_{i,g} &= \sum_h \Sigma_{s0,i,g \leftarrow h} \phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{a=1}^{N_{iso.}} \chi_{a,g} \sum_h \nu_a \Sigma_{f,a,h} \phi_{i,h} \\
- P_{ij,g} &= \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_{t,j,g}(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2}
\end{aligned}$$

Le terme $P_{ij,g}$ représente la probabilité qu'un neutron du groupe d'énergies g provenant de la région i subisse une première collision dans la région j . En pratique, ce terme est utilisé sous sa forme réduite afin d'éliminer la dépendance à la section efficace macroscopique totale, supposée constante. Les probabilités de collision réduites $p_{ij,g}$ sont définies telles que :

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{t,j,g}} \quad (2.19)$$

Pour une précision acceptable et du fait des hypothèses d'isotropie et de constance des sources, il est nécessaire de raffiner suffisamment la géométrie de calcul, soit d'avoir un nombre assez important de régions I . De plus, il est nécessaire d'effectuer la résolution d'un système matriciel de dimensions $I \times I$ pour chacun des G groupes d'énergies impliqués. Ces aspects illustrent la rigidité des systèmes d'équations établis par la méthode des probabilités de collision ainsi que les difficultés qu'incombent à leur résolution. Dans DRAGON, la résolution fait appel à des méthodes itératives où les sources de fission et les termes de diffusion sont mis à jours successivement grâce au nouveau flux, et ce jusqu'à la convergence du k_{eff} et du flux.

Tracking

De façon pratique, afin de résoudre l'équation de transport via la méthode des probabilités de collision, il est nécessaire de définir un schéma numérique d'intégration, soit une quadrature. Ce schéma doit permettre de couvrir tout l'espace qu'occupe la cellule considérée. Dans de nombreux cas, les volumes considérés possèdent des propriétés de symétrie qui facilitent les calculs. Pour des réacteurs nucléaires tels les REP ou le SCWR Canadien et dans le cadre d'un calcul réseau, les éléments de combustible peuvent se résumer à une mise bout à bout de plans identiques orthogonaux à la profondeur. Le problème se résume alors, en l'absence d'éléments qui brisent la symétrie tels que des barres de contrôle, à un problème en deux dimensions.

Afin de couvrir toute la surface de la cellule est réalisé un tracking. Cette technique consiste à tracer un certain nombre de lignes, de caractéristiques, afin de couvrir l'ensemble de l'es-

pace. Dans le cas d'une symétrie sur la profondeur, cet espace devient une surface. Le tracking est le support utilisé pour le calcul des probabilités de collision.

Dans le cadre d'une géométrie en deux dimensions est défini un nombre d'angles azimutaux N_φ à couvrir ainsi qu'une densité de lignes d'intégration d_l , exprimée en cm^{-1} . Si le calcul réseau place une cellule élémentaire dans un réseau infini de cellules identiques, une seule cellule est réelle, les autres sont virtuelles et modélisées grâce à des propriétés de symétrie aux frontières. Lorsqu'une ligne d'intégration atteint une des limites de la cellule élémentaire, il est possible de considérer soit une réflexion isotrope, soit une réflexion spéculaire. La réflexion isotrope postule que la trajectoire est réfléchie de façon isotrope dans la cellule. Cette condition est avantageuse en terme de temps de calcul mais n'est pas fidèle à la physique. La réflexion spéculaire postule que la trajectoire est réfléchie en fonction de son angle d'incidence ce qui a pour conséquence de tracer des lignes cycliques dans les cellules. Plus coûteuse en temps de calcul, cette technique dépeint mieux la physique à l'œuvre.

Modèle de fuite

Dans le cas d'un calcul réseau, l'hypothèse d'un réacteur de taille infinie est utilisée. Idéalement, cette hypothèse conduit à considérer qu'aucun neutron ne sort du réacteur : tout neutron qui sort d'une cellule est compensé par un neutron qui fait le chemin inverse. Modéliser des fuites nécessite alors d'introduire des outils mathématiques dédiés. Les méthodes associées sont les méthodes B_n .

Ces méthodes partent du postulat qu'un réacteur à l'état stationnaire est à l'état critique. Il y a équilibre parfait entre les neutrons produits et les neutrons perdus, le k_{eff} du réacteur vaut 1. Ainsi, dans un réseau de cellules identiques, les méthodes B_n visent à adapter les termes de fuite de chacun des G groupes d'énergies pour atteindre la criticité. En pratique, une approximation du mode fondamental est utilisée. Dans une géométrie périodique infinie, le flux est nécessairement périodique. L'approximation du mode fondamental postule que dans un réacteur fini, le flux est le produit d'une distribution périodique φ avec une composante macroscopique ψ . La distribution périodique φ utilisée est le mode fondamental du flux dans une géométrie infinie. La fonction ψ vient modéliser le fait que le réacteur soit de dimensions finies. Près des limites physiques du réacteur, elle force une dépression du flux car les fuites y sont plus importantes qu'au centre. La fonction introduite est solution de l'équation de Laplace 2.20.

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + B^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.20)$$

Le facteur B^2 rend compte de la courbure de ψ dans un réacteur de dimensions finies. Il dépend des dimensions du réacteur : ajuster sa valeur permet d'ajuster le taux de fuites dans chaque groupe d'énergie qui est alors égal à $d_g B^2 \varphi_g$. Le coefficient de fuites d_g est calculé par le modèle B_n et est utilisé par la suite comme coefficient de diffusion. En fonction des hypothèses d'homogénéité et de périodicité appliquées à la fonction φ , des développements théoriques avancés sont réalisés, développements qui constituent l'ensemble des méthodes B_n .

Homogénéisation

Lors de la détermination d'une valeur de flux pour la cellule élémentaire, de nombreuses données sont produites. Afin de préparer au mieux le calcul cœur, un tri est à faire dans ces données. Si spatialement une géométrie détaillée est nécessaire pour le calcul réseau, à l'échelle cœur un tel niveau de détail est le plus souvent inutile. Des zones de la cellule sont alors réunies afin de tirer des propriétés physiques moyennes de ces réunions. Cette procédure est appelée homogénéisation. Une option est de réunir des zones possédant la même composition, le modérateur ou le combustible par exemple. Dans le cas le plus extrême, l'ensemble de la cellule est réuni en une pâte homogène où il n'est plus possible de distinguer les différents matériaux la constituant.

L'idée derrière ce processus est de conserver le taux de réaction R des régions homogénéisées. Ainsi, l'énergie produite par unité de volume est conservée. Si l'homogénéisation de I régions est considérée, en introduisant la section efficace macroscopique homogénéisée pour chaque groupe d'énergies pour la réaction x $\Sigma_{a,H,n,x}$, alors cette condition s'écrit :

$$\forall g \in \llbracket 1, G \rrbracket, \quad \Sigma_{a,H,g,x} \sum_{i=1}^I \phi_{i,g} V_i = \sum_{i=1}^I R_{a,i,g,x} = \sum_{i=1}^I \Sigma_{a,i,g,x} \phi_{i,g} V_i \quad (2.21)$$

Condensation

Si un maillage énergétique précis et complet est nécessaire afin de trouver une solution adéquate à l'équation de transport, un tel niveau de détail est souvent obsolète à l'échelle cœur. Toutes les équations établies le sont pour un groupe d'énergies particulier, défini par le maillage énergétique utilisé. Les groupes d'énergies sont réunis, ou condensés, afin d'en restreindre le nombre. Couramment, une condensation à deux groupes est réalisée avec un groupe thermique et un groupe rapide. Une condensation à un groupe n'est jamais réalisée, elle conduit à des imprécisions irrecevables à l'échelle cœur. En fonction du réacteur et du calcul à réaliser, il arrive que des condensations à un nombre plus élevé de groupes surviennent.

Tout comme pour l'homogénéisation, l'idée est d'introduire des sections efficaces macroscopiques condensées pour la réaction $x \Sigma_{a,C,x}$ qui permettent de conserver les taux de réactions R . Ainsi pour condenser G_i groupes d'énergies, les $\Sigma_{a,C,x}$ sont calculés grâce à l'équation 2.22.

$$\Sigma_{a,i,C,x} \sum_{g=1}^{G_i} \phi_{i,g} V_i = \sum_{g=1}^{G_i} R_{a,i,g,x} = \sum_{g=1}^{G_i} \Sigma_{a,i,g,x} \phi_{i,g} V_i \quad (2.22)$$

2.1.6 Résolution stochastique

Cette section présente les concepts généraux sur lesquels se fondent les codes de résolution stochastique, soit la méthode dite Monte-Carlo. Le support théorique utilisé ici inclus, en plus de [5], les références [31] et [42]. Un nombre important de concepts utiles ont été introduits dans les parties précédant cette section. Tout d'abord, les trois premiers éléments de la section 1.4.1 montrent que les données nucléaires sont obtenues via des considérations statistiques. Les codes stochastiques reposent sur cette même idée que, s'il n'est pas possible de prédire précisément les étapes successives qu'un neutron particulier va rencontrer, il est possible de prédire grâce à un tirage aléatoire effectué sur des grands nombres les étapes moyennes qu'une population de neutrons va rencontrer.

Soit X une variable aléatoire continue caractérisée par sa densité de probabilité $f_X(x)$. Si a et b sont deux valeurs de l'ensemble de définition D de $f_X(x)$, la probabilité P_X pour que la valeur de x de X soit comprise entre a et b est donnée par :

$$P_X(a < x < b) = \int_a^b f_X(x) dx \quad (2.23)$$

Sont définis, aux équations 2.24 et 2.25, l'espérance $E(X)$ et la variance $V(X)$ qui caractérisent respectivement la valeur moyenne et la dispersion de la variable aléatoire.

$$E(X) = \int_D x f_X(x) dx \quad (2.24)$$

$$V(X) = E(X^2) - E(X)^2 \quad (2.25)$$

Est également définie la fonction de répartition $F_X(y)$ qui caractérise la probabilité pour que la variable aléatoire ait une valeur inférieure à y (voir équation 2.26). Cette fonction possède des images appartenant à $[0; 1]$. Si y tend vers $-\infty$ alors nécessairement la fonction de répartition tend vers 0. À contrario, si y tend vers $+\infty$, la probabilité pour que la variable aléatoire soit inférieure à y tend vers 1.

Par inversion de la fonction de répartition, il est possible de générer à partir de nombres compris entre 0 à 1 des valeurs pour la variable aléatoire, soit d'effectuer un échantillonnage. Ce procédé se révèle idéal dans le cadre d'un tirage aléatoire numérique compris entre 0 et 1. Toutefois, les fonctions de répartitions peuvent s'avérer coûteuses, voire impossibles à inverser. Des algorithmes sont alors utilisés pour contourner cette étape via un paradigme nouveau. Ces algorithmes introduisent des méthodes de rejets qui visent à tester la pertinence d'une valeur d'échantillonnage en la comparant à une autre valeur d'échantillonnage. Cette façon de faire permet d'éliminer des biais introduits par la méthodologie Monte-Carlo.

Cet arsenal, ici très succinctement présenté, conduit à définir des densités de probabilité à partir des grandeurs neutroniques, des sections efficaces notamment. L'équation de transport peut être résolue sur un support comme celui proposé par le tracking, introduit à la section 2.1.5. La variable aléatoire est alors la distance parcourue par un neutron avant une première collision. L'équation utilisée n'est pas découpée via un maillage énergétique, elle est utilisée à énergie continue. Ainsi, via la section efficace macroscopique totale Σ_t , il est possible de déterminer la fonction de répartition $F_X(y)$ qui correspond à la distance y que parcourt le neutron d'énergie E avant sa première collision.

$$F_X(y) = \int_0^y \Sigma_t(E) e^{-x\Sigma_t(E)} dx = 1 - e^{-y\Sigma_t(E)} \quad (2.26)$$

Il est ensuite nécessaire de compter les issues des tirages aléatoires afin de déterminer le flux. Ce procédé de tirages aléatoires est répété plusieurs fois, soit pour plusieurs cycles, afin d'améliorer la variance du résultat. En ce qui est du k_{eff} il est calculé grâce au ratio entre le nombre de neutrons initiaux au cycle $n + 1$ et le même nombre au cycle n .

Si la précision d'une solution déterministe repose sur de nombreuses considérations comme la qualité du maillage énergétique, la performance de l'autoprotection ou de la méthode de résolution, la précision d'une solution stochastique repose essentiellement sur la qualité de l'évaluation des données nucléaires et le nombre de tirages aléatoires effectués. Une méthode de résolution stochastique permet d'utiliser des sections efficaces continues ou des sections efficaces continues par morceaux. Lorsque les équations continues en énergie sont résolues, les diffusions anisotropes sont plus facilement prises en compte et il n'y a pas besoin d'autoprotéger les résonances, ce qui est un biais majeur des calculs déterministes. Ainsi, les résultats obtenus par calculs stochastiques pour les équations à énergie continue sont considérés comme des références auxquelles sont comparés les résultats déterministes. Cette comparaison per-

met par exemple de valider un calcul réseau déterministe. Du fait du recours aux tirages aléatoires, les méthodes Monte-Carlo sont plus coûteuses en temps de calcul que ne le sont les méthodes déterministes mais leur précision peut être poussée à l'extrême en augmentant le nombre de tirages aléatoires et le nombre de cycles.

2.1.7 Calcul d'évolution et burnup

Les résolutions stochastiques et déterministes discutées ci-avant permettent de déterminer le flux dans une cellule élémentaire dans des conditions stationnaires. Dans un réacteur nucléaire, la composition atomique des matériaux, notamment celle du combustible, change au cours du temps. Dans le but de simuler le fait que le temps passe et que le combustible brûle, des calculs en évolution sont réalisés. Ces calculs ont recours aux équations de Bateman afin de faire évoluer les différentes concentrations isotopiques.

Les équations de Bateman expriment que la variation de la population d'un noyau est due à tous les phénomènes nucléaires auxquels les noyaux sont sujets. Un noyau X peut voir sa population N_X décroître s'il se désintègre radioactivement ou s'il absorbe une particule. La section efficace d'absorption comprend, entre autres, la section efficace de fission et de capture. La population N_X peut croître si X est produit à partir d'un noyau père par fission, s'il est produit par désintégration à la suite d'une capture. Alors, en connaissant les différentes sections efficaces, les chaînes de désintégration et les temps de demi-vie, tous introduits à la section 1.4.1, ainsi que le flux et les concentrations initiales de noyaux, il est possible de simuler le fait que le combustible brûle. Le calcul des concentrations des isotopes au cours du temps dans le réacteur est ainsi réalisable. Un exemple général d'équation de Bateman est donné via l'équation 2.27 où est exprimée la variation de la population N_X du noyau X .

$$\frac{dN_X}{dt} = -(\lambda_X + \sigma_{a,X} \phi) N_X + \sum_P (\lambda_{P \rightarrow X} + \sigma_{P \rightarrow X} \phi + \gamma_{P,X} \sigma_{f,P} \phi) N_P \quad (2.27)$$

où

- N_X et N_P sont le nombre de noyaux X et de noyaux pères P
- λ_X est la constante de désintégration de l'isotope X en s^{-1}
- $\sigma_{a,X}$ est la section efficace microscopique d'absorption de l'isotope X en cm^2
- ϕ est le flux en $cm^{-2}.s^{-1}$
- $\lambda_{P \rightarrow X}$ est le produit de la constante de désintégration de P et du taux de production, à partir de P , du noyau X en s^{-1}

- $\sigma_{P \rightarrow X}$ est la section efficace de production de X depuis P (hors fission) en cm^2
- $\gamma_{P,X}$ est le rendement de fission de P vers X
- $\sigma_{f,P}$ est la section efficace de fission de P en cm^2

Si une résolution analytique de ce système d'équations est théoriquement possible, le nombre de noyaux impliqués et l'éventail des réactions possibles pour chaque noyau rendent une telle entreprise très coûteuse. Couramment, des méthodes de résolutions numériques sont employées. Si le temps écoulé est évoqué ici pour caractériser l'évolution des isotopes dans le réacteur, en pratique et pour le combustible est utilisée la grandeur burnup B en mégawatt jour par tonne initiale de noyaux lourds, ou d'actinides, ($MW.d.t^{-1}$). Le burnup est obtenu en intégrant la puissance par rapport au temps, comme présenté à l'équation 2.28.

$$B(t) = \frac{V}{W} \int_0^t dt' \langle H\phi(t') \rangle \quad (2.28)$$

où

- V est le volume de combustible en cm^3
- W est la masse initiale en isotopes lourds
- ϕ est le flux en $cm^{-2}.s^{-1}$
- H est un facteur qui quantifie l'énergie produite par les réactions dues aux neutrons, en $MW.s.m^{-1}$

Cette grandeur permet notamment d'établir la quantité d'énergie qu'il est encore possible de récupérer dans un élément de combustible, soit l'inventaire isotopique. Dans les faits, les différents éléments de combustible disposés dans un réacteur ne sont pas soumis au même flux du fait de la géométrie du réacteur. Alors, ils ne produisent pas la même quantité d'énergie pour un même temps de résidence dans le cœur. C'est pourquoi la grandeur burnup s'avère plus pertinente que le simple temps pour caractériser l'état du combustible. Ainsi des cibles de burnups sont définies, soit des burnups à atteindre pour chaque élément de combustible à la fin de son utilisation.

2.2 Échelle cœur : équation de diffusion et résolution

2.2.1 Lien entre calcul réseau et calcul cœur

S'il est théoriquement possible de résoudre analytiquement l'équation de transport à l'échelle cœur comme elle est déjà résolue à l'échelle réseau, ce procédé se révèle coûteux en temps de calcul. Est alors choisi de résoudre l'équation de diffusion à l'échelle cœur tant

cette approche est raisonnable en terme de temps de calculs. Le calcul réseau permet alors la mise à disposition d'une base de données robuste qui sert le calcul cœur. Cette base de données se doit de couvrir l'ensemble des possibles du cadre d'étude. En fonction de la simulation entreprise, des grandeurs d'intérêts sont sélectionnées. Ces grandeurs sont appelées dimensions dans le reste de ce manuscrit. Parmi les dimensions typiques se trouve le burnup, la quantité de bore dans le modérateur, la masse volumique du caloporteur ou sa température. Les valeurs de ces dimensions ne sont pas les mêmes au cours du temps et ne sont pas les mêmes pour chaque cellule dans le réacteur. Elles ont toutefois un impact local qui se répercute sur l'ensemble du réacteur. Pour modéliser au mieux le cœur, il est nécessaire d'estimer l'impact des différentes valeurs des dimensions aux différentes localisations du réacteur. Ainsi est requise une base de données qui couvre l'ensemble des comportements des plages de fonctionnements.

Les coefficients de diffusion des cellules ainsi que les sections efficaces sont requis pour un calcul de diffusion. Le nombre de données est réduit grâce aux procédés d'homogénéisation et de condensation, présentés à la section 2.1.5. De plus, certains isotopes comme le xénon peuvent avoir un impact important sur l'évolution du réacteur. Il est possible alors d'ajouter la section efficace du xénon dans la base de données. D'autres données peuvent être utiles en fonction du calcul entrepris. Les dimensions sont ensuite interpolées, les valeurs recouvrées servant alors en tant que paramètres dans l'équation de diffusion qui est à résoudre.

2.2.2 Équation de diffusion

L'équation de diffusion des neutrons provient d'une loi empirique. Cette loi, appelée loi de Fick, postule que le courant neutronique est proportionnel au gradient du flux. La loi de Fick, au point \vec{r} et après condensation des G groupes d'énergies en G_{cond} groupes, est présentée à l'équation 2.29.

$$\forall g \in \llbracket 1, G_{cond} \rrbracket, \quad \vec{J}_g(\vec{r}) = D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) \quad (2.29)$$

où

- J_g est le courant neutronique en $cm^{-2}.s^{-1}$
- D_g est le tenseur diagonal des coefficients de diffusion en cm
- $\vec{\nabla}(\phi_g)$ est le gradient du flux en $cm^{-3}.s^{-1}$

Le courant neutronique est égal à la réduction sur $\vec{\Omega}$ du produit de la direction angulaire et du flux angulaire, soit $\vec{\Omega}\phi$. Il apparaît alors dans l'équation 2.10 après réduction de cette dernière sur $\vec{\Omega}$. En substituant le courant neutronique grâce à la loi de Fick, est alors obtenue l'équation de diffusion présentée ci-après :

$$\forall n \in \llbracket 1, G_{cond.} \rrbracket, \quad Q_g(\vec{r}) = \Sigma_{t,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) \quad (2.30)$$

Des deux côtés de cette équation est soustrait le taux de diffusion d'un groupe d'énergies vers lui-même. Cette manipulation vise à simplifier la résolution numérique. La section efficace macroscopique totale devient alors $\Sigma_{r,g}$, définie à l'équation 2.31.

$$\Sigma_{r,g}(\vec{r}) = \Sigma_g(\vec{r}) - \Sigma_{s_0,g \leftarrow g}(\vec{r}) \quad (2.31)$$

Le terme Q_g , introduit à l'équation 2.10, est également réduit sur $\vec{\Omega}$. La section efficace macroscopique de diffusion subit le changement opéré à l'équation 2.17. Alors, les équations de diffusion se réécrivent sous leur forme finale présentée ci-après :

$$\begin{aligned} & \forall g \in \llbracket 1, G_{cond.} \rrbracket \\ & \sum_{h=1, h \neq g}^{G_{cond.}} (\Sigma_{s_0,g \leftarrow h}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{k_{eff}} \nu \Sigma_{f,g,h}(\vec{r})) \phi_h = \Sigma_{r,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla}(\phi_g(\vec{r})) \end{aligned} \quad (2.32)$$

Résoudre l'équation de diffusion permet d'obtenir le flux dans les différentes régions du cœur. Ce flux, multiplié par la section efficace de la région considérée donne le taux de réaction présenté à la section 2.1.2. La section efficace dépend des différentes propriétés de la région : la température des matériaux et leur masse volumique. En introduisant l'énergie moyenne produite par réaction E_d , il est possible de trouver une expression de la puissance volumique produite en chaque région du cœur q''' . L'équation 2.33 obtenue fait le lien entre la puissance produite et les grandeurs thermodynamiques via la section efficace et le taux de réaction. À elle seule, elle met en lumière la façon dont la rétroaction du couplage opère, soit l'impact de la thermodynamique sur la neutronique.

$$\forall g \in \llbracket 1, G_{cond.} \rrbracket, \quad q'''(\vec{r}) = E_d(\vec{r}) \sum_{g=1}^{G_{cond.}} (R_g(\vec{r})) \quad (2.33)$$

2.2.3 Méthodes numériques de résolution

La forme finale du système d'équations de diffusion, les équations 2.32, est valable en chaque endroit \vec{r} du réacteur. Une fois réécrit sous forme matricielle, il apparaît comme un système aux valeurs propres pour lequel le flux est la solution à une constante multiplicative près. En utilisant des notations matricielles, le k_{eff} et en mettant le vecteur flux $[\Phi]$ en facteur, le système d'équations devient :

$$\left[\frac{1}{k_{eff}} [\chi] [\nu \Sigma_f]^T - [\Sigma_r] + [\nabla \cdot [D] \nabla] \right] [\Phi] = 0 \quad (2.34)$$

où

$$\begin{aligned} - [\chi] [\nu \Sigma_f]^T - [\Sigma_r] &= \left(\sum_{h=1, h \neq g}^{G_{cond.}} (\Sigma_{s0, g \leftarrow h} + \chi_g \nu \Sigma_{f, h}(\vec{r})) - \Sigma_{r, g} \right)_1^{G_{cond.}} \\ - [\nabla \cdot [D] \nabla] &= \vec{\nabla} \cdot D_g \vec{\nabla} \end{aligned}$$

Cette équation peut alors être résolue grâce à la méthode des différences finies ou encore grâce à la méthode des éléments finis. La valeur propre positive la plus petite en valeur absolue correspond à l'inverse du k_{eff} , soit au mode fondamental du réacteur. Les autres solutions, hormis celle de flux nul, sont les harmoniques du flux et correspondent physiquement aux modes d'excitation du réacteur qui peuvent servir une analyse de stabilité. Comme cela est introduit dans la section 2.1.2, reste à déterminer le flux exact soit de fixer la constante multiplicative. Pour cela est utilisée la puissance totale du réacteur en qualité de norme.

CHAPITRE 3 Théorie à la base des calculs thermohydrauliques

Ce chapitre introduit les trois équations de conservation qui sont à résoudre afin de réaliser l'analyse d'un système thermohydraulique monophasique en régime stationnaire. Si la transition sous-critique supercritique survient dans les tubes de force, il est considéré que le fluide est en tout temps monophasique : il n'y a pas d'interface entre plusieurs phases. Sont également introduites les principales équations additionnelles et les nombres adimensionnels associés, indispensables à la résolution. Le cadre général considéré est un écoulement dans une canalisation de SCWR Canadien. L'essentiel des définitions et expressions utilisées sont adaptées de [43].

3.1 Équation de conservation de la masse

La première équation de conversation est l'équation de conservation de la masse. Elle est présentée ici sans prise en compte de réactions nucléaires de création ou de destruction de masse. Elle s'établit dans un volume géométrique de contrôle $dx dy dz$ dans lequel s'écoule le fluide. Dans ce volume est réalisé un bilan de matière entre un instant quelconque t et un second instant $t + \delta t$. Le changement de masse dans le volume est égal à la somme de tous les termes de variations, soit la somme algébrique de tous les débits massiques $\rho \vec{u}$ entrants et sortants du volume de contrôle, avec ρ la masse volumique du fluide et \vec{u} sa vitesse. Les débits massiques proviennent de chacune des faces du volume de contrôle. L'équation de conservation de la masse s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.1)$$

Comme pour la neutronique, présentée au chapitre 2, les phénomènes thermohydrauliques traités sont stationnaires : les équations ne sont pas dépendantes du temps. L'équation stationnaire confère la conservation du débit massique, elle s'écrit :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.2)$$

3.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement, ou équation de Navier-Stokes, s'obtient de la même manière que l'équation de conservation de la masse. Un bilan de quantité

de mouvement est réalisé dans le volume de contrôle $dx dy dz$ entre t et $t + \delta t$. Outre le ruissellement, les variations de quantité de mouvement dans une canalisation de SCWR Canadien sont dues à l'action de trois forces : la gravité, les frottements et les différences de pression. Si le poids est une force volumique, qui s'applique simultanément à l'intégralité d'un corps, les frottements et la pression sont des forces surfaciques, elles s'appliquent au niveau d'interfaces. Si l'on considère un écoulement comme la superposition de plusieurs couches de fluide, chacune caractérisée par une vitesse et une position, les frottements internes au fluide interviennent aux interfaces de ces couches. Les frottements externes surviennent entre le fluide et la paroi de la canalisation ou les gaines du combustible. Quant à la pression, elle s'applique sur l'ensemble des surfaces du volume de contrôle. En l'absence de force volumique autre que la gravité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est définie comme :

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{g} \quad (3.3)$$

où

- $\vec{\nabla}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u})$ est le terme géométrique ou d'accélération, en $kg.m^{-2}.s^{-2}$
- p est la pression, en Pa
- $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur des contraintes, en Pa
- \vec{g} est l'accélération gravitationnelle, d'une valeur de $9.81 m.s^{-2}$

Le fluide s'écoule des zones de haute pression jusqu'aux zones de basse pression ce qui justifie le signe négatif devant le gradient. Par symétrie radiale de la canalisation, il se simplifie en la dérivée de la pression par rapport à la direction de la canalisation. Le tenseur des contraintes représente l'effet des frottements qui ont lieu à l'intérieur et en périphérie du volume de contrôle. Ces efforts dissipent de la quantité de mouvement, ils sont liés à la viscosité du fluide. Par hypothèse d'incompressibilité, les frottements internes sont négligeables devant les frottements externes. Le tenseur des contraintes est alors amalgamé en un unique terme dissipatif qui représente le frottement entre fluide et parois, \vec{F}_{paroi} . Ce terme est obtenu grâce à des corrélations et la version simplifiée de l'équation de Navier-Stokes ainsi obtenue s'appelle l'équation d'Euler. Chaque assemblage comporte deux dispositifs qui visent à maintenir l'espacement entre les éléments de combustible. Il s'agit des lacets autour des crayons ainsi que des grilles aux extrémités des assemblages. L'impact de ces deux éléments est incorporé à \vec{F}_{paroi} . Enfin, en raison de l'orientation verticale du SCWR Canadien, le poids est non nul. Finalement, l'hypothèse des régimes stationnaire est utilisée, ce qui simplifie l'équation 3.3 qui devient :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} p - \vec{F}_{paroi} + \rho \vec{g} \quad (3.4)$$

3.3 Équation de conservation de l'énergie

La dernière équation de conservation est l'équation de conservation de l'énergie. À l'instar des deux précédentes, un bilan d'énergie est réalisé entre les instants t et $t + \delta t$ dans le volume de contrôle $dx dy dz$. L'énergie massique e , donnée en $J.kg^{-1}$, fait intervenir l'enthalpie h et est définie comme :

$$e = h - \frac{p}{\rho} + \frac{|\vec{u}|^2}{2} \quad (3.5)$$

L'enthalpie est directement liée à la température du fluide via les lois de la thermodynamique. Le changement d'énergie dans le volume de contrôle est dû à trois types de phénomènes : le ruissellement naturel des particules, les échanges de chaleur du fluide avec le milieu ainsi que les efforts mécaniques dus aux forces introduites dans l'équation de Navier-Stokes. L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho e \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' + q''' - \vec{\nabla} p \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \bar{\tau} \cdot \vec{u} + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (3.6)$$

où

- $\vec{\nabla} \cdot (\rho e \vec{u})$ est le terme géométrique, en $J.m^{-3}.s^{-1}$
- \vec{q}'' est la densité du flux de chaleur, en $W.m^{-2}$
- q''' est la densité de puissance créée, en $W.m^{-3}$

Le terme de fuite géométrique représente l'énergie convoyée par les particules qui franchissent les interfaces du volume de contrôle. Les transferts thermiques peuvent s'opérer de trois façons différentes : par convection, conduction et rayonnement. Ici, les transferts thermiques par convection dominant, la conduction et le rayonnement étant négligés. La divergence de la densité du flux de chaleur \vec{q}'' symbolise les transferts thermiques surfaciques, qui ont lieu au niveau des parois en contact avec l'écoulement. Elle est précédée d'un signe négatif puisque la chaleur est transmise positivement des zones de plus haute température à celles de plus basse. Le terme de création volumique modélise des sources de chaleur non localisées. Pour un circuit primaire de réacteur nucléaire, hors réacteurs à sels fondus, ce terme est considéré nul. Les autres termes de l'équation sont les efforts induits par les forces de pression, de frottement ainsi que la variation d'énergie potentielle de pesanteur. Par hypothèse d'incompressibilité, la contribution des frottements internes est négligée. En faisant l'hypothèse des régimes stationnaires, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho e \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' - \vec{\nabla} p \cdot \vec{u} + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (3.7)$$

L'évaluation du paramètre \vec{q}'' requiert des modèles thermiques d'échange de chaleur, présentés aux sections 3.4.2 et 3.4.3. La détermination du gradient de pression se fait grâce aux équations d'Euler. Elles font intervenir \vec{F}_{paroi} qui s'obtient grâce à l'équation de Darcy-Weisbach, présentée à la section 3.4.4. En substituant l'énergie massique par son expression, l'équation 3.8 est obtenue. Elle permet de calculer la différence d'enthalpie en fonction de la chaleur transmise par l'élément de combustible au fluide. L'enthalpie donne accès, à pression donnée, à la température et la masse volumique du fluide.

$$\vec{\nabla} \cdot (\varrho h \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' - \vec{\nabla} \cdot \left(\varrho \frac{|\vec{u}|^2}{2} \vec{u} \right) + \varrho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (3.8)$$

3.4 Équations et modèles additionnels

3.4.1 Nombres adimensionnels

En mécanique des fluides des grandeurs adimensionnelles sont introduites afin de caractériser les phénomènes physiques prépondérants au sein d'un écoulement. Parmi ces grandeurs, sont couramment utilisés les nombres de Reynolds, de Nusselt et de Prandtl. Le nombre de Reynolds caractérise le régime d'écoulement d'un fluide qui est en général soit laminaire, transitoire ou turbulent. Un régime laminaire décrit le fluide comme une superposition de couches qui se déplacent toutes dans une même direction, à la fois globalement et localement. Un écoulement turbulent accuse des pertes de charge importantes du fait des frottements des particules fluides entre elles. Ces frottements provoquent localement des divergences dans la direction d'écoulement, soit des tourbillons internes. Le régime transitoire fait le lien entre régime turbulent et laminaire. Ainsi, le nombre de Reynolds sert à qualifier la prépondérance de l'inertie globale du fluide par rapport aux forces de frottement internes. Il renseigne sur la façon dont la quantité de mouvement du fluide est dissipée, soit la perte de charge, et est calculé grâce à l'équation 3.9.

$$Re = \frac{\varrho L_c u}{\mu} \quad (3.9)$$

où

- ϱ est la masse volumique du fluide $kg.m^{-3}$
- L_c est la dimension caractéristique de la conduite, en m
- u est la vitesse du fluide, en $m.s^{-1}$
- μ est la viscosité dynamique du fluide, en $kg.m^{-1}.s^{-1}$

Pour des conduites circulaires classiques, la dimension caractéristique est le diamètre D . Autrement, le diamètre hydraulique D_h est utilisé. Ce dernier permet de généraliser la formule à des canalisations qui possèdent des sections transverses non circulaires. C'est notamment le cas du canal de combustible du SCWR Canadien qui est à section circulaire évidée. Le diamètre hydraulique est calculé grâce à la formule 3.10.

$$D_h = \frac{4S}{P} \quad (3.10)$$

où

- S est la section transverse d'écoulement, en m^2
- P le périmètre mouillé, en m

Lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à une valeur de 2000 environ, l'écoulement est considéré laminaire. Au-delà, l'écoulement est considéré transitoire puis turbulent lorsque le nombre de Reynolds dépasse la valeur de 3500. Ces valeurs sont indicatives et aiguillent vers différentes corrélations empiriques qui permettent de calculer des grandeurs d'intérêt dont les coefficients de frottements. Le nombre de Nusselt caractérise les transferts thermiques qui ont lieu entre l'écoulement et une paroi. Si le nombre de Nusselt est grand devant 1, les transferts thermiques se font surtout par convection. S'il est petit devant 1, la conduction thermique domine. Le nombre de Nusselt dépend grandement du nombre de Reynolds étant donné que la présence de turbulence renforce les transferts thermiques par convection. Il est défini comme :

$$Nu = \frac{h_N L_c}{\lambda} \quad (3.11)$$

où

- h_N est le coefficient de convection thermique, en $W.m^{-2}.K^{-1}$
- L_c est la dimension caractéristique de la conduite, en m
- λ est la conductivité thermique du fluide, en $W.m^{-1}.K^{-1}$

La corrélation de Dittus-Boelter, utilisée dans CATHENA [23], permet d'évaluer le nombre de Nusselt dans le cas d'une convection forcée. Cette corrélation est établie pour des conditions sous-critiques mais perd en précision dans le domaine supercritique. Cependant, dans le cadre de cette étude, elle est considérée satisfaisante même si d'autres corrélations peuvent être testées. En plus du nombre de Reynolds, la corrélation de Dittus-Boelter utilise le nombre de Prandtl, nombre qui renseigne sur la prépondérance des phénomènes thermiques par rapport aux phénomènes dynamiques au sein de l'écoulement. Si le nombre de Prandtl est grand

devant 1, les transferts thermiques sont très dépendants de la vitesse du fluide. Si le nombre de Prandtl est petit devant 1, les transferts thermiques sont rapides par rapport à la vitesse du fluide : le profil de température est quasi indépendant de la vitesse de l'écoulement. Il est calculé via l'équation 3.12.

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (3.12)$$

où

- μ est la viscosité dynamique du fluide, en $kg.m^{-1}.s^{-1}$
- C_p est la capacité thermique massique du fluide, en $J.kg^{-1}.K^{-1}$
- λ est la conductivité thermique du fluide, en $W.m^{-1}.K^{-1}$

3.4.2 Conduction thermique

La conduction thermique opère dans tous les éléments immobiles, les canalisations comme les crayons de combustible. C'est dans ces derniers que la production d'énergie thermique survient. L'équation de diffusion est établie en réalisant un bilan d'énergie pour un élément de volume du matériau considéré. Pour les géométries cylindriques (les crayons de combustible, par exemple), l'élément de volume préférentiel est une couronne qui possède comme axe de révolution l'axe de la canalisation. Cette couronne localisée en \vec{r} est immobile et l'hypothèse est faite qu'elle baigne dans un champ de pression uniforme. De plus, afin de simplifier la nomenclature, il est considéré que la capacité thermique d'un matériau est constante. L'équation de diffusion thermique s'écrit alors comme :

$$\varrho_m.C_{p,m.}(t) \frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}'' + q'''(\vec{r}, t) \quad (3.13)$$

où

- ϱ_m est la masse volumique du matériau, en $kg.m^{-3}$
- $C_{p,m.}$ est la capacité thermique du matériau, en $J.kg^{-1}.K^{-1}$
- T est la température du matériau, en K
- \vec{q}'' est la densité du flux de chaleur, en $W.m^{-2}$
- q''' est le terme source, en $W.m^{-3}$

Dans le cas des crayons, les réactions de fission, qui sont les principales contributrices à la création d'énergie thermique, ne surviennent pas de façon homogène dans l'espace. Le terme source q''' , introduit à la section 2.2.2, dépend de la position de l'élément de volume

considéré. De surcroît, la loi empirique de Fourier énonce que la densité de flux de chaleur est inversement proportionnelle au gradient de température, à une constante positive près. Une fois injectée dans l'équation de conduction, cette loi fait apparaître une nouvelle dépendance à la température. Soit k_m la constante de proportionnalité de la loi de Fourier du matériau, exprimée en $W.m^{-1}.K^{-1}$, et en régime stationnaire, l'équation devient :

$$-k_m. \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}(T(\vec{r}))) = q'''(\vec{r}) \quad (3.14)$$

Celle-ci exprime qu'en régime stationnaire il y a équilibre entre l'énergie créée dans le volume et l'énergie diffusée à ses interfaces. Le signe moins signifie que la chaleur transite des zones de plus haute température vers les zones de température plus basse.

3.4.3 Convection thermique

Du fait de l'écoulement du fluide, la convection est le mode de transfert d'énergie privilégié entre le caloporteur et les différents éléments de la canalisation. L'équation de Newton permet de calculer la puissance thermique échangée grâce à la différence de température entre une surface et le caloporteur.

$$|\vec{q}''| = h (T_s. - T_{cal}.) \quad (3.15)$$

où

- \vec{q}'' est la densité du flux de chaleur, en $W.m^{-2}$
- h_N est le coefficient de convection thermique, en $W.m^{-2}.K^{-1}$
- $T_s.$ est la température de la surface, en K
- $T_{cal}.$ est la température du caloporteur, en K

Le flux thermique total est obtenu en multipliant la densité de flux par la surface totale de contact. La densité de flux de chaleur intervient dans l'équation de conservation de l'énergie. Elle tient compte de toutes les interfaces d'échange dont les crayons de combustible. Le coefficient de convection thermique s'obtient en utilisant le nombre de Nusselt, présenté à la section 3.4, évalué grâce à la corrélation de Dittus-Boelter.

3.4.4 Frottement entre fluide et parois

La force de frottement \vec{F}_{paroi} est utilisée dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Elle s'oppose à l'écoulement et représente la force exercée par tout élément solide au contact du caloporteur. Sa norme est calculée grâce à l'équation 3.16 dite de Darcy-

Weisbach [43, 44]. Elle dépend du carré de la vitesse u du fluide ainsi que de sa masse volumique ρ en plus de faire intervenir des coefficients de frottement f et K .

$$|\vec{F}_{paroi}| = \frac{\rho u^2}{2 D_h} \left(f \frac{L}{D_h} + K \right) \quad (3.16)$$

où

- f est le coefficient de frottement de Moody ou Darcy
- L est la longueur de la conduite, en m
- D_h est le diamètre hydraulique, en m
- K est le coefficient de résistance hydraulique total

Le facteur de frottement f doit soit être lu dans des diagrammes ou être directement calculé via des corrélations qui dépendent des conditions de l'écoulement [26]. Bien qu'il soit défini pour des écoulements isothermes, un facteur de correction peut lui être appliqué afin de prendre en compte le changement de température du fluide [26]. Il peut être remplacé par le facteur de frottement de Fanning qui lui est 4 fois inférieur. Dans ces équations interviennent le nombre de Reynolds et le coefficient de rugosité relative ϵ' qui est obtenu en divisant la taille moyenne des aspérités en surface de conduite avec le diamètre hydraulique de la conduite. La forme de l'équation de Darcy-Weisbach présentée ici prend en compte les pertes mineures qui proviennent des obstacles rencontrés par l'écoulement autres que la paroi de la canalisation. Elles sont amalgamées par le coefficient de résistance total K , adimensionné. Pour un assemblage de SCWR Canadien, les obstacles sont essentiellement les crayons et les éléments de maintien du combustible.

3.5 Brève description de l'algorithme de résolution

Les calculs neutroniques permettent de déterminer le taux de réaction en chaque nœud du cœur. Ces taux de réactions, multipliés à l'énergie produite par réaction, permettent de calculer la puissance thermique produite par l'ensemble des éléments de combustible. Cette puissance volumique produite en un nœud intervient dans l'équation de diffusion thermique en tant que terme source. L'équation de diffusion, couplée à l'équation de convection, permet alors de déterminer la température de surface de la gaine. Le rôle thermique des tubes de forces et de la conduite centrale est également pris en compte. Les deux utilisent un modèle de conduction thermique couplé avec la convection du caloporteur et, pour le tube de force, la conduction du modérateur. Cette température donne accès à la densité de flux thermique échangé entre crayons et caloporteur. Les densités de flux thermiques qui interviennent aux

autres interfaces de l'écoulement sont évaluées de la même façon. Parallèlement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement donne accès au gradient de pression. Les différents termes de perte de pression sont calculés, selon leur nature, soit directement soit grâce aux équations de Darcy-Weisbach. Grâce à la puissance surfacique des crayons et au gradient de pression, l'équation de conservation de l'énergie permet de déterminer l'enthalpie du fluide. Grâce aux lois de la thermodynamique, l'enthalpie donne accès à la température du fluide et immédiatement à sa masse volumique. Par conservation du débit massique, la distribution de masses volumiques donne accès à une nouvelle distribution de vitesses.

La résolution numérique nécessite alors un schéma d'intégration qui, à partir d'une situation initiale et des conditions aux limites, permet d'itérer les calculs jusqu'à ce qu'ils convergent vers une solution stable. La solution est stable si les distributions de vitesses, températures et masses volumiques obtenues après calcul correspondent aux distributions initiales utilisées par l'algorithme. Les distributions convergées de températures et masses volumiques servent d'entrées pour le calcul neutronique suivant.

CHAPITRE 4 Calcul réseau

4.1 Algorithme

Le calcul réseau est réalisé via DRAGON. Son principe de fonctionnement repose sur la mise bout à bout d'opérations élémentaires réalisées grâce à des modules dédiés. Les noms des modules sont de la forme **NOM:**, toute la documentation technique usitée provient de [3]. L'algorithme est présenté à la figure 4.1, y apparaissent tous les modules utilisés. Initialement, la géométrie est définie grâce à un appel à **GEO:**. Sur cette géométrie est réalisée le tracking via le module **NXT:**. La boucle débute par le calcul d'autoprotection réalisé par le module **SHI:** qui rassemble les matériaux (ou mix) définis par **LIB:** et les fichiers résultants du tracking. Avec les sections efficaces autoprotégées et dans le but d'utiliser la méthode des PIJ, le module **ASM:** est appelé afin de calculer les matrices des PIJ pour la cellule. Le module **FLU:** calcule ensuite le flux solution de l'équation de transport. Alors, le module **EVO:** utilise ce flux afin de mettre à jour les inventaires isotopiques pour le pas de temps suivant. Parallèlement le module **EDI:** prépare l'ajout à la base de données réacteur, la multicompo. Pour ce faire, **EDI:** condense et homogénéise les sections efficaces. L'ajout à la multicompo est réalisé par **COMPO:** qui avait été utilisé au préalable pour initialiser l'objet multicompo. Le pas de temps suivant est ensuite amorcé jusqu'à ce que l'évolution soit complètement réalisée. Les fichiers d'entrée sont accessibles via l'annexe B.

Le réflecteur du SCWR Canadien est le modérateur, soit de l'eau lourde. À la suite du calcul initial de flux, le module **EDI:** est appelé afin d'isoler les propriétés de l'eau lourde présente dans la cellule. Ces propriétés sont ensuite utilisées par le module **CPO:** afin de créer une base de données appelée compo qui est ici dédiée au réflecteur.

La boucle d'évolution se décompose en plusieurs étapes temporelles et est présentée à la section 4.4. Deux modèles d'évolution du combustible sont considérés. Le premier vise un burnup de sortie de 70 GW.d.t^{-1} au bout de 3 cycles de 405 jours, soit une puissance de cellule de 57.61 MW.t^{-1} . Ce modèle est bâti pour un réacteur de 2540 MWth. Le deuxième modèle, proposé par [8], vise un burnup de 50 GW.d.t^{-1} au bout de 4 cycles de 325 jours chacun, soit une puissance de cellule de 38.40 MW.t^{-1} pour un réacteur de 2032 MWth. Il permet de réduire les températures maximales au niveau de la gaine [8] et ajoute un cycle afin d'assurer des burnups de sortie suffisamment grands. Par la suite, les deux modèles sont appelés respectivement *3c* et *4c*.

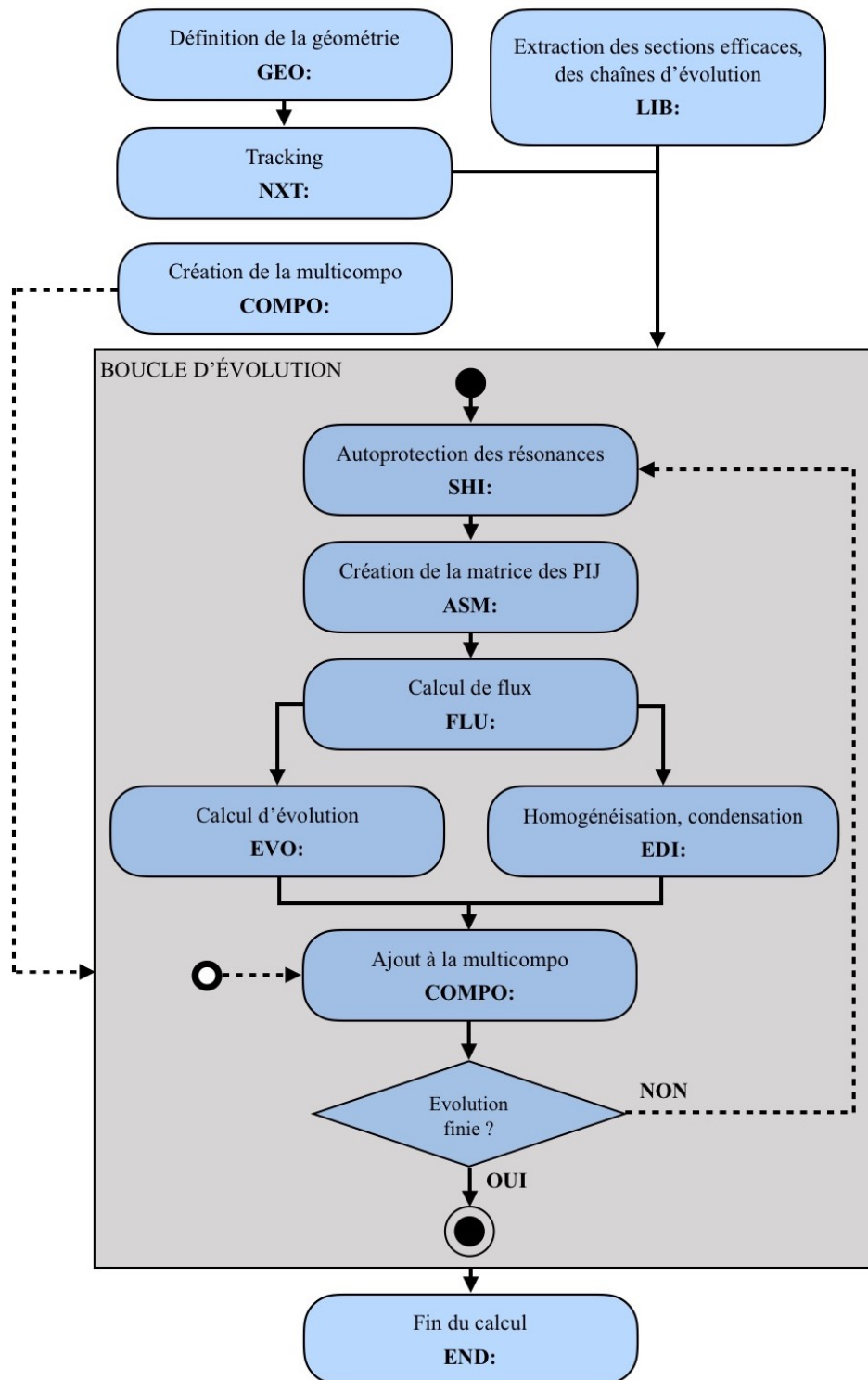


Figure 4.1 Algorithme du calcul DRAGON

4.2 Géométrie et composition des cellules

4.2.1 Éléments techniques

La géométrie de la cellule élémentaire est explicitée dans le tableau 4.1. Les crayons de combustible forment deux couronnes de 32 crayons chacune. Dans chaque couronne, externe et interne, sont présents 24 crayons sans poison consommable et 8 crayons avec poison consommable. Le poison en question est le gadolinium dont les isotopes impairs sont neutrophages. Son rôle est de limiter le flux en début de cycle. Les crayons avec poison, répartis de façon régulière dans chaque couronne, sont représentés à la figure 4.2. Afin de préserver les symétries, sont omis les lacets enroulant les crayons.

Tableau 4.1 Placement et composition des différents éléments de la cellule, adapté de [25]

Composant	Dimensions	Matériau
Caloporteur	-	Eau légère
Tube central d'écoulement	4.6 cm de rayon interne 0.1 cm d'épaisseur	Acier inoxydable 310 enrichi en zirconium
Gaine	0.06 cm d'épaisseur	Acier inoxydable 310 enrichi en zirconium
Revêtement interne	7.2 cm rayon interne 0.05 cm d'épaisseur	Acier inoxydable 310 enrichi en zirconium
Isolant	7.25 cm rayon interne 0.55 cm d'épaisseur	Oxydes de zirconium stabilisés avec des oxydes d'Yttrium
Revêtement externe	7.8 cm rayon interne 0.05 cm d'épaisseur	Alliage de zirconium
Tube de force	7.85 cm rayon interne 1.2 cm d'épaisseur	Alliage de zirconium
Modérateur	Section carrée de 25 cm de longueur	Eau lourde
Crayons de combustible couronne interne (24)	Rayon de 0.415 cm Pas de réseau 5.4 cm	Mix 1, 2 et 3 (cf. Tableau 4.3)
Crayons consommables couronne interne (8)	Rayon de 0.415 cm Pas de réseau 5.4 cm	Mix 4, 5 et 6 (cf. Tableau 4.3)
Crayons de combustible couronne externe (24)	Rayon de 0.44 cm Pas de réseau 6.575 cm	Mix 7, 8 et 9 (cf. Tableau 4.3)
Crayons consommables couronne externe (8)	Rayon de 0.415 cm Pas de réseau 5.4 cm	Mix 10, 11 et 12 (cf. Tableau 4.3)

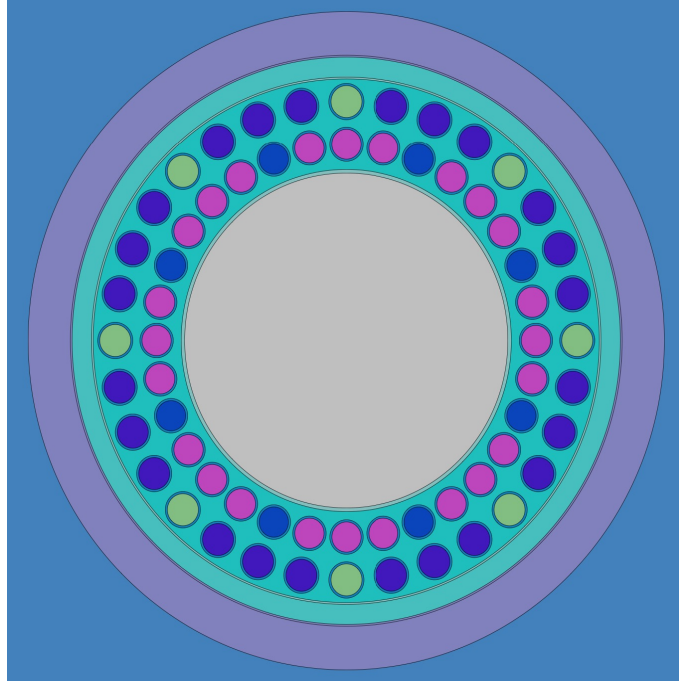


Figure 4.2 Géométrie physique monoassemblage avec crayons absorbants en bleu (intérieur) et vert (extérieur)

Hormis la composition des crayons, les propriétés des matériaux sont répertoriées dans le tableau 4.2. La masse volumique de l'eau légère et la température de chacun des composants varient en fonction de la hauteur dans le cœur. Comme cela est proposé dans [25], l'enrichissement des crayons dépend également de leur hauteur. La hauteur totale du réacteur est alors découpée en trois zones avec comme origine le fond du cœur : la zone 0-3 m, la zone 3-4 m et la zone 4-5 m. Trois cellules différentes sont ainsi modélisées. Pour chaque cellule, les températures des composants sont évaluées en réalisant la moyenne des températures du composant sur la zone. La masse volumique du caloporteur est évaluée de la même manière. Les données utilisées sont tirées de [25].

Tableau 4.2 Composition des matériaux (hors combustible), adapté de [25]

Matériau	Composition (%m)	Masse volumique (g.cm ⁻³)
Eau légère	H : 11.19 - D : 0.0035 - O : 88.81	variable
Eau lourde	H : 0.0168 - D : 20.09 O : 79.90 - B : 1.0E-10	1.0851
Acier inoxydable 310 enrichi en zirconium	C : 0.034 - Si : 0.51 - Mn : 0.74 - P : 0.016 S : 0.002 - Ni : 2.82 - Cr : 25.04 Fe : 51.738 - Mo : 0.51 - Zr : 0.59	7.9
Oxydes de zirconium stabilisés avec des oxydes d'Yttrium	Zr : 66.63 - Y : 7.87 - O : 25.5	5.37
Alliage de Zirconium	Sn : 3.5 - Mo : 0.8 Nb : 0.8 Zr : 94.9	6.52

4.2.2 Combustible

Les propriétés des matériaux qui composent les crayons de combustibles sont répertoriées dans le tableau 4.3. Le gadolinium utilisé est naturel, son isotopie est détaillée. Les crayons des couronnes externes contiennent moins de plutonium que les crayons des couronnes internes. L'enrichissement en plutonium et la teneur en gadolinium décroissent avec la hauteur : les crayons de la zone 0-3 m sont ceux qui contiennent le plus de plutonium et le plus de gadolinium. Ces étalonnages permettent respectivement de produire un profil radial dans chaque cellule et un profil axial de puissances dans le réacteur plus homogènes [8]. Ainsi, les températures maximales en surface de gaine et au sein des crayons sont réduites.

Tableau 4.3 Composition du combustible, adapté de [25]

Matériau	Hauteur	Composition (%m)	Masse volumique (g.cm ⁻³)
Plutonium vecteur isotopique	-	Pu238 : 2.75 - Pu239 : 51.96 - Pu240 : 22.96 Pu241 : 15.23 - Pu242 : 7.1	-
Thorium vecteur isotopique	-	Th232 : 100	-
Gadolinium vecteur isotopique	-	Gd152 : 0.19 - Gd154 : 2.13 - Gd155 : 14.58 Gd156 : 20.30 - Gd157 : 15.62 Gd158 : 24.95 - Gd160 : 22.23	-
Mix 1	0-3 m	Pu : 11.293 - Th : 76.632 - O : 12.075	9.91
Mix 2	3-4 m	Pu : 10.851 - Th : 77.072 - O : 12.077	9.91
Mix 3	4-5 m	Pu : 10.146 - Th : 77.775 - O : 12.079	9.91
Mix 4	0-3 m	Pu : 10.954 - Th : 74.333 - O : 12.11 Gd : 2.603	9.82
Mix 5	3-4 m	Pu : 10.635 - Th : 75.53 - O : 12.10 Gd : 1.735	9.85
Mix 6	4-5 m	Pu : 9.943 - Th : 76.219 - O : 12.103 Gd : 1.735	9.85
Mix 7	0-3 m	Pu : 9.034 - Th : 78.882 - O : 12.084	9.87
Mix 8	3-4 m	Pu : 8.682 - Th : 79.233 - O : 12.085	9.87
Mix 9	4-5 m	Pu : 8.117 - Th : 79.796 - O : 12.087	9.87
Mix 10	0-3 m	Pu : 8.764 - Th : 76.515 - O : 12.118 Gd : 2.603	9.79
Mix 11	3-4 m	Pu : 8.508 - Th : 77.649 - O : 12.108 Gd : 1.735	9.81
Mix 12	4-5 m	Pu : 7.955 - Th : 78.20 - O : 12.11 Gd : 1.735	9.81

4.3 Vérification des paramètres de modélisation

Les résultats obtenus avec DRAGON sont comparés à une modélisation SERPENT afin d'être validés. Au préalable, la précision de la modélisation SERPENT a été évaluée. Au-delà de 5000 neutrons par cycles, 500 cycles actifs et 50 cycles inactifs, les écarts entre les résultats sont de l'ordre du bruit statistique inhérent aux calculs stochastiques. Plusieurs paramètres sont testés afin de déterminer quelle est la meilleure configuration à mettre en place pour modéliser la cellule élémentaire sous DRAGON. Les grandeurs d'évaluation des différentes configurations sont la précision, évaluée en pcm ou en mk, ainsi que le temps de calcul. Afin

de créer les multicompos, il est nécessaire d'effectuer un nombre important de calculs, d'où la nécessité d'optimiser au mieux le temps d'exécution. L'hypothèse est faite que le comportement de la modélisation est indépendant de la boucle d'évolution : les résultats sont obtenus pour le modèle *3c* et sont étendus au modèle *4c*.

Certains paramètres de modélisation sont fixés grâce à des retours d'expérience des membres de l'IGN : ils ne sont pas discutés ici et la liste des options retenues est donnée ci-après. Le tracking est isotrope. Une correction de transport dite APOLLO est appliquée, elle se base sur les sections linéaires anisotropes de diffusion [3]. Les modules **SHI:** et **ASM:** sont utilisés avec leurs options par défaut. Le calcul de flux est un calcul type K avec un modèle de fuite B0 avec buckling nul. L'introduction du modèle de fuite B0 produit un écart de l'ordre du pcm avec un calcul sans fuite. Le recours au modèle B0 est purement technique. Enfin, l'homogénéisation se fait pour la cellule entière. Les paramètres qui sont testés ou discutés dans les sous-sections suivantes sont : la géométrie des crayons, le maillage énergétique, les options de tracking, les options de condensation ainsi que les étapes d'évolution. De façon synthétique :

- * *Géométrie des crayons* : 12 demi-couronnes concentriques de même surface par crayon
- * *Maillage* : XMAS-172
- * *Tracking* : 9 angles azimutaux, 75 lignes par cm
- * *Condensation* : 3 groupes délimités par 608.1 keV et 2.7679 eV
- * *Schéma d'évolution* : type REP

4.3.1 Géométrie de calcul des crayons de combustibles

Pour un calcul déterministe, deux géométries de calcul sont utilisées : la géométrie d'autoprotection et la géométrie de flux, qui est habituellement une géométrie d'autoprotection raffinée. Les géométries d'autoprotection et de flux sont représentées dans cet ordre à la figure 4.3. Le détail de ces géométries est accessible via l'annexe B dans la procédure de définition de la géométrie. La présence de gadolinium introduit des difficultés dans la modélisation sous SERPENT et sous DRAGON. Si l'élément de combustible contenant du gadolinium n'est pas décomposé en un nombre suffisant de couronnes concentriques qui évoluent indépendamment, la résolution est incorrecte : l'autoprotection est mal réalisée et le flux obtenu est en erreur. Cette contrainte s'applique également aux résolutions stochastiques [45]. Dans le cas d'assemblages de REP, il est nécessaire de décomposer les crayons en au moins 6 couronnes de même surface pour le calcul de flux [45]. Dans le cas présent, une géométrie optimale n'a pas été recherchée. La décomposition des crayons pour les deux géométries sous DRAGON

est présentée en troisième position à la figure 4.3. Sont utilisées 12 demi-couronnes de même surface. Les résultats obtenus avec cette géométrie se révèlent suffisamment performants en temps de calcul et en précision pour être conservés. Ils sont comparés avec une modélisation SERPENT qui décompose les crayons en 6 couronnes concentriques.

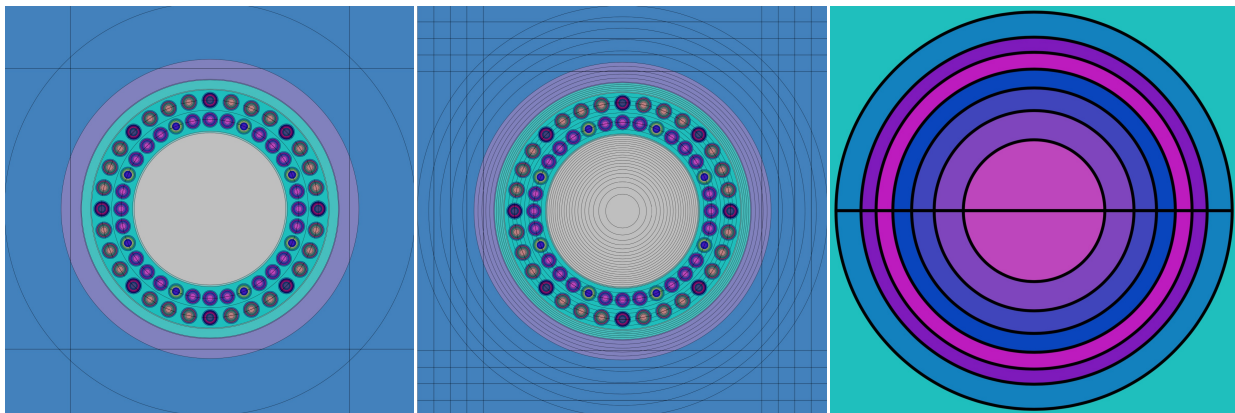


Figure 4.3 Géométries monoassemblages d'autoprotection, de flux et du crayon de combustible

4.3.2 Bibliothèque de sections efficaces et maillage énergétique

Toutes les bibliothèques candidates sont au format DRAGLIB, elles utilisent les données ENDFB-VII.0. Si des WIMSLIBs ont été dans un premier temps considérées, celles-ci ne contiennent pas de données quant à l'yttrium, présent en quantité non-négligeable dans l'isolant, ce qui compromet leur utilisation. Trois maillages candidats ont été considérés : XMAS-172, SHEM-295 et SHEM-361. Les écarts entre les k_{eff} des modélisations DRAGON et SERPENT pour les trois assemblages, pour un tracking (9 - 75.0), sont présentés à la figure 4.4. Sur ces graphiques sont délimités les fins (barres verticales continues noires) et débuts de chaque cycle (barres verticales pointillées noires). Comme évoqué précédemment, afin de construire des bases de données suffisamment robustes, les simulations DRAGON se déroulent sur un cycle supplémentaire, soit 4 cycles au total ici.

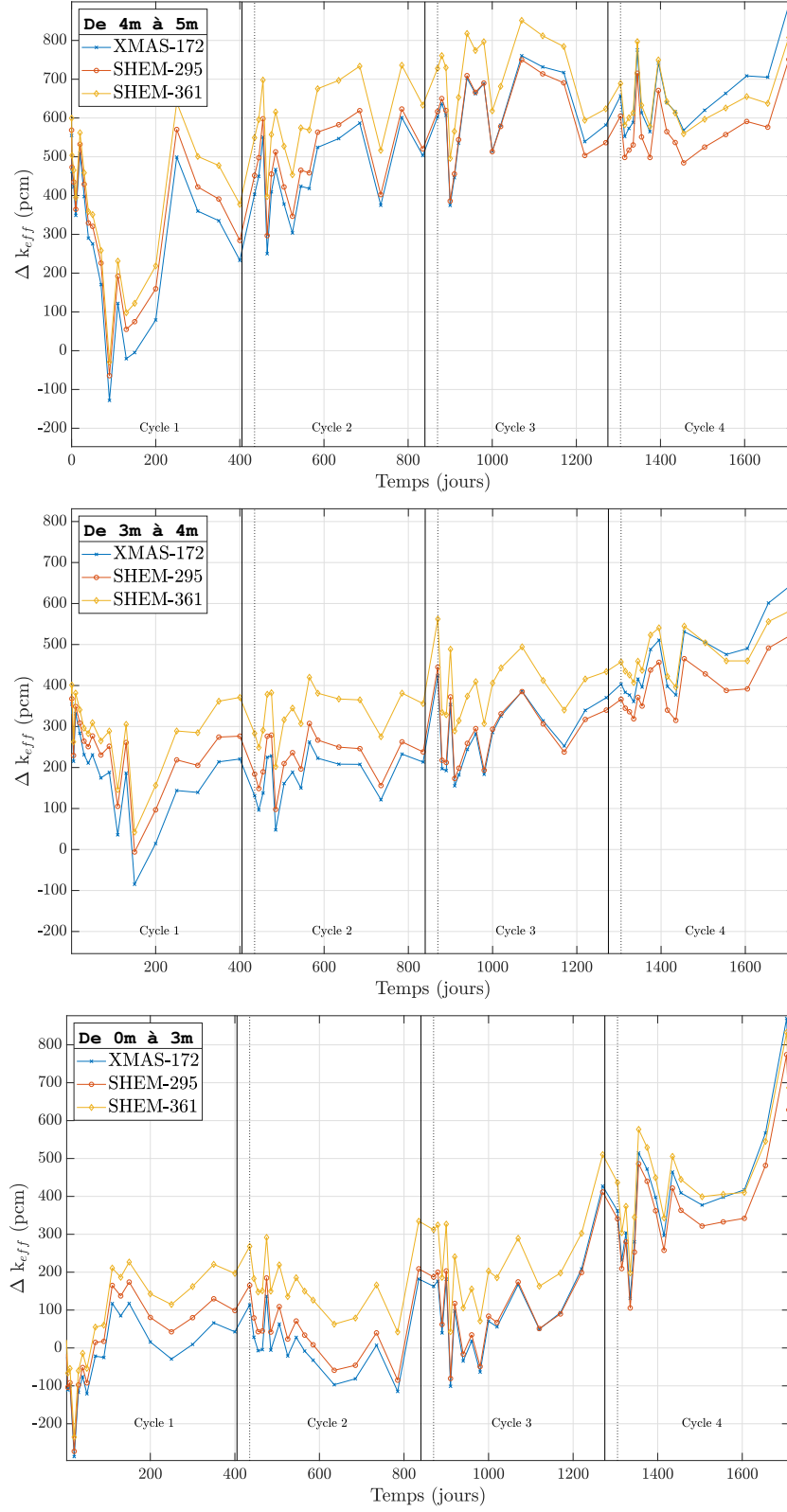


Figure 4.4 Écart de k_{eff} entre DRAGON et SERPENT pour les trois maillages

Ces graphiques montrent globalement une déviation croissante du k_{eff} au fil du temps par rapport à la référence et pour toutes les bibliothèques. Les comportements des différents maillages sont identiques pour un même assemblage, en témoigne les allures similaires des courbes. L'écart absolu moyen entre les différents maillages (pour tous les assemblages) et sur toute l'évolution est évalué. Il est maximum lors de la modélisation de l'assemblage 03, entre XMAS-172 et SHEM-361, où il vaut 105 pcm. L'écart instantané maximal est lui aussi obtenu dans ce cas de figure. Il survient en milieu de cycle n°2 et vaut 160 pcm. Ces résultats montrent que les trois bibliothèques testées présentent globalement les mêmes écarts à la référence. Les comparaisons des concentrations de différents isotopes d'intérêt au cours du temps renforcent cette conclusion mais ne sont pas présentées ici. Le choix d'un maillage plutôt qu'un autre permet d'obtenir un gain de précision qui peut aller jusqu'à 100 pcm lorsque les écarts à la référence sont de l'ordre de plusieurs centaines de pcm. Toutefois, la précision de chacune des bibliothèques est jugée satisfaisante pour chaque assemblage.

L'argument pertinent à étudier pour choisir le maillage est alors le temps de calcul pour la modélisation complète. Le temps de calcul est évalué en effectuant la différence entre l'instant où le fichier de sortie est publié et l'instant auquel est lancé le calcul. Chacun des calculs est réalisé sur le même ordinateur et de façon à assurer un traitement avec 100% du CPU sur toute la durée d'exécution. Ainsi, les temps de calcul sont directement comparables. Le maillage XMAS-172 possède presque deux fois moins de groupes que les deux autres candidats, il se révèle être deux fois plus rapide comme le montre le tableau 4.4. Les maillages SHEM-295 et SHEM-361 ont sensiblement les mêmes temps de calcul malgré 66 groupes de plus dans ce dernier. Ceci s'explique par le découpage plus fin de SHEM-361 dans la zone de résonances qui s'étend de 22.5 eV à 11.14 keV, les besoins en auto-protection y sont réduits [46].

Tableau 4.4 Temps de calcul relatif pour chaque maillage et chaque assemblage

Assemblage	Durée de référence (h)	XMAS-172	SHEM-295	SHEM-361
03	11.68	1.0	1.96	1.87
34	10.37	1.0	2.20	2.10
45	10.27	1.0	2.17	2.07

4.3.3 Tracking

Le travail effectué sur les maillages énergétiques révèle que l'assemblage 03 est celui pour lequel le calcul déterministe est le moins précis par rapport au calcul de référence SERPENT. Il est alors décidé d'évaluer les performances du tracking uniquement sur cet assemblage puis d'étendre les préconisations aux deux autres. La méthodologie retenue est de modéliser une évolution complète en faisant varier les deux paramètres d'intérêt pour le tracking. Une configuration minimale de ces paramètres est établie comme étant 9 angles azimutaux et 75 lignes par cm, cette configuration est arbitraire et provient du retour d'expérience des membres de l'IGN. La figure 4.5 représente l'écart à la référence des différentes modélisations.

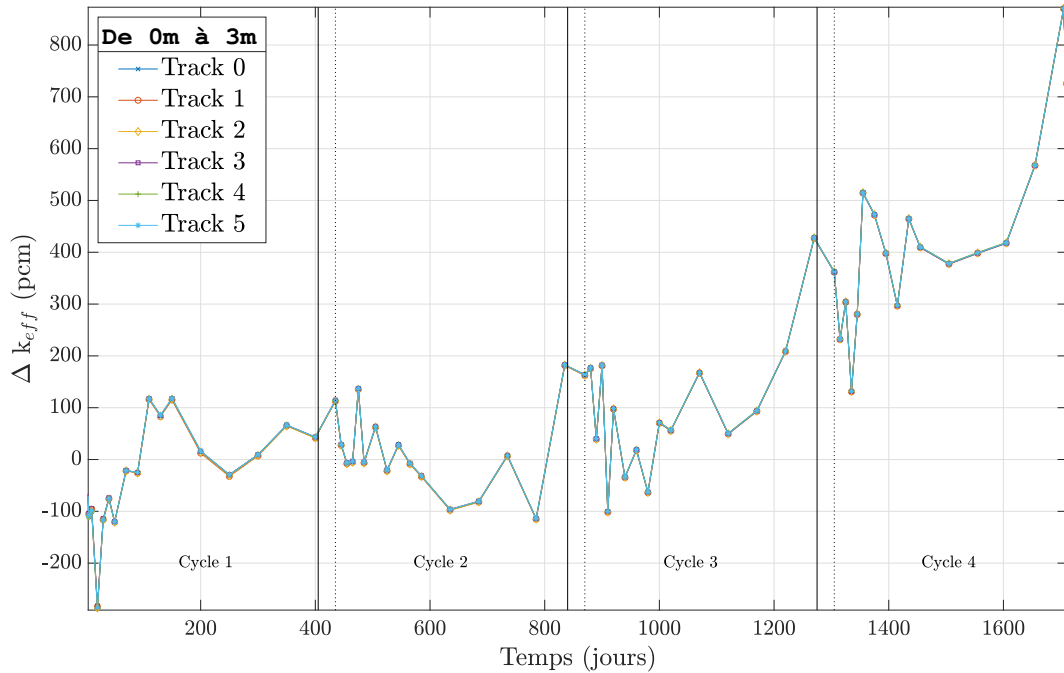


Figure 4.5 Écart de k_{eff} entre DRAGON et SERPENT pour différents trackings

Les écarts de précision entre les différents trackings ne sont pas perceptibles sur la figure. Ils sont de l'ordre du pcm et dans le pire des cas valent 8 pcm. À nouveau, l'argument pertinent est le temps de calcul qui est présenté dans le tableau 4.5. Le tracking standard 9 – 75.0 est le plus performant car il minimise le nombre d'angles et la densité de lignes.

Tableau 4.5 Comparaison du temps de calcul pour plusieurs trackings, assemblage 03

Nom	$N_\varphi - d_l$ (cm ⁻¹)	Temps (h)	Temps (relatif)
Tracking 0	9 - 75.0	11.68	1.
Tracking 1	19 - 75.0	21.85	1.87
Tracking 2	29 - 75.0	33.08	2.83
Tracking 3	9 - 150.0	28.68	2.46
Tracking 4	19 - 150.0	42.1	3.60
Tracking 5	9 - 300.0	39.77	3.40

4.3.4 Condensation

Il est rappelé que la condensation sert le calcul cœur et n'a aucun impact sur les résultats du calcul réseau. Dans le cadre de ce travail aucune mesure n'a été effectuée afin de déterminer la meilleure condensation à réaliser. Sont utilisés les résultats établis par [47]. Dans cette étude, une modélisation de la cellule du SCWR Canadien est réalisée via le code déterministe NEWT en utilisant une bibliothèque à 238 groupes. Sont utilisées des fonctions de coûts qui permettent de comparer les condensations entre elles. Ces diverses fonctions comparent à une référence plusieurs paramètres parmi lesquels : les sections efficaces, le coefficient de vide et le coefficient de multiplication infini k_∞ , qui représente le coefficient de multiplication dans le cas où le réacteur est de taille infinie, sans fuite. En raison de la prise en compte de paramètres relatifs au caloporteur dans les fonctions de coût, cette étude s'inscrit parfaitement comme préalable à des études à l'échelle cœur qui font intervenir un couplage neutronique thermohydraulique.

Les condensations sont définies par leur nombre de groupes et les énergies de coupures. Chaque candidat est comparé au calcul de référence, soit la modélisation à 238 groupes sans condensation, et plusieurs méthodes sont utilisées afin de ne pas tester l'intégralité des possibles qu'impliquent 238 groupes. De surcroît, cette étude s'étend sur plusieurs burnups afin d'établir un modèle pertinent tout au long de l'évolution du combustible. Afin de minimiser la déviation du k_∞ , il est recommandé d'utiliser une énergie de coupure de 2.87 eV. De plus, une seconde coupure à 820 keV permet de rendre compte au mieux de l'impact de la masse volumique du caloporteur sur le comportement des neutrons. L'étude présentée dans [47] établit alors une condensation à trois groupes avec deux coupures à 2.87 eV ainsi qu'à 820 keV, cette décomposition délimite les domaines thermiques, épithermiques et rapides. Appliqués au schéma XMAS-172, ces seuils deviennent respectivement 2.7679 eV et 608.1 keV.

4.4 Schéma d'évolution

Le but d'un schéma d'évolution est de rendre compte de manière précise de l'évolution des propriétés du combustible tout en assurant un temps de calcul raisonnable. Afin d'obtenir le maximum de précision, il est possible de faire évoluer le combustible jour par jour. Toutefois, une telle finesse dans le découpage implique des coûts importants en temps de calcul, ces coûts sont démultipliés par les calculs de perturbation. À nouveau, un compromis doit être trouvé entre précision et temps d'exécution. Le schéma d'évolution utilisé est un schéma type REP qui possède un découpage temporel fin au démarrage puis un découpage de plus en plus lâche au fil des cycles. Aucun travail d'optimisation du schéma temporel n'a été réalisé. Est présentée ici la comparaison de la modélisation de référence pour l'assemblage 03 du modèle 3c avec des modèles d'évolution à pas de temps réguliers : 2 et 50 jours. Ces comparaisons ont pour but d'illustrer qualitativement les qualités que doit posséder un bon schéma d'évolution.

Lors des brusques variations de puissance, au démarrage par exemple, le xénon voit sa concentration fluctuer de façon significative. Il est nécessaire de modéliser de façon assez fine ces instants tant le phénomène en jeu a un impact majeur et une période courte. Un autre phénomène important est l'élimination du poison consommable, le gadolinium. Elle intervient durant les 300 premiers jours d'évolution et nécessite un découpage assez fin jusqu'au 200^e jour. La figure 4.6 représente l'évolution du k_{eff} pour les 200 premiers jours. Une évolution de 50 jours en 50 jours ne permet pas de rendre compte de la mise à l'équilibre du xénon quand une évolution de 2 jours en 2 jours suit fidèlement les tracés de référence.

Entre le 200^e et le 600^e jour les tracés convergent, en atteste la figure 4.7. Au bout du 450^e jour, l'évolution par pas de 50 a comblé l'erreur qu'elle avait accumulée au démarrage. À partir de ces instants, les phénomènes physiques qui régissent l'évolution du k_{eff} ont des périodes de 50 jours ou plus. Toutefois, l'écart entre les simulations de référence et le modèle à pas de 2 jours croît légèrement entre 200 et 300 jours. Ceci suggère qu'un schéma d'évolution plus précis proposerait des pas de temps plus faibles durant cette période. Ce choix n'a pas été retenu étant donné que l'écart reste raisonnable et est résorbé au 400^e jour.

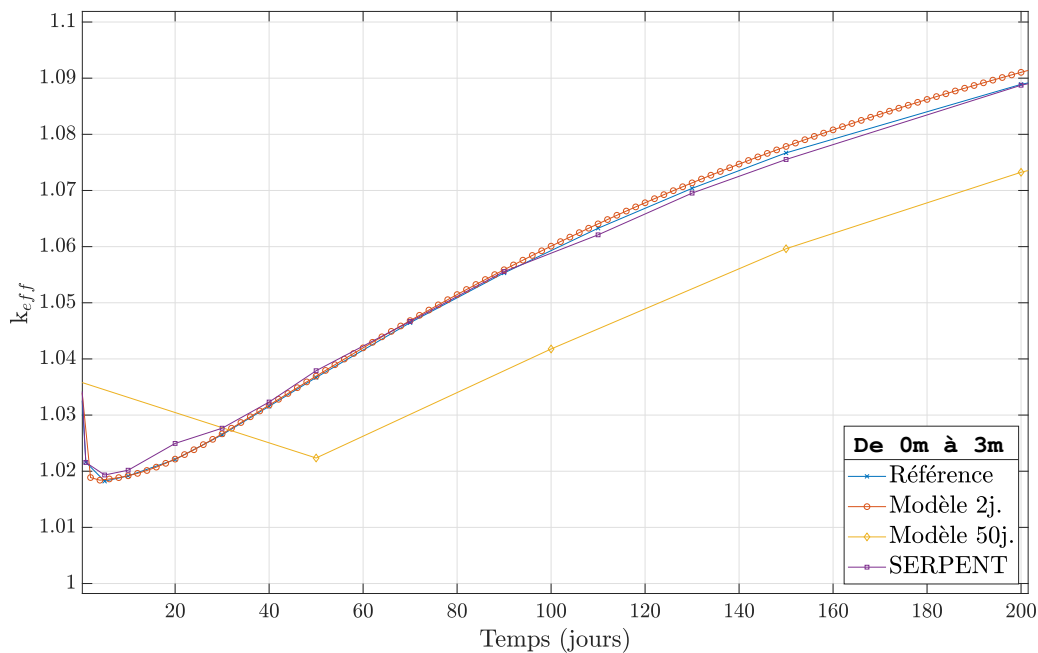


Figure 4.6 Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, 200 premiers jours

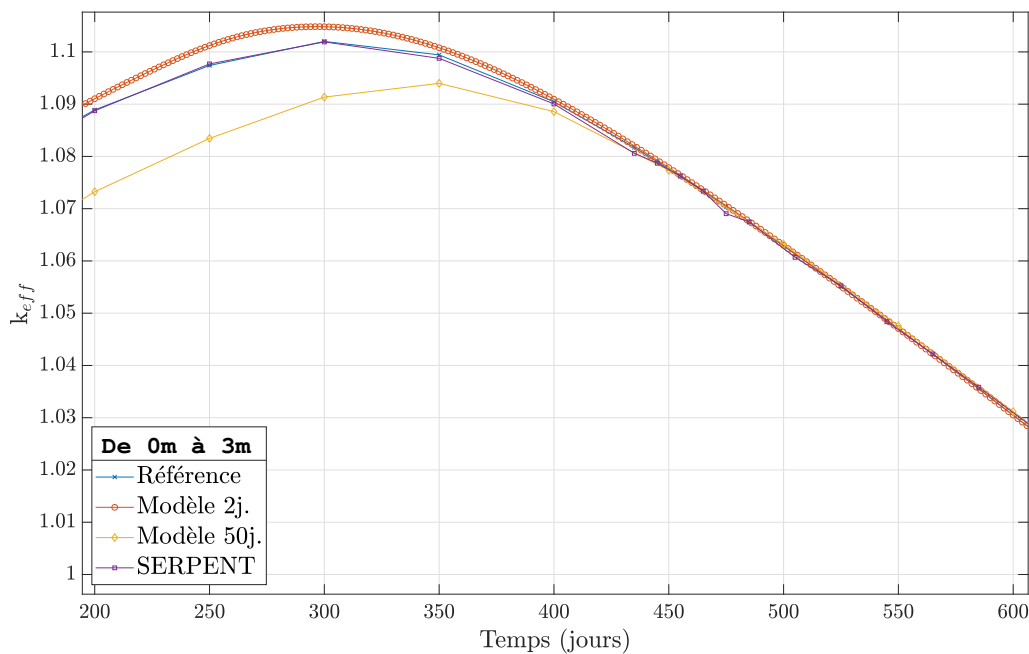


Figure 4.7 Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, de 200 à 600 jours

La figure 4.8 montre que, pour le reste de l'évolution, ce sont toujours des phénomènes au long cours qui régissent le k_{eff} . Les tracés DRAGON convergent tous, la légère divergence vis-à-vis de SERPENT en fin de modélisation est à imputer au fait que l'on compare résolution stochastique et résolution déterministe. Finalement, le schéma d'évolution de référence se

révèle d'une précision comparable à un schéma d'évolution très fin.

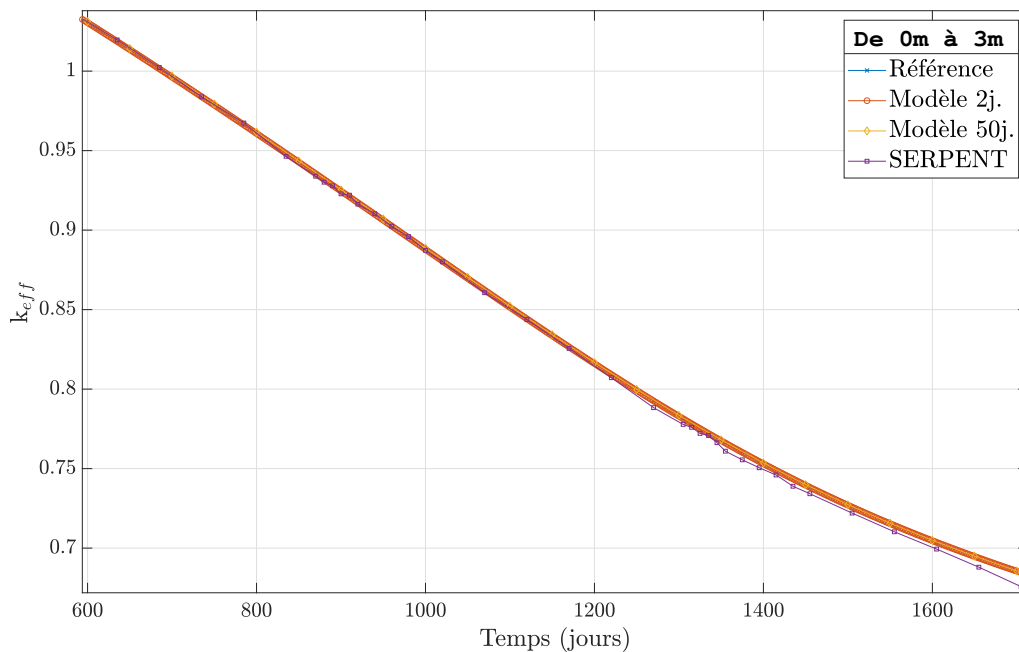


Figure 4.8 Évolution du k_{eff} selon différents schémas d'évolution, de 600 à 1710 jours

Afin de garder une estimation relativement fine des paramètres aux alentours des burnups de rechargement, le pas de temps passe de 50 à 10 jours au début de chaque cycle. La dilatation des pas de temps se déroule ensuite comme lors du cycle 1. Le rechargement, d'une durée de 30 jours, introduit deux types de sursauts de réactivité, ils sont illustrés par la figure 4.9. Le premier est ponctuel et est dû à la disparition de la charge xénon. Au redémarrage du cœur, le xénon se met à l'équilibre et l'excès de réactivité disparaît. Le second est un échelon de réactivité dû à l'augmentation de l'inventaire en ^{233}U . Le ^{233}Th , obtenu par bombardement du ^{232}Th , se transmute en ^{233}Pa par désintégration β^- avec une demi-vie de 22.3 minutes [48]. Le ^{233}Pa se transmute lui aussi par voie β^- en ^{233}U avec une demi-vie de 26.97 jours [48]. Le ^{233}U ayant une demi-vie de 159200 années, il s'accumule lorsque le flux devient nul.

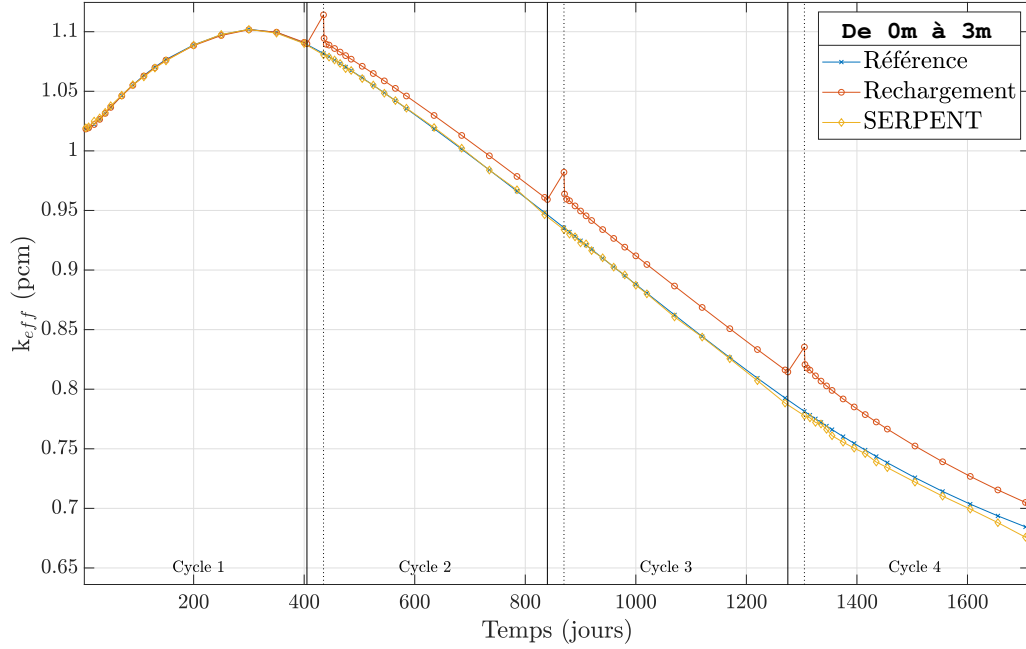


Figure 4.9 Comparaison du k_{eff} avec ou sans rechargement, modèle 3c

Toutefois, le rechargement est indépendant du burnup : il intervient au bout d'un nombre fixe de jours, quel que soit l'avancement de chacun des assemblages. La simulation cœur interpole les bases de données uniquement en fonction du burnup. Il est alors choisi de ne pas modéliser les rechargements lors de la création des multicompos afin de ne pas voir survenir, lors du calcul cœur, un excès de réactivité de rechargement en plein milieu d'un cycle. Doit alors être vérifié que les excès de réactivité introduits par le rechargement peuvent être compensés par une injection de bore. L'excès maximal de réactivité introduit par la disparition de la charge xénon dans le cas 3c est majoré à 26 mk. Il est mesuré en comparant les k_{eff} avant et après rechargement pour chaque assemblage via des modélisations DRAGON où est simulé l'arrêt. L'excès de réactivité introduit par la production d' ^{233}U se cumule à chaque arrêt. Pour le modèle 3c, l'échelon le plus important intervient au début du dernier cycle modélisé et est majoré à 40 mk. Au total, il est nécessaire de vérifier que le bore peut compenser 66 mk de réactivité en tout temps durant les modélisations cœurs.

La comparaison avec et sans rechargement pour le modèle 4c est présentée à la figure 4.10. L'excès de réactivité dû au xénon est majoré à 20 mk tandis que la divergence des inventaires fissiles cause un écart maximal de 32 mk. Cet écart maximal survient au début du 3^e cycle. Un écart quasi-égal est constaté au début du 4^e cycle. Au total, la majoration est de 52 mk de différence. Cette quantité est inférieure aux 66 mk du modèle 3c. Ces différences d'excès de réactivité sont dues au fait que le flux est plus important dans le modèle 3c.

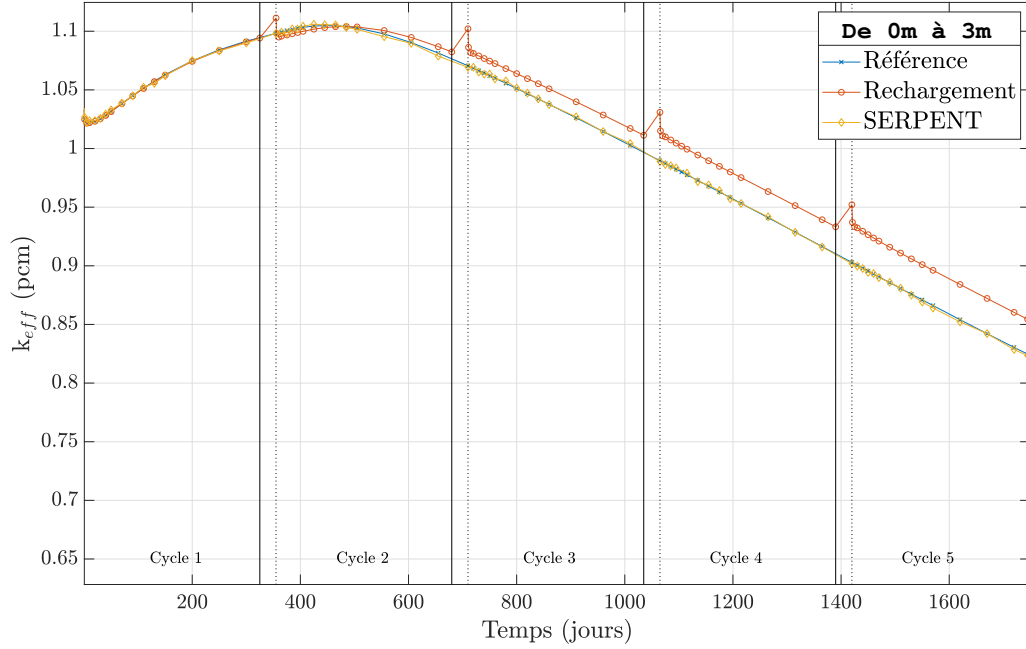


Figure 4.10 Comparaison du k_{eff} avec ou sans rechargement, modèle $4c$

4.5 Comparaison des modèles $3c$ et $4c$

Les deux schémas d'évolution rendent compte de deux réacteurs différents. $3c$ est taillé pour un réacteur de 2540 MWth où le combustible passe 3 cycles dans le réacteur [49]. $4c$, lui, est proposé afin d'améliorer plusieurs paramètres de sûreté dont la température maximale en surface de gaine ou au centre du combustible [8]. La puissance du cœur est alors réduite à 2032 MWth, le cycle est écourté à 325 jours et un cycle de résidence dans le cœur est ajouté. Ainsi, les deux seules différences entre les deux modèles $3c$ et $4c$, à l'échelle réseau, sont les étapes d'évolution ainsi que la puissance utilisée pour faire évoluer le combustible. Il a été choisi de conserver ces deux modèles d'évolution, et les bases de données associées, afin d'avoir la possibilité de modéliser précisément un réacteur de 2540 MWth ou de 2032 MWth. Toutefois, les courbes de k_{eff} ainsi que les courbes d'évolutions d'isotopes clefs sont semblables pour les deux modèles. Puisque les puissances sont différentes, les niveaux de xénon diffèrent ce qui entraîne un décalage des courbes de k_{eff} entre elles de quelques mk. Graphiquement, une part négligeable de ces écarts est également due au fait que les étapes d'évolutions soient différentes. Toutefois, les pics de réactivité surviennent au même instant, et plus précisément aux mêmes burnups, pour les deux modèles. En ce qui est de l'évolution du gadolinium et du plutonium, les différences de concentration au cours du burnup entre les deux modèles sont négligeables. Ainsi, il est considéré que le modèle $3c$ est également qualifié pour modéliser un cœur d'une puissance de 2032 MWth. Réciproquement, le modèle

4c est qualifié pour modéliser un cœur de 2540 MWth même si l'évolution de ce modèle atteint des burnups insuffisants pour permettre une modélisation cœur.

Le pic de k_{eff} correspond à un instant où les phénomènes qui augmentent la réactivité sont pour la première fois dominés par ceux qui la détériorent, hormis le démarrage du cœur et la mise à l'équilibre du xénon, du samarium, du ^{233}Pa et de ^{233}U . La détérioration provient notamment du fait de consommer les isotopes fissiles, ici le ^{239}Pu principalement. Toutefois, la présence de gadolinium et notamment de ses isotopes impairs ^{155}Gd et ^{157}Gd a également pour rôle de réduire la réactivité. Plus ces derniers sont consommés, plus la réactivité augmente. La production de ^{233}U , qui est un matériau fissile obtenu indirectement par irradiation du ^{232}Th , est aussi un phénomène qui permet d'augmenter la valeur du k_{eff} au cours de l'évolution. Par design, le pic de réactivité est atteint lorsqu'il ne reste plus que 10% environ du ^{155}Gd et 74% du ^{239}Pu dans les assemblages. Ces valeurs sont approximatives puisque les enrichissements et concentrations initiales en gadolinium des assemblages 03, 34 et 45 diffèrent. La figure 4.11 présente l'évolution relative de la concentration en ^{155}Gd et en ^{239}Pu aux abords du burnup où les différents pics de réactivité sont atteints. Les droites verticales surmontées d'un triangle marquent l'instant où chaque pic survient. Cette figure permet également de remarquer que les différences entre modèle 3c et 4c sont faibles.

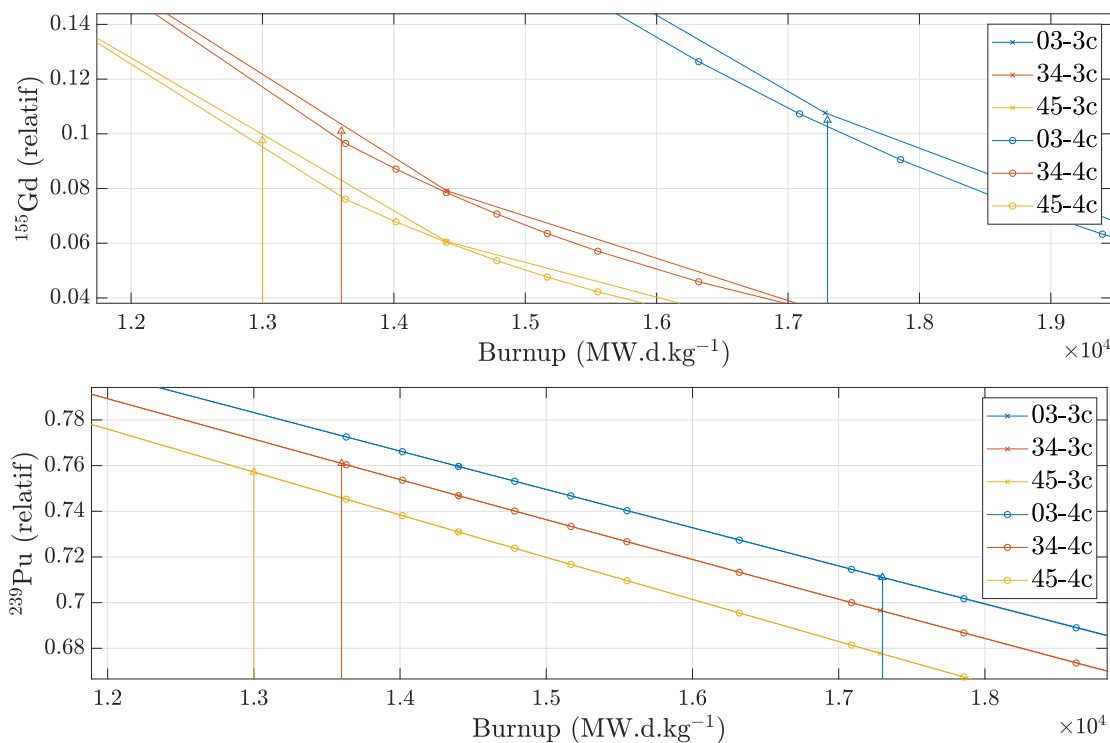


Figure 4.11 Évolution des concentrations relatives de ^{155}Gd et de ^{239}Pu lors des pics de réactivité

4.6 Assemblages et réflecteur en périphérie du cœur

Les assemblages en périphérie du cœur sont à l'interface avec le réflecteur. Une étude à l'échelle réseau a montré que deux assemblages supplémentaires sont nécessaires afin de modéliser adéquatement le cœur [50] : les assemblages de coin et les assemblages de côté. Les cellules de coin ont au moins deux faces communes avec le modérateur, les cellules de côté n'en ont qu'une. Afin d'obtenir les propriétés de ces assemblages, la géométrie physique présentée à la figure 4.12 est utilisée : c'est la géométrie multiassemblages. Elle est composée de 12 cellules de réflecteur et de 4 sous-assemblages parmi lesquels deux sont identiques. La géométrie de calcul de flux s'appuie sur la géométrie physique et est une version simplifiée de ce qui est proposé dans la littérature [20]. L'autoprotection n'est pas réalisée sur l'ensemble de la géométrie mais est morcelée en 3 calculs d'autoprotection, un pour chaque sous-assemblage, ceux de côtés étant identiques. Cette façon de faire permet des gains en temps de calcul substantiels. Des conditions de réflexion sont appliquées en bas et à droite, des conditions de vide sont appliquées en haut et à gauche. Le module **EDI** est utilisé de façon à sélectionner les propriétés d'un seul sous-assemblage via l'homogénéisation des régions concernées.

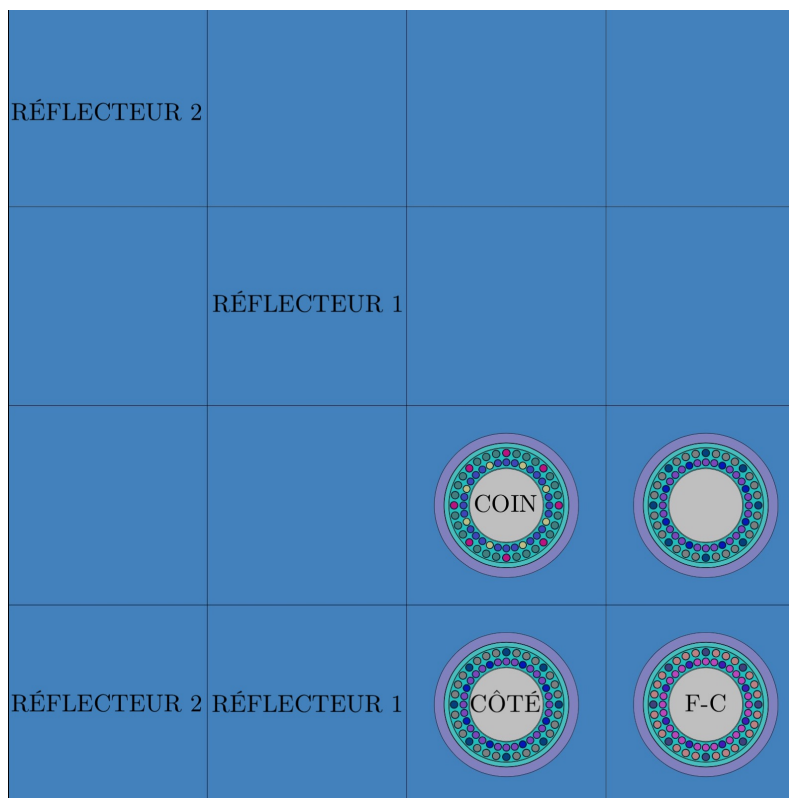


Figure 4.12 Géométrie multiassemblage, interface réflecteur/cœur

Puisque la dimension fondamentale des multicompos est le burnup, il est intéressant d'ob-

tenir les propriétés de ces assemblages aux mêmes tabulations de burnups que celles obtenues lors du calcul nominal. L'option **MIXP** du module **EVO** est utilisée dans cette optique. Elle permet de normer l'évolution sur un certain nombre de matériaux soit d'utiliser le flux cumulé de ces matériaux, et non le flux moyen, pour faire évoluer le combustible. Il est alors possible de normer l'évolution sur les crayons d'un seul des sous-assemblages de la géométrie. Bien que les calculs normés sur la cellule de coin et celle de côté soient les seuls requis, les calculs normés sur la cellule F-C sont également réalisés à des fins de comparaison. Sont présentés à la figure 4.13 les résultats concernant les calculs multiassemblages de l'assemblage 03 avec le modèle d'évolution βc . Les résultats sont qualitativement les mêmes pour les assemblages 34 et 45 ainsi que pour le modèle d'évolution $4c$.

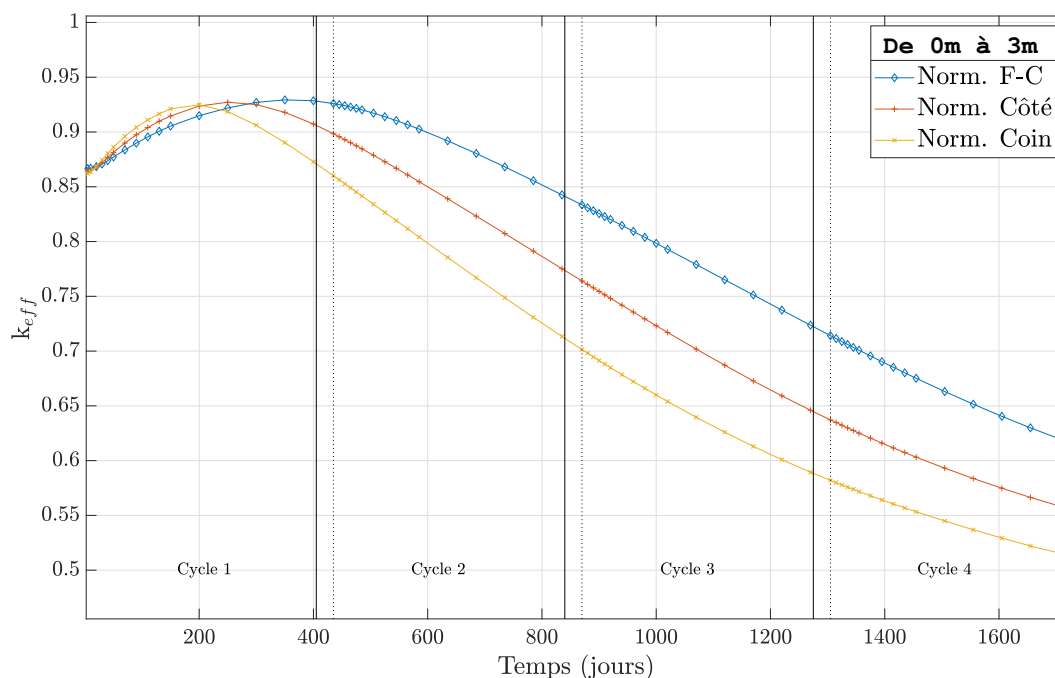


Figure 4.13 Évolution du k_{eff} en fonction de la cellule de normalisation, assemblage 03

Quatre commentaires sont à faire sur ces courbes. Les trois premiers sont directement dus au fait que le flux moyen dans chaque calcul soit différent. Ainsi, plus le flux est important, plus le pic de réactivité est atteint tôt. Alors, au bout de l'évolution, plus le pic aura été atteint tôt, plus le niveau final du k_{eff} est bas. Enfin, un flux plus important implique une chute initiale de k_{eff} plus importante, ce qui est difficilement observable sur la figure 4.13. La dernière observation est que le niveau de k_{eff} lors du pic n'est pas le même pour les trois calculs. Les résultats montrent que le calcul normé sur l'assemblage de coin témoigne du flux le plus important, le calcul normé sur l'assemblage F-C le flux le moins important. Ceci

s'explique grâce aux flux des différents sous-assemblages de la géométrie totale. Localement, l'assemblage de coin a un flux plus faible que ses trois voisins puisqu'il est soumis à des fuites plus importantes. Les deux assemblages de côté accusent moins de fuites que celui de coin. Le flux local le plus important reste celui de l'assemblage F-C car cette zone n'est pas en contact avec le réflecteur. Un marqueur de ces différences locales de flux est la concentration de ^{239}Pu au cours du temps puisque cet isotope ne peut que décroître naturellement ou être transmuté à cause du flux. La figure 4.14 présente l'évolution du ^{239}Pu dans les différents sous-assemblages des trois calculs multiassemblages. Les courbes d'une même couleur correspondent au même calcul, selon que l'évolution soit normée sur l'assemblage de coin, de côté ou F-C. Les courbes de même symbole correspondent au même sous-assemblage.

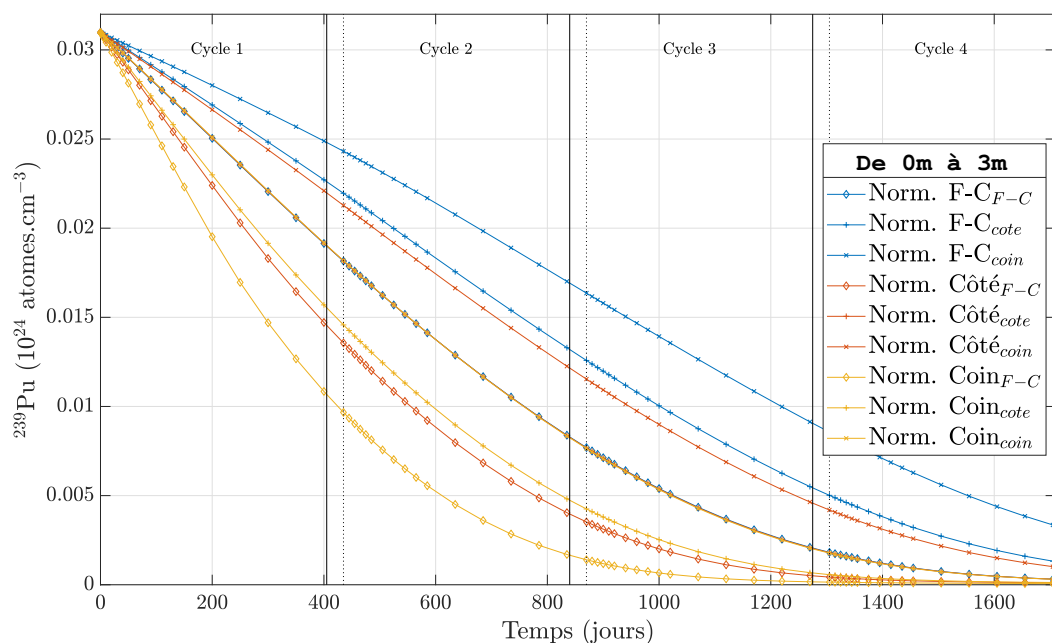


Figure 4.14 Évolution du ^{239}Pu en fonction de la cellule de normalisation et du sous-assemblage

Globalement, le fissile est le plus vite consommé pour les courbes jaunes puis pour les courbes oranges et enfin pour les bleus. Ainsi, le flux est le plus important lorsque l'évolution est normée sur le coin et est le plus faible lorsque normé sur F-C. Ceci concorde avec le placement relatif des courbes sur la figure 4.13. De plus et au sein de chaque couleur, les sous-assemblages qui présentent le plus grand flux local sont par ordre décroissant F-C, les côtés et les coins. Puisque le flux local du sous-assemblage de coin est le plus faible, le fait de normer l'évolution sur ce dernier conduit à surévaluer le flux des autres sous-assemblages ainsi que le flux moyen du calcul. Le flux local du sous-assemblage de côté étant plus proche

du flux moyen, le fait de normer l'évolution sur lui conduit à une légère surestimation du flux global. Enfin, le flux du sous-assemblage F-C étant supérieur au flux moyen, lorsqu'il sert de norme le flux moyen est sous-estimé. Le mécanisme de normalisation explique pourquoi le flux est globalement plus important dans le calcul coin et le moins important dans le calcul F-C. Ces différents niveaux de flux expliquent les différents niveaux de bore initiaux ainsi que la rapidité à laquelle est atteinte le pic. Ils apportent également un premier élément de réponse quant aux hauteurs différentes des pics de k_{eff} . Puisque les flux sont différents, les niveaux de xénon le sont également. La figure 4.15 représente l'évolution du xénon total dans les trois calculs. Les traits verticaux de couleurs signalent l'instant auquel est atteint le pic correspondant. Au moment du pic, le calcul normé sur le coin possède la plus grande quantité de xénon, F-C la plus faible. Plus le xénon est faible plus la hauteur du pic est grande, ce qui est observé sur les courbes de k_{eff} .

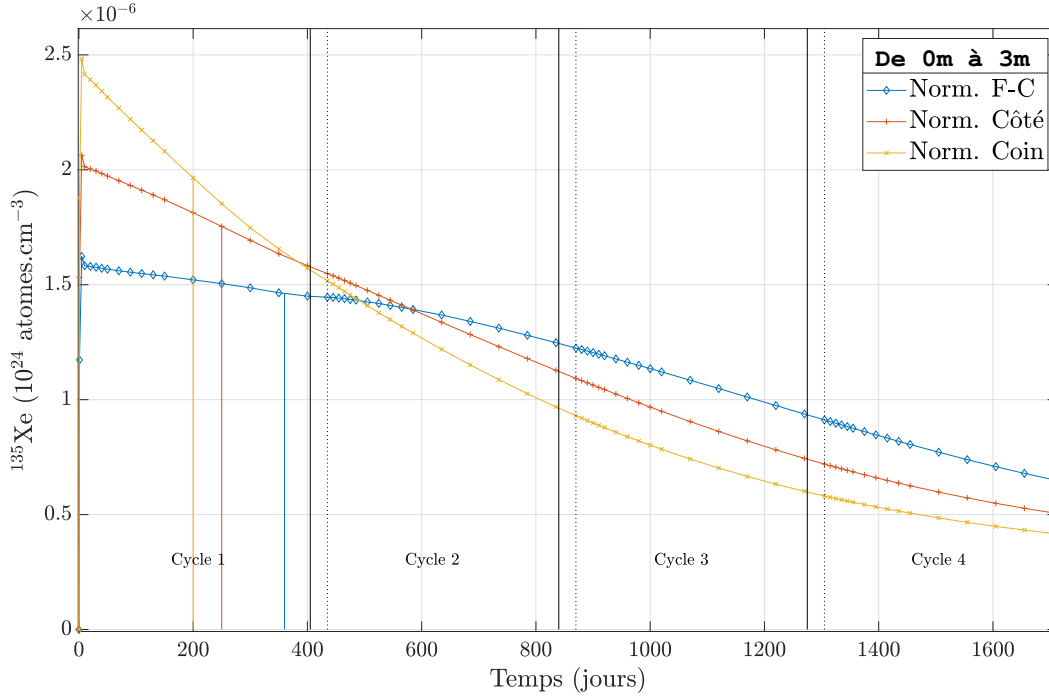


Figure 4.15 Évolution du ^{135}Xe en fonction de la cellule de normalisation, assemblage 03

Cette étude à l'échelle réseau montre que les assemblages de coin et de côté témoignent de niveaux de flux significativement différents des assemblages de centre. La nécessité de modéliser finement l'interface réflecteur/cœur [20, 50] est confirmée. Reste à étudier cette différenciation spatiale des matériaux à l'échelle cœur, ce qui est l'objet de la section 5.1.5.

4.7 Base de donnée pour le calcul cœur

La multicompo, base de données support du calcul cœur, est obtenue à partir du calcul réseau. Il s'agit de calculer les propriétés d'intérêts, dont les sections efficaces, selon tout un éventail de configurations. La première étape consiste à choisir les paramètres d'intérêt, soit les paramètres qui ont une influence sur le comportement du réacteur et qui font partie du cadre d'étude. Chacun de ces paramètres constitue une dimension de la multicompo qui est à échantillonner. La plage d'échantillonnage correspond à l'ensemble des valeurs que peut prendre le paramètre dans le fonctionnement réel du réacteur. Les bornes sont fixées au regard de la physique et des données expérimentales disponibles dans la littérature [25]. Au total, sept dimensions sont utilisées dont deux ont un rôle particulier, le burnup et la quantité de bore dans le modérateur. Le rôle de la dimension burnup est de permettre l'évolution du combustible dans le calcul cœur. L'échantillonnage de la dimension burnup correspond au modèle d'évolution. Le bore, quant à lui, sert à introduire une contre-réactivité afin d'obtenir un cœur critique. Du point de vue de l'exploitation d'un réacteur nucléaire, le bore est un outil parmi d'autres pour obtenir la criticité. Dans le cadre de simulations, par soucis de simplicité et lorsque possible, il est choisi de n'utiliser que le bore qui a l'avantage d'avoir un impact global et de ne pas nécessiter de modifier les géométries de calcul. La borne inférieure de la concentration de bore est de 10^{-4} ppm tandis que la borne supérieure, déterminée grâce aux premiers retours des calculs cœur, est de 200 ppm. L'échantillonnage de cette dimension a également été guidé par les résultats des premiers calculs cœurs, notamment ceux de la courbe de réactivité qui est présentée à la section 5.1.4.

Les cinq dimensions restantes sont des dimensions thermodynamiques. Elles correspondent aux températures et masse volumique du caloporteur dans le tube central d'écoulement (nommées respectivement « TCd » et « DCd »), aux températures et masses volumiques du caloporteur dans le canal du combustible (nommées respectivement « TCu et DCu ») ainsi qu'à la température du combustible (nommée « TF »). Ces grandeurs sont calculées grâce à la simulation thermodynamique, ainsi elles font le lien avec la neutronique. DONJON est alors capable de tenir compte des températures et masses volumiques pour calculer la puissance dans le cœur. Pour résumer, ces dimensions permettent le couplage dans le sens thermohydraulique jusqu'à neutronique. Il est rappelé que dans le sens neutronique thermohydraulique, c'est la puissance qui est échangée. S'il a été envisagé de faire une dimension dédiée à la puissance de l'assemblage, cette idée a été abandonnée dans la mesure où elle introduit une complexité trop importante. L'effet d'histoire a été négligé. Enfin, température et masse volumique du caloporteur représentent une seule et même information. Toutefois, il a été choisi de traiter les deux

séparément pour avoir une idée de l'impact isolé de chacun de ces paramètres. Sans que ça ait été précisément quantifié, la masse volumique du caloporteur est le paramètre qui a le plus grand impact sur la distribution de puissance du fait de son rôle dans la modération.

Chaque tabulation dans la multicompo correspond à un calcul de flux. Le calcul cœur a pour rôle d'interpoler au sein de ces tabulations qui forment une grille, un quadrillage. Les bornes et les échantillonnages de chacune des dimensions sont présentés dans le tableau 4.6. Le quadrillage n'est pas complet, chaque dimension, hormis le burnup, est évaluée de façon indépendante pour toute l'évolution depuis une configuration de référence. Hormis le bore qui est fixé à sa valeur minimale, tous les paramètres sont à leur valeur moyenne dans la configuration de référence. Ainsi, DONJON a pour rôle d'interpoler chaque dimension puis de sommer les contributions de chacun des paramètres. Des dimensions sont indépendantes si et seulement si les sections efficaces obtenues par perturbation simultanée des paramètres sont égales à la somme de la section efficace de référence et des contributions isolées des paramètres. La vérification des multicompos, présentée à la section 5.1.3, permet de valider l'hypothèse d'indépendance en plus d'évaluer la précision d'interpolation des bases de données.

Tableau 4.6 Inventaire des tabulations des multicompos

Dimension (unité)	Borne inférieure	Borne supérieure	Nombre de tabulations
TCu (K)	625	1100	5
TCd (K)	624	670	4
TF (K)	800	2400	7
DCu (g.cm^{-3})	0.065	0.620	6
DCd (g.cm^{-3})	0.230	0.630	5
Bore (ppm)	10^{-4}	200	7
Burnup [$3c/4c$] (GW.d.t^{-1})	0	98.2 / 66	66 / 72

Le gros défaut de la géométrie de calcul des assemblages de périphérie est qu'elle est composée d'un grand nombre de régions, ce qui implique des temps de calcul importants. Il est alors inenvisageable de réaliser des calculs de perturbation sur cette géométrie. Cependant, les assemblages de coin et de côté ont le même comportement que les assemblages de centre : ils réagissent de la même façon aux perturbations des différentes grandeurs. Les sections efficaces perturbées de ces cellules sont alors construites à partir des multicompos complètes

des cellules de centre. Cette approche a conduit au développement d'une fonctionnalité dans le module **COMPO** : qui crée les bases de données perturbées des assemblages de périphérie. La méthode consiste à évaluer l'impact de chaque perturbation sur la section efficace de l'assemblage de centre puis de le transposer aux multicompos des cellules de périphérie. L'évaluation d'impact se fait via une section efficace de référence qui est la section efficace obtenue dans la configuration de référence. Cette méthode nécessite que les multicompos de centre et de périphérie soient créées dans les mêmes conditions thermodynamiques, de bore et de burnup. C'est pourquoi il est nécessaire de normer l'évolution des calculs multiassemblages sur les sous-assemblages d'études afin d'obtenir les bonnes tabulations en burnup.

CHAPITRE 5 Calcul cœur

5.1 Modèle neutronique DONJON

5.1.1 Algorithme

Le calcul neutronique cœur est réalisé via DONJON dont le fonctionnement est analogue à celui de DRAGON, présenté à la section 4.1. Toute la documentation technique utilisée provient de [4]. L'algorithme est présenté à la figure 5.1, y apparaissent tous les modules utilisés. La géométrie est définie grâce à un appel à **GEO** : suivi d'un appel au module **USPLIT** : qui permet de créer un objet faisant le lien entre la géométrie et la composition du réacteur. Le tracking est effectué grâce à **TRIVAT** :. Parallèlement, **RESINI** : crée l'objet FuelMap qui contient les propriétés du combustible pour chaque étape de calcul. Le module **SIM** : permet alors d'inscrire dans la FuelMap les différentes informations nécessaires pour initier le premier cycle à calculer. Il s'agit notamment d'attribuer une valeur aux paramètres thermodynamiques de chaque assemblage ainsi qu'à leur burnup.

La boucle d'évolution débute par la boucle de criticité. Son objectif est de déterminer la quantité de bore à injecter dans le réacteur afin qu'il soit critique. Si le pilotage d'un réacteur réel ne se fait pas uniquement par injection de bore, ce mécanisme est le plus simple à modéliser. Il possède l'avantage d'être un mécanisme global, au contraire des barres de contrôle qui ont un effet local. De plus, son implémentation est simple : il suffit de faire varier la concentration de bore dans le modérateur qui est une dimension des bases de données. Le module **CRE** : est utilisé afin de recouvrer les propriétés du réflecteur. Les réflecteurs n'évoluant pas, l'appel est unique. Les multicompos sont interpolées via le module **NCR** :. Les deux bibliothèques de sections efficaces macroscopiques, macrolib combustible et macrolib réflecteur, sont rassemblées grâce au module **MACINI** :. Le module **TRIVAA** : génère alors le système matriciel résolu par **FLUD** :. La résolution utilise la méthode des différences finies centrées basée sur la méthode des collocations nodales. Une fois les deux premières itérations de la boucle de criticité effectuées, le module **FIND0** : est appelé afin de déterminer une valeur approchée de la quantité de bore critique grâce à la méthode de Brent. La nouvelle quantité de bore sert au calcul de flux suivant. L'opération est renouvelée jusqu'à ce que le réacteur soit critique suivant la précision requise.

Une fois le réacteur critique, la puissance et le flux sont normalisés via **FLPOW** :. Si le cycle considéré n'est pas terminé, le module **SIM** : est appelé pour brûler le combustible. S'il est terminé mais pas l'évolution, **SIM** : recharge et prépare le cycle suivant.

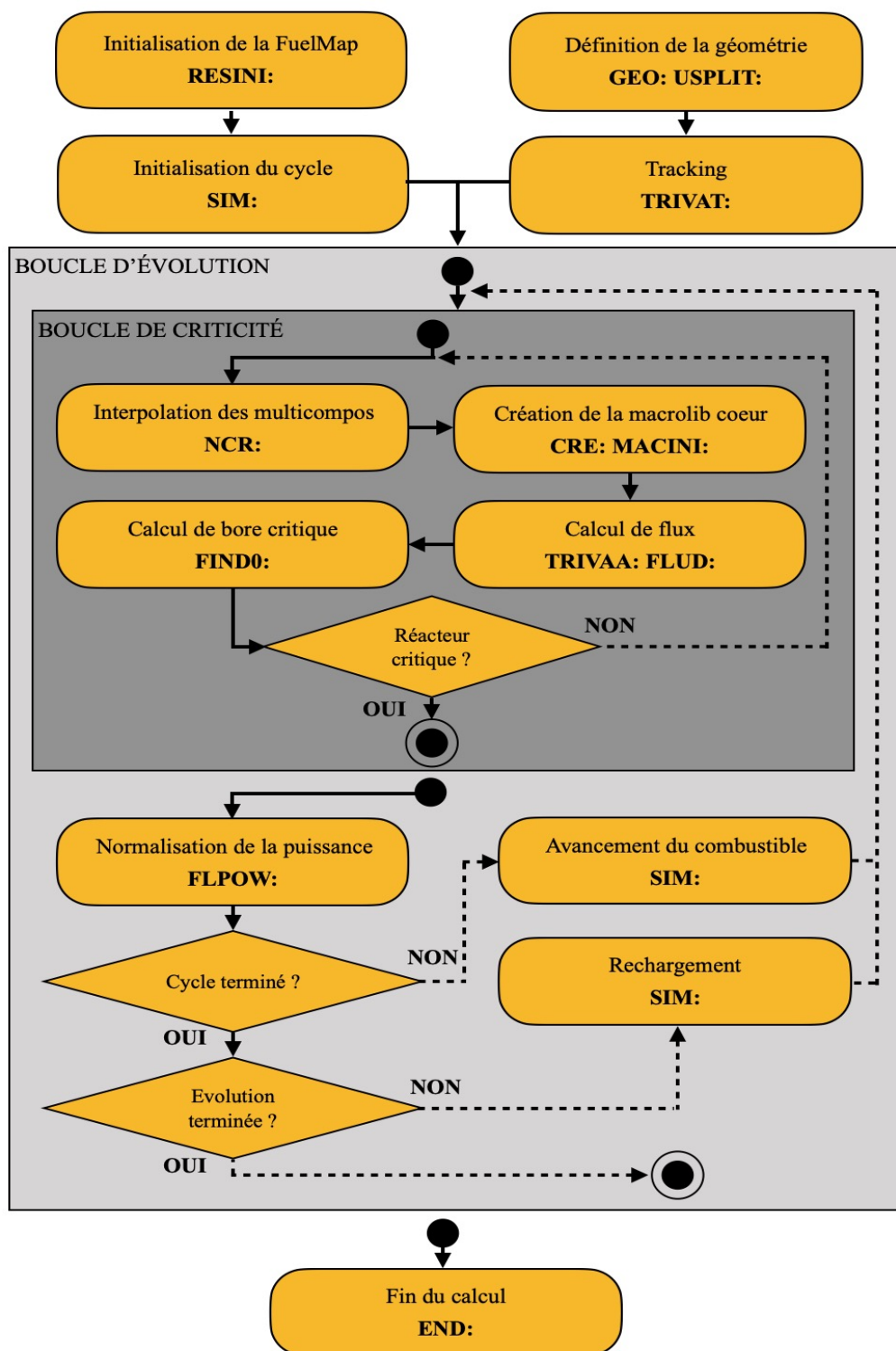


Figure 5.1 Algorithme de calcul DONJON

5.1.2 Géométrie

L'ensemble du cœur est découpé en mailles cubiques régulières de 25 cm de côté. Les 336 canaux contiennent le combustible, ils sont entourés par 1 m de réflecteur radial et 0.75 m de réflecteur axial [20], au-dessus et en dessous du combustible, composé d'eau lourde. Les canaux contiennent le combustible, ils ont une hauteur de 5 m ou 20 mailles. Chacune de ces mailles est, en plus de sa position, caractérisée par son burnup, la température et masse volumique du caloporteur qui s'y écoule de façon ascendante et descendante ainsi que la température du combustible. Le fond du cœur est pris pour origine, les assemblages 03 se situent entre l'origine et la hauteur de 3 m, les assemblages 34 entre 3 m et 4 m et les assemblages 45 entre 4 m et 5 m. Il est rappelé que les cellules de coin et de côté sont disposées en fonction du nombre de faces communes de la maille avec le réflecteur. Pour 2 faces communes ou plus, la maille contient une cellule de coin, pour une seule face commune c'est une cellule de côté. Les étages de combustible de fond et de sommet du réacteur sont ainsi uniquement composés d'assemblages de coin et de côté, étant donné qu'ils sont en contact direct avec le réflecteur axial.

L'injection de bore survient dans le modérateur. Or le modérateur et le réflecteur sont la même entité dans le SCWR Canadien. Idéalement, lorsque la quantité de bore est changée, la simulation devrait modifier la composition du réflecteur. Le choix est fait d'utiliser un réflecteur qui n'évolue pas et où aucun bore n'est introduit. Dans la littérature, il est conseillé d'utiliser deux réflecteurs [20], un à l'interface du cœur (une maille de largeur) et l'autre partout ailleurs. Ce choix ainsi que la différenciation spatiale des matériaux sont discutés à la section 5.1.5. Y est évalué l'impact de l'utilisation de deux réflecteurs ainsi que d'assemblages de coin et de côté. Deux modèles d'évolution sont étudiés, le modèle *3c* et le modèle *4c*. Les plans de rechargement associés à ces deux modèles sont présentés à la figure 5.2, adaptée de [49] et [8]. Les deux sont symétriques par huitième. Ils ont été créés de façon à garantir des burnups de sortie homogènes et ainsi permettre une utilisation efficace de la ressource fissile. Le modèle *4c* vise, de surcroît, à limiter la température maximale de la gaine et du combustible au cours d'un cycle par rapport à *3c* [8].

Le caloporteur entre par le haut du réacteur en moyenne à une température de 350°C, ce qui correspond à une masse volumique de 621 kg.m⁻³ [25]. Il ressort par le haut, après un demi-tour au fond des tubes de force, à une température de 625°C soit 67.5 kg.m⁻³ en moyenne. Les caractéristiques thermodynamiques du fluide changent au cours de la descente dans la conduite centrale : une augmentation de la température d'une dizaine de degrés est observée du fait de la diffusion thermique au travers de la conduite centrale.

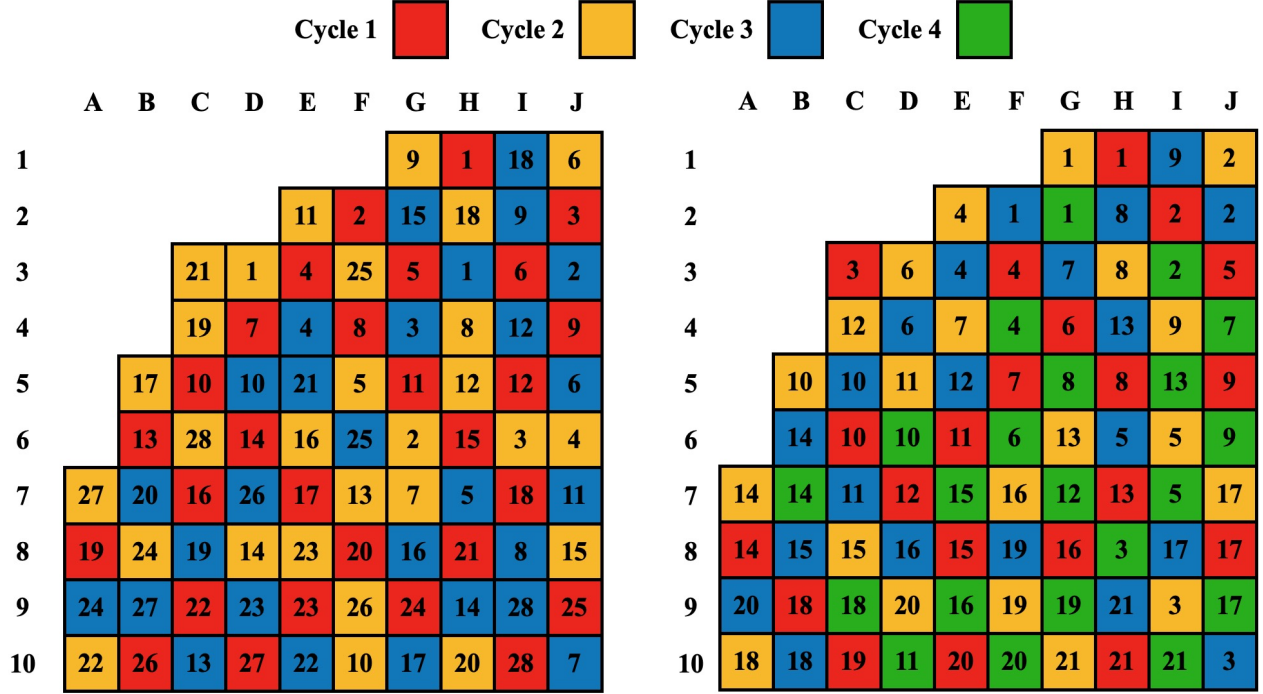


Figure 5.2 Plans de rechargement $3c$ (gauche) et $4c$ (droite), adaptés respectivement de [49] et [8]

Ceci correspond à une perte d'environ 40 kg.m^{-3} en terme de masse volumique. Ainsi, un volume élémentaire de caloporteur ne verra que sa température augmenter au cours de son trajet. Du fait du demi-tour au fond du cœur, cela implique que les gradients de températures du caloporteur ascendant et descendant sur la hauteur sont inversés. À la descente, la température diminue avec la hauteur et c'est l'inverse à la montée. Alors, les assemblages 45 voient les plus grands écarts entre la masse volumique du caloporteur à la descente et à la remontée tandis que les assemblages 03 voient les écarts les plus faibles entre ces deux quantités. En ce qui est de la température du combustible, bien que liée au refroidissement et au caloporteur, elle est surtout dépendante de la distribution de puissance dans le cœur. Cette distribution évolue au cours du cycle et est étudiée par la suite.

5.1.3 Vérification des bases de données

Afin d'évaluer la robustesse des multicompos des tests sont effectués. Ceux-ci visent à comparer les sections efficaces recouvrées par interpolation des multicompos avec des sections efficaces obtenues directement via DRAGON. Les sections efficaces comparées sont les Σ_t et les $\nu\Sigma_f$ qui ont l'avantage d'être utilisées directement par DONJON. Chaque

section efficace est triple du fait de la condensation à trois groupes. Néanmoins, les erreurs absolues et relatives sont toujours plus importantes pour la section efficace majoritaire : la section efficace thermique. Ainsi, sont seulement présentés les résultats concernant les sections efficaces thermiques.

L'obtention des sections efficaces par DONJON se fait via un simple calcul d'interpolation aux paramètres souhaités. Les sections efficaces DRAGON sont obtenues en réalisant une évolution aux paramètres de référence jusqu'au burnup souhaité. Une fois le bon burnup atteint, les autres paramètres sont perturbés afin d'obtenir les sections efficaces souhaitées. Les deux jeux de sections efficaces sont alors comparés. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de prouver que les perturbations sont indépendantes en plus d'évaluer la précision des multicompos. Si les jeux de sections efficaces sont en accord, cela signifie que le fait de perturber simultanément plusieurs paramètres dans DRAGON est équivalent au fait de sommer les contributions des paramètres traités indépendamment dans DONJON.

Il est rappelé qu'une configuration désigne un vecteur qui contient les coordonnées explicites d'interpolation dans la multicompo. Des sept dimensions qui la composent, il a été constaté que les choix des coordonnées en burnup et en quantité de bore peuvent être réalisés de façon totalement indépendante. Ce n'est pas le cas pour les cinq dimensions restantes, les dimensions thermodynamiques. Celles-ci nécessitent une certaine cohérence entre-elles au regard de la physique. Par exemple, une situation incohérente est d'avoir une cellule dont la masse volumique est de 67.5 kg.m^{-3} dans la conduite centrale alors qu'elle est de 621 kg.m^{-3} dans le canal de combustible. Physiquement, une telle situation s'apparente à un renversement du sens d'écoulement du caloporteur : il entrerait par la sortie et sortirait par l'entrée. Les bases de données n'ont pas donné satisfaction dans de telles circonstances. Les erreurs obtenues sont sûrement dues au changement de physique : si une partie de la modération se fait normalement dans la conduite centrale [51], avec un renversement de l'écoulement cette modération se fait dans le canal de combustible. Les tests se limitent alors à évaluer les multicompos dans le cadre d'une physique cohérente avec les situations étudiées.

Si chaque assemblage de chaque modèle d'évolution est testé, les cellules de coin et de côté ne le sont pas. Par construction de ces multicompos, si celles de centre donnent satisfaction alors celles des coins et côtés le devraient également. De plus, du fait de la restriction des tests à des plages physiques cohérentes, l'assemblage 03 est scindé en deux sous-assemblages. Le premier concerne les cellules situées entre 0 m et 1.5 m (015), le second celles entre 1.5 m et 3 m (153). Cette dissociation est motivée par le fait que l'assemblage

03 est celui pour lequel les variations thermodynamiques sont les plus importantes. Le caloporteur dans le canal de combustible voit, en moyenne, sa masse volumique passer de 550 kg.m^{-3} à 119 kg.m^{-3} , lorsque sa température augmente de 640 K à 710 K. Pour générer des configurations à tester, les coordonnées des cinq dimensions thermodynamiques doivent être définies. Elles sont ramenées au nombre de trois étant donné que la température et la masse volumique du caloporteur, ascendant comme descendant, sont directement liées. Restent les températures du combustible, du caloporteur ascendant et descendant. Pour chacune de ces températures sont définis un minimum et un maximum, physiquement possibles, issus de calculs CATHENA. Huit combinaisons de ces paramètres sont alors à disposition et sont complétées par un couple burnup-bore tiré au hasard. Ces combinaisons rendent compte de cas limites puisqu'ils utilisent des maxima et minima possibles.

Un ensemble de quatre couples burnup-bore par assemblage est défini, ainsi sont à disposition 32 valeurs pour chaque assemblage. Les tableaux 5.1 et 5.2 présentent les résultats obtenus respectivement pour les Σ_t et les $\nu\Sigma_f$ du groupe thermique. Sont présentés les écarts relatifs moyens, minimaux, maximaux et la médiane. La référence est systématiquement le calcul DRAGON (ensemble des paramètres perturbés). Toutes les erreurs moyennes et les médianes sont comprises entre -0.25% et 0.25%. Mis à part les $\nu\Sigma_f$ des assemblages 015 et 153, tous les maxima et minima sont compris entre -1% et 1%. Les valeurs supérieures au pourcent surviennent pour les assemblages qui voient les plus grandes variations des paramètres thermodynamiques. Puisque des cas limites sont testés, ces assemblages donnent les résultats les moins satisfaisants. Toutefois, les moyennes et les médianes restent très satisfaisantes, les multicompos sont considérées de qualité suffisante. L'indépendance des perturbations est également prouvée dans le cadre d'une physique cohérente avec la configuration de référence.

Tableau 5.1 Comparaison entre interpolation et calcul explicite pour Σ_t

Label	Nombre de valeurs	Erreur moy. (%)	Erreur max. (%)	Erreur min. (%)	Médiane (%)
<i>3c-015</i>	32	-0.044	0.864	-0.847	-0.120
<i>3c-153</i>	32	0.021	0.343	-0.211	0.005
<i>3c-34</i>	32	0.003	0.197	-0.207	0.005
<i>3c-45</i>	32	0.040	0.199	-0.166	0.063
<i>4c-015</i>	32	-0.042	0.872	-0.817	-0.117
<i>4c-153</i>	32	0.020	0.327	-0.213	0.009
<i>4c-34</i>	32	0.001	0.219	-0.199	-0.008
<i>4c-45</i>	32	0.008	0.215	-0.165	0.001

Tableau 5.2 Comparaison entre interpolation et calcul explicite pour $\nu\Sigma_f$

Label	Nombre de valeurs	Erreur moy. (%)	Erreur max. (%)	Erreur min. (%)	Médiane (%)
<i>3c-015</i>	32	-0.374	0.740	-1.655	-0.216
<i>3c-153</i>	32	0.239	1.601	-0.061	0.062
<i>3c-34</i>	32	-0.047	0.113	-0.245	-0.002
<i>3c-45</i>	32	0.010	0.170	-0.223	0.025
<i>4c-015</i>	32	-0.417	0.748	-1.923	-0.232
<i>4c-153</i>	32	0.238	1.300	-0.050	0.063
<i>4c-34</i>	32	-0.053	0.128	-0.283	-0.001
<i>4c-45</i>	32	-0.012	0.133	-0.166	-0.007

5.1.4 Caractéristiques neutroniques du cœur

Cette section donne les éléments qui permettent d'apprécier le comportement neutronique du cœur. Tous les résultats présentés sont obtenus pour un cœur à l'équilibre. Simuler plusieurs cycles successifs (au-moins une quinzaine) permet d'avoir une distribution de burnup dans le cœur indépendante du cycle. La notion d'équilibre est introduite à la section 5.1.6. Un réacteur qui ne contient que du combustible neuf a, par exemple, un excès de réactivité initial très important. Cet excès est en partie résorbé par l'effet xénon qui survient simultanément dans la totalité des assemblages après quelques jours. Pour un réacteur à l'équilibre, le rechargement introduit un tiers ou un quart d'assemblages neufs or, par construction des multicompos, les assemblages au burnup non nul ont un niveau de xénon à l'équilibre. Dans les simulations, l'effet xénon ne concerne que les assemblages neufs, ce qui limite l'excès de réactivité initial par rapport à un cœur complètement neuf. Une amélioration possible du modèle est de prendre en compte la rupture d'équilibre du xénon lors du rechargement de 30 jours pour les assemblages non neufs.

Réactivité du cœur

Le bore est utilisé pour ramener le k_{eff} à la valeur de 1. Les courbes de bore critique de la figure 5.3 sont équivalentes aux courbes de k_{eff} du cœur si aucun mécanisme de contrôle de la réactivité n'est utilisé. Initialement, les 72.4 ppm de ^{35}C correspondent à un k_{eff} de 1.0555 et les 59.2 ppm de ^{40}C à un k_{eff} de 1.0470. En fin de cycle, 31.9 ppm correspondent à 1.0275 (^{35}C) et 24.4 ppm correspondent à 1.0210 (^{40}C). La chute initiale de bore critique est due à la mise à l'équilibre du xénon 135 dans les assemblages neufs. Physiquement, les assemblages qui ont déjà effectué leurs premiers cycles devraient subir le même phénomène (après un arrêt du réacteur pour quelques jours, la concentration en ^{135}Xe redevient nulle). Il a été choisi de ne pas tenir compte de cet effet par souci de simplicité et parce que le phénomène est court.

Hormis la mise à l'équilibre initiale du xénon, les courbes de la figure 5.3 sont la synthèse de plusieurs phénomènes simultanés. Les inventaires en gadolinium sont renouvelés à chaque rechargement. Pour ^{35}C et durant les 100 premiers jours, ce renouvellement des poisons consommables compense la réactivité des assemblages qui entament leur deuxième cycle et qui atteignent leur pic de réactivité. Les assemblages de troisième cycle possèdent une part non négligeable de produits de fission, qui agissent comme des poisons et absorbent une partie de l'excès de réactivité des assemblages de deuxième cycle. Ensuite, le gadolinium n'a pas totalement disparu dans les assemblages neufs, les assemblages de deuxième cycle ont dépassé leur pic de réactivité et les inventaires en produits de fission des assemblages les plus vieux ne font qu'augmenter. Il en résulte une décroissance progressive de la réactivité

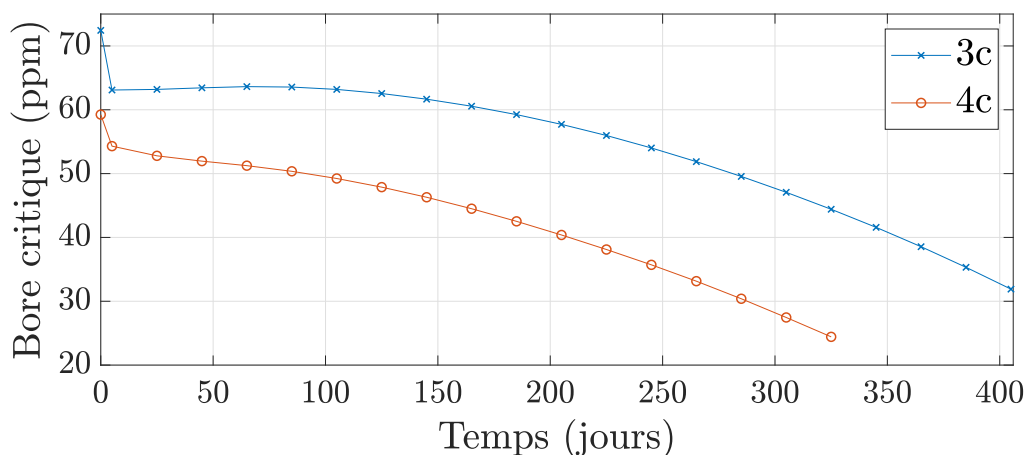


Figure 5.3 Évolution du bore critique durant un cycle pour les modèles $3c$ et $4c$

jusqu'à la fin du cycle. Pour $4c$, moins de gadolinium est introduit au rechargement mais les assemblages qui débutent leur quatrième cycle ont déjà atteint des burnups avancés. Ils sont composés d'une quantité significative de produits de fission. Les assemblages qui débutent leur deuxième cycle n'ont pas encore dépassé leur pic de réactivité, au contraire des assemblages de troisième cycle. Alors, la présence d'assemblages aux burnups avancés et le fait de recharger une fraction moins importante du cœur, comparativement à $3c$, empêche d'obtenir un plateau en début de cycle. Par la suite, le gadolinium se consomme dans les assemblages de premier cycle, ceux de deuxième cycle atteignent leur pic de réactivité mais l'autre moitié du cœur possède de plus en plus de produits de fission. Ainsi, la décroissance de la réactivité est régulière durant le reste du cycle. Au global, le rechargement par quart permet de diminuer la réactivité du cœur tout en restant surcritique de 21 mk en fin de cycle.

Le rechargement de 30 jours a, en plus du xénon, un effet sur les inventaires de protactinium 233 (^{233}Pa). Cet isotope a une demi-vie de 27 jours, soit la durée du rechargement envisagé. ^{233}Pa est obtenu par irradiation du ^{232}Th et se désintègre en ^{233}U . La rupture d'équilibre provoquée par le rechargement entraîne une augmentation des inventaires de ^{233}U . Cet effet n'a, lui non plus, pas été pris en compte par souci de simplicité. En outre, le niveau de ^{233}Pa en chaque région du cœur dépend du flux. Les régions qui ont les flux les plus importants avant rechargement sont celles qui verront la plus forte augmentation de leurs inventaires de ^{233}U . Tant que le flux n'est pas plat en fin de cycle, le rechargement a un effet spatial sur la distribution de puissance en début de cycle. Un modèle neutronique plus avancé prendrait en compte cet effet pour qualifier son impact.

Profil axial et radial de puissance

Parmi les caractéristiques importantes du cœur se trouve le profil axial de flux ou de puissance. Pour le calculer, la puissance totale produite par chacun des 20 étages est divisée par un vingtième de la puissance totale produite par le cœur, soit 101.6 MW. Le profil est mesuré à différents instants que sont le début, la moitié et la fin de cycle, respectivement BOC, MOC et EOC. BOC correspond au premier jour du cycle, EOC au dernier (jour 405 pour modèle *3c* et 325 pour *4c*) et MOC correspond au milieu du cycle (jour 205 pour modèle *3c* et 165 pour *4c*). La figure 5.4 présente les résultats obtenus qui sont en accord avec les données disponibles dans la littérature [8]. Initialement, le pic de puissance se situe à une hauteur de 3.25 m dans le cœur. *3c* présente un pic plus large qui atteint des valeurs plus grandes que celui de *4c*. Le contrecoup est que les puissances aux extrémités du cœur sont plus faibles pour *3c*. À MOC, *3c* a son pic de puissance vers 3.75 m de haut quand *4c* a un profil sans réel pic, le flux en bas étant légèrement plus grand. La différence la plus notable intervient pour EOC où *3c* possède un pic supérieur à 1.25 à la hauteur de 0.5 m. La puissance en haut du cœur, entre 3 m et 4.75 m, vaut un peu plus de 0.8. Si le pic de puissance de *4c* est à la même hauteur, il est d'une magnitude inférieure à 1.2. Entre 3 m et 4.75 m, la puissance est supérieure à 0.9.

Globalement, *3c* présente des variations de puissance plus amples que *4c*. Le rechargement par quart permet de mieux équilibrer la puissance au sein du réacteur et notamment de réduire le pic de puissance obtenu à EOC. D'ailleurs, le fait que le pic à EOC se situe au fond du cœur est l'œuvre de l'enrichissement étalonné. À BOC, le pic de puissance se situe entre 3 et 4 m. Les assemblages dans cette zone contiennent moins de fissiles que les assemblages 03 mais également moins de gadolinium. En conséquence, ce sont les assemblages les plus réactifs en début de cycle, ce qui est appuyé par les résultats obtenus à l'échelle réseau. Les assemblages qui produisent le moins de puissance sont les 45 étant donné qu'ils ont moins de fissiles que les autres et ont un flux plus faible à cause des fuites par le haut. Il est possible de voir sur toutes les courbes une irrégularité à hauteur de 4 m qui démarque les assemblages 34 des assemblages 45. Rien de tel n'apparaît à 3 m. Cela signifie que la zone entre 4 et 5 m est significativement moins réactive que les zones en dessous d'elle. Enfin, l'évolution des profils depuis BOC jusqu'à EOC permet de discerner, pour chaque étape, où les inventaires fissiles sont les plus importants. *4c* propose une répartition de la puissance axiale entre sommet et fond du réacteur plus équilibrée que *3c*. Il est attendu que la prise en compte du rechargement sur les inventaires de ^{233}Pa et d' ^{233}U ait un impact sur les courbes à BOC. Puisque la zone de flux de plus important à EOC se situe au fond du réacteur, le surplus d' ^{233}U est supposé augmenter la puissance à cet endroit.

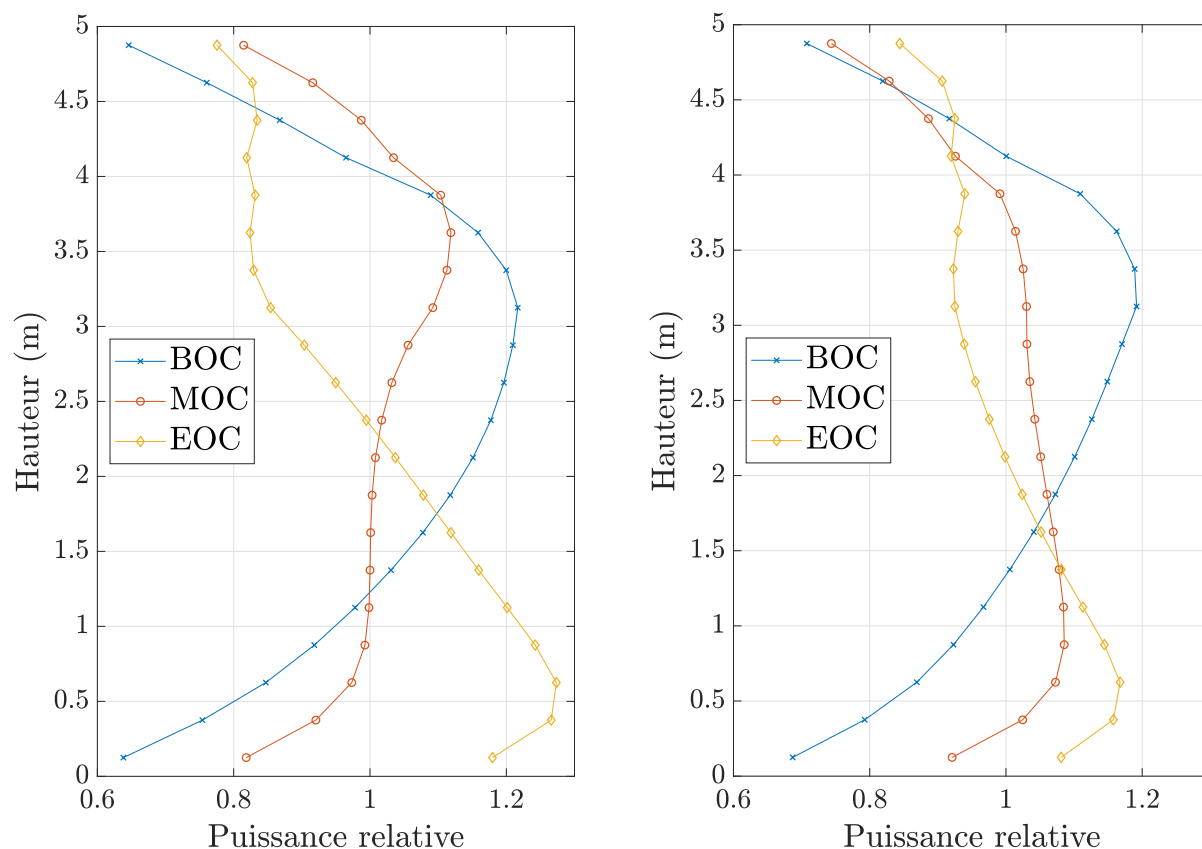


Figure 5.4 Profils axiaux de puissance pour $3c$ (gauche) et $4c$ (droite)

Une autre caractéristique importante est la puissance produite par chaque canal. Elle donne une idée de la distribution radiale de flux qui est très dépendante du burnup de chaque assemblage, soit du plan de chargement. Les figures 5.5, 5.6 et 5.7 présentent les résultats pour un quart de cœur. À BOC pour $3c$, la puissance est la plus importante dans une couronne comprise entre les colonnes E et G ainsi que les lignes 5 et 7. Cette couronne contient les canaux qui produisent le plus de puissance soit 8.97 MW, ce sont surtout des assemblages entamant leur deuxième cycle qui atteignent leur pic de réactivité suite à la disparition du gadolinium. Les puissances les plus faibles sont clairement en périphérie du cœur. La plus faible étant de 3.73 MW soit 42% de la puissance maximale. La distribution radiale à BOC est bien plus homogène pour $4c$: la puissance maximale est de 7.81 MW (en périphérie du cœur) et la minimale est de 4.77 MW (en D10 et J04) soit 62% du maximum. Globalement, un peu plus de puissance est produite en périphérie du cœur plutôt qu'au centre puisqu'aucun assemblage de 4^e cycle n'est situé en périphérie.

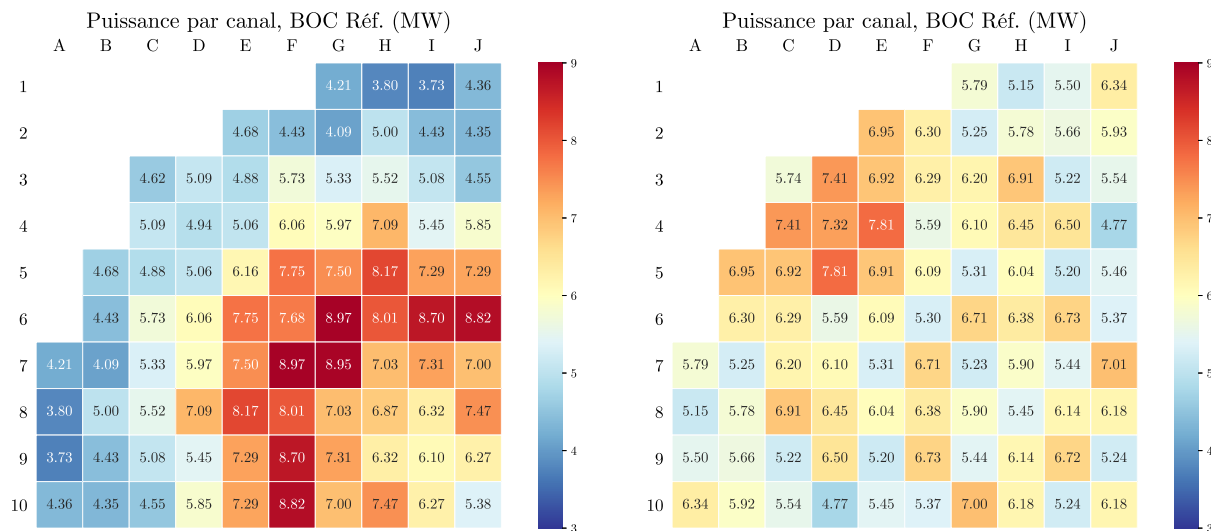
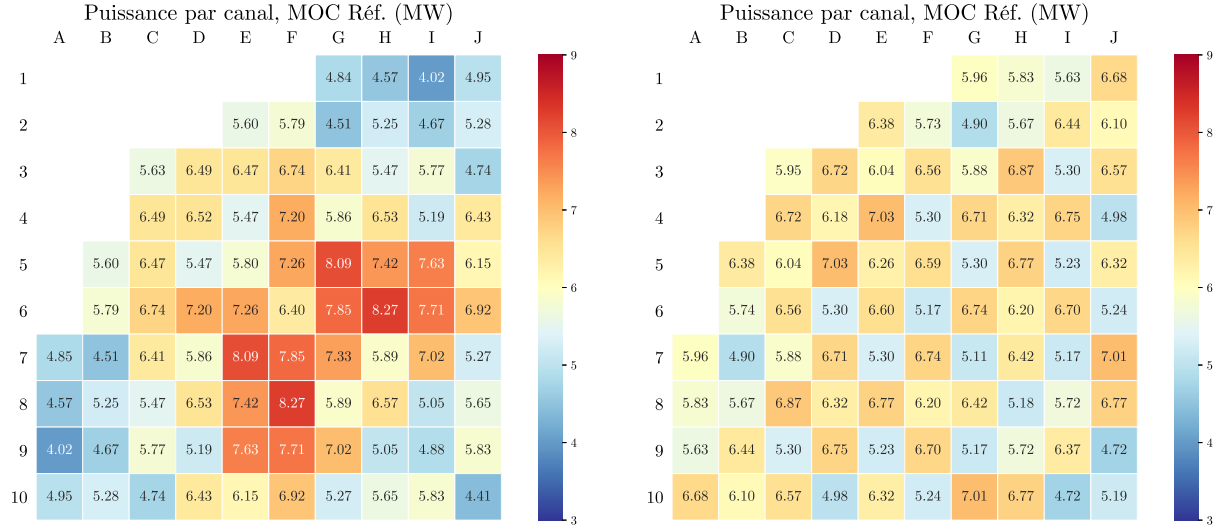
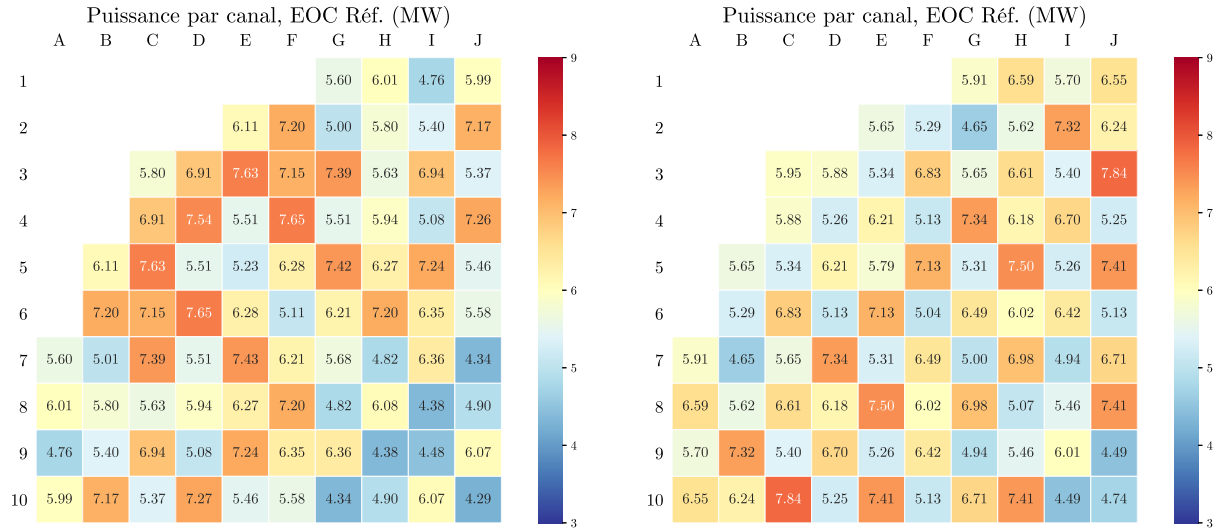


Figure 5.5 Profils radiaux de puissance pour $\mathcal{3}c$ (gauche) et $\mathcal{4}c$ (droite) à BOC

Cette homogénéité dans la distribution de puissance est encore plus marquante à MOC où la puissance minimale développée par un canal vaut 67% de ce qui est développé au maximum (7.03 MW en D05 E04 contre 4.72 MW en J09 I10). Comme à BOC, les valeurs les plus faibles comptent pour les assemblages qui en sont à leur quatrième cycle. Le rechargement par quart permet définitivement de mieux disposer les assemblages entre eux, pour que les burnups avancés drainent les assemblages neufs. Pour $\mathcal{3}c$, la distribution à BOC reste visible à MOC à la différence que le pic est un peu moins important (8.27 MW en H06 F08 contre 4.02 MW en A09 et I01, minimum à 49% du maximum) et que les assemblages dans le coin supérieur gauche (autour de D04) développent désormais plus de puissance. Dans cette zone beaucoup d'assemblages sont neufs : à BOC ils étaient inhibés par le gadolinium, à MOC une partie du gadolinium a disparu. Enfin, autour de J01 et A10, la puissance est relativement faible puisque ces zones sont composées d'assemblages de 3^e cycle. C'était déjà le cas à BOC.

À EOC et pour $\mathcal{3}c$, le centre du cœur (I09) composé de vieux assemblages ne produit plus beaucoup de puissance. Les assemblages qui en sont à leur deuxième cycle et qui ont produit les pics de puissance de BOC à MOC (entre colonnes E et G ainsi que les lignes 5 et 7) ont épuisé leurs fissiles. Les assemblages neufs continuent de brûler leur gadolinium : c'est eux qui développent le plus de puissance. Le maximum est de 7.65 MW en D06 F04, le minimum vaut 56% du maximum, soit 4.29 MW en J10. Pour $\mathcal{4}c$, la distribution reste homogène à EOC même si, comme pour $\mathcal{3}c$, les assemblages les plus réactifs finissent leur 1^{er} cycle quand les assemblages de 4^e cycle sont ceux qui produisent le moins de puissance. Le maximum est de 7.84 MW en C10 J03 contre 4.49 MW en I10 et J09, soit 57% du maximum.

Figure 5.6 Profils radiaux de puissance pour $3c$ (gauche) et $4c$ (droite) à MOCFigure 5.7 Profils radiaux de puissance pour $3c$ (gauche) et $4c$ (droite) à EOC

Finalement, $3c$ permet de brûler efficacement le centre à BOC jusqu'à ce que la puissance soit produite majoritairement en périphérie à EOC. Pour $4c$, la puissance à BOC est homogène même si les assemblages autour de D04 produisent légèrement plus qu'ailleurs. Au fil du cycle, la distribution reste homogène avec une légère dépression à EOC au centre du cœur.

Performance du réflecteur

Afin d'apprécier la performance du réflecteur, les fuites sont mesurées. Les fuites induisent un défaut de réactivité par rapport au calcul réseau. Elles sont évaluées en comparant le k_{eff} d'un calcul réseau et celui d'un calcul cœur. Dans le cas du SCWR Canadien, trois enrichissements sont utilisés. Alors, trois calculs DONJON sont effectués où le réacteur est composé d'un unique type de combustible et où tous les assemblages sont neufs. Les mêmes trois calculs sont réalisés avec des assemblages possédant un burnup de $17\,283\text{ MW.d.t}^{-1}$. À ce burnup, les assemblages 03, qui composent 60% du cœur, atteignent leur pic de réactivité d'après les simulations DRAGON. Les résultats de ces six simulations, nommées **Homogènes**, sont directement comparables aux résultats DRAGON, ils donnent un ordre de grandeur des fuites. Sont également simulés, avec DONJON et à ces deux burnups, des cœurs dits **Hétérogènes** où les trois types d'assemblages sont utilisés à leur emplacement respectif. Ces simulations sont comparées aux résultats DRAGON **Hétérogènes**. Ces derniers sont obtenus par calcul en pondérant les k_{eff} des simulations DRAGON **Homogènes** par la surface de contact (radiale et axiale) de chaque assemblage avec le réflecteur dans le réacteur réel. Cette surface de contact est la surface de fuite notée S_{fu} . Le calcul est présenté à l'équation 5.1.

$$k_{eff,Hét.} = (k_{eff,03} S_{fu,03} + k_{eff,34} S_{fu,34} + k_{eff,45} S_{fu,45}) / S_{fu,tot} \quad (5.1)$$

La surface de fuites totale $S_{fu,tot}$ est la somme des surfaces de fuites des trois assemblages. Cette comparaison renseigne sur les courants aux interfaces des différents assemblages. Le fait de tester 2 burnups différents permet de mettre les résultats en perspective. Le choix de la valeur de ces burnups est arbitraire.

Les résultats sont présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4. À burnup nul, les fuites sont responsables de pertes de réactivité de 2 mk à 2.55 mk. Pour le réacteur **Hétérogène**, les k_{eff} DONJON et DRAGON ont un écart de -1.96 mk. Ces différences de Δk_{eff} entre **Homogènes** et **Hétérogène** sont des témoins de l'existence de courants de neutrons non nuls aux hauteurs de 3 et 4 m. En simulation **Hétérogène**, les assemblages 34 fournissent leur excédent de neutrons aux assemblages voisins 03 et 45. À burnup non nul, les k_{eff} **Homogènes** sont inférieurs de 0.5 mk à ceux obtenus à burnup nul, ils valent entre 1.6 et 2 mk. Dans ces conditions, la simulation **Hétérogène** donne un résultat différent de -0.68 mk par rapport au calcul théorique. Les courants de neutrons aux interfaces sont moindres qu'à burnup nul. En fonction du burnup, les différents étages ne contribuent pas de façon identique à la réactivité du cœur. Cela fait écho aux profils de puissance présentés à la section 5.1.4. Globalement et en l'absence de bore dans le modérateur, des fuites équivalant

à environ -2 mk sur le k_{eff} sont constatées. Plus les assemblages sont au sommet du cœur, plus les fuites sont importantes. Il est très probable que ce soit dû à la masse volumique du caloporteur ascendant : plus sa masse volumique est grande (bas du réacteur), moins les fuites sont importantes.

Tableau 5.3 Évaluation des fuites à burnup nul

Label	k_{eff} DON.	k_{eff} DRA.	Δk_{eff} (mk)	Bore crit. (ppm)	k_{eff}/bore (mk/ppm)
Homogène 03	1.0338	1.0369	2.08	48.41	0.698
Homogène 34	1.0436	1.0461	2.52	63.51	0.687
Homogène 45	1.0281	1.0306	2.55	39.60	0.709
Hétérogène	1.0362	1.0343	-1.96	52.12	0.695

Tableau 5.4 Évaluation des fuites à burnup de 17 283 MW.d.t⁻¹

Label	k_{eff} DON.	k_{eff} DRA.	Δk_{eff} (mk)	Bore crit. (ppm)	k_{eff}/bore (mk/ppm)
Homogène 03	1.1004	1.1020	1.61	137.23	0.732
Homogène 34	1.1139	1.1159	1.98	155.21	0.734
Homogène 45	1.1010	1.1030	2.00	132.93	0.760
Hétérogène	1.1051	1.1044	-0.68	142.53	0.737

Dans ce cas de figure, injecter une ppm de bore équivaut à une diminution de 0.69 à 0.76 mk du k_{eff} . Les résultats présentés à la section 5.1.4 montrent que 200 ppm sont suffisantes pour garder le réacteur critique. Si l'effet du rechargement sur le xénon n'est pas pris en compte, ces 200 ppm restent une borne supérieure assez large. Il est à vérifier qu'il est chimiquement possible de les injecter dans le modérateur. La solubilité de l'acide borique dans l'eau lourde est de 13.54 %m à 70°C [52]. Elle évolue peu lorsqu'à température de 80°C [52]. La limite théorique de solubilité du bore naturel dans le modérateur est alors de 2.30 %m soit $\approx 23\,000$ ppm. La limite technique d'injection, même avec marge, reste donc bien supérieure à la valeur de 200 ppm. Ainsi, dans le pire des cas possibles, l'excès de réactivité induit par le rechargement peut être géré avec l'injection de bore seule.

5.1.5 Modélisation de l'interface réflecteur/cœur

Les simulations réseaux appuient le besoin d'opérer une double différenciation spatiale des matériaux à l'interface réflecteur/cœur [20]. Les premiers matériaux à différencier sont les assemblages où sont introduits les cellules de coin et de côté. Le second matériau à différencier est le réflecteur en utilisant un réflecteur au contact direct du cœur et un second ailleurs. Quatre géométries sont considérées : celle de référence sans différenciation, les géométries avec une unique différenciation et la dernière où elles sont simultanées. À des fins de comparaisons, deux indicateurs sont étudiés : les profils de puissance axiaux et la puissance produite par chaque canal. Sont présentés les résultats obtenus avec le modèle d'évolution $\mathcal{3c}$. Les résultats obtenus avec $\mathcal{4c}$ n'apportent pas d'éléments supplémentaires pour juger de l'impact des différenciations au niveau du calcul cœur.

La figure 5.8 présente, pour BOC, les différences relatives de puissance produite à chaque hauteur puis par chaque canal en fonction de la différenciation. Ces données sont obtenues en prenant pour référence la simulation où aucune différenciation n'est utilisée. Le fait d'avoir deux réflecteurs permet de produire un peu plus de puissance aux deux extrémités du cœur, soit environ 0.4% au fond et 0.2% au sommet. Le même impact est constaté à l'échelle radiale où les assemblages en périphérie peuvent produire jusqu'à 0.35% d'énergie en plus qu'avec un seul réflecteur. En compensation, un léger défaut de puissance survient dans les canaux au centre du cœur et aux étages où se situe le pic de réactivité, soit autour de 3 m de haut. Ceci est une conséquence directe de la normalisation de la puissance dans DONJON. Les différences pour les cas Fuel et Fuel + Réfl. sont similaires, le fait d'avoir deux réflecteurs (impact relativement faible) se cumule avec le fait de différencier les assemblages de coin et de côté (impact relativement fort) . Toutefois, avoir des assemblages de coin et de côté permet un gain de 1 à 1.5% sur la puissance produite au fond du réacteur. Cet effet semble notamment dû à la normalisation de la puissance. Cette zone étant celle où le moins de puissance est produit, le gain relatif y est d'autant plus important. Au sommet, les assemblages situés à 4.875 m produisent autant que la simulation de référence mais les assemblages à 4.625 m de haut gagnent de 0.2 à 0.25%. Les assemblages à 4.875 m protègent ceux à 4.625 m des fuites de neutrons. Le même effet opère au fond du cœur mais n'est pas visible, étant écrasé par le gain de puissance obtenu grâce à la réduction globale des fuites. Les canaux en périphérie du cœur produisent entre 1 et 2.8% plus de puissance que dans la simulation de référence. Ce résultat est important puisqu'il a un impact sur les débits massiques dans les canaux concernés lors de simulations couplées. En compensation, le centre du cœur et la zone comprise entre les colonnes E et G et les lignes 4 et 7, zone où le plus de puissance est développé, produisent moins. Les plus gros gains relatifs surviennent dans les canaux

qui produisent le moins de puissance. Ainsi, l'effet de la différenciation du combustible est à nouveau caché. Les assemblages de coin et de côté permettent surtout de protéger leurs voisins des fuites de neutrons.

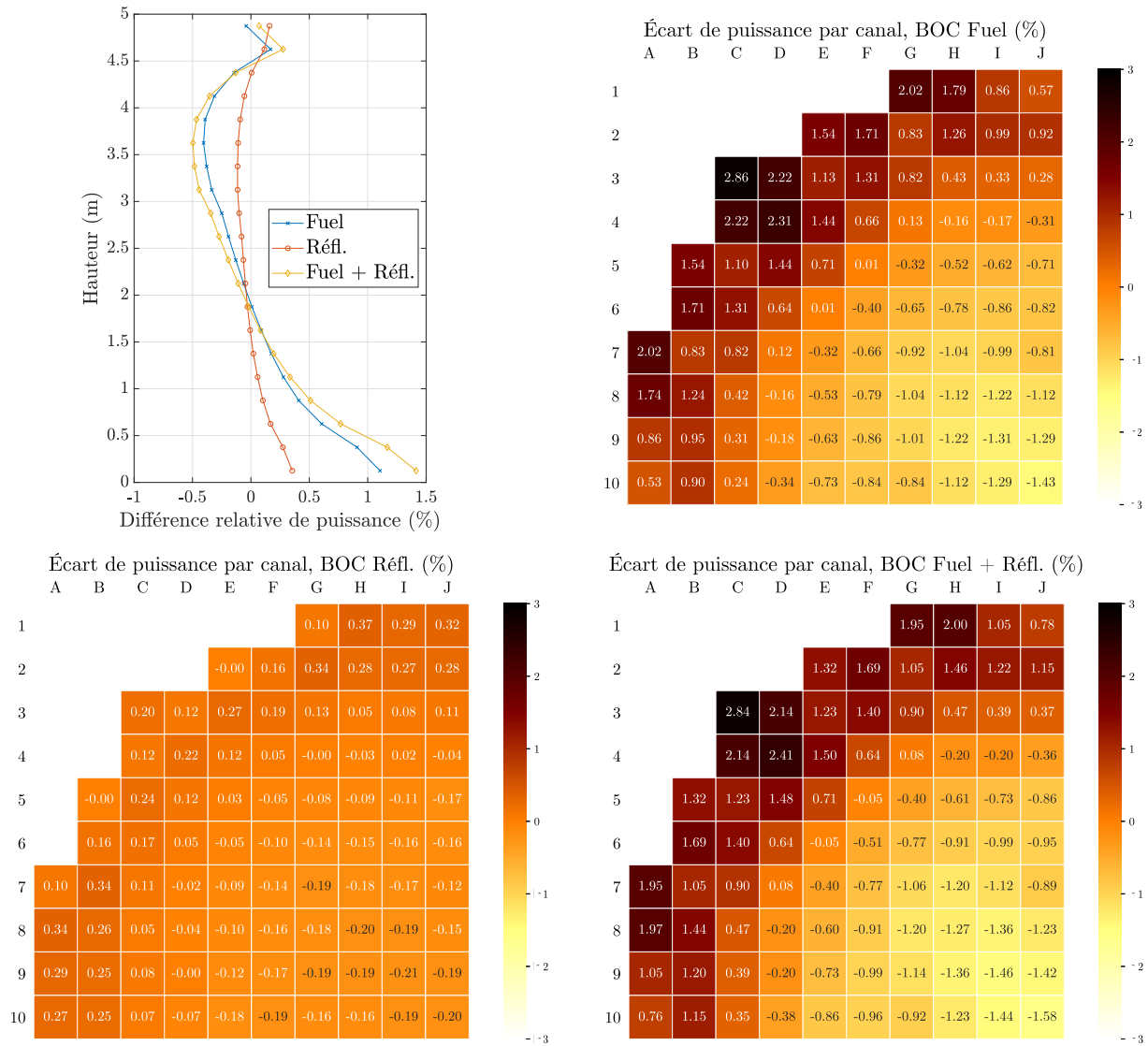


Figure 5.8 Distribution de puissance axiale (haut-gauche) et différence relative sur la puissance radiale à la référence pour Fuel (haut-droit), Réf. (bas-gauche) et Fuel + Réf. (bas-droit), 3c BOC

À MOC, la simulation Réf. ne présente aucun changement significatif par rapport à la simulation de référence. Le fait d'avoir des assemblages de coin et de côté conduit à une dépression de $\approx -0.3\%$ entre 1 et 2.5m. Cette dépression est compensée par un gain significatif au sommet du réacteur. Ceci est dû au gain de puissance en fond de cœur à BOC qui a brûlé

une partie des inventaires en dessous de 2 m. Une fois à MOC, il reste moins de fissiles dans cette zone. Au niveau radial, malgré le fait d'avoir significativement plus brûlé que la référence à BOC, les canaux en contact direct avec réflecteur produisent globalement autant de puissance que la référence. Alors, les assemblages situés juste derrière eux produisent approximativement entre 0.5 et 1% de puissance en plus. Ceci illustre parfaitement l'action des assemblages de périphérie du cœur qui n'était pas visible sur ces figures à BOC.

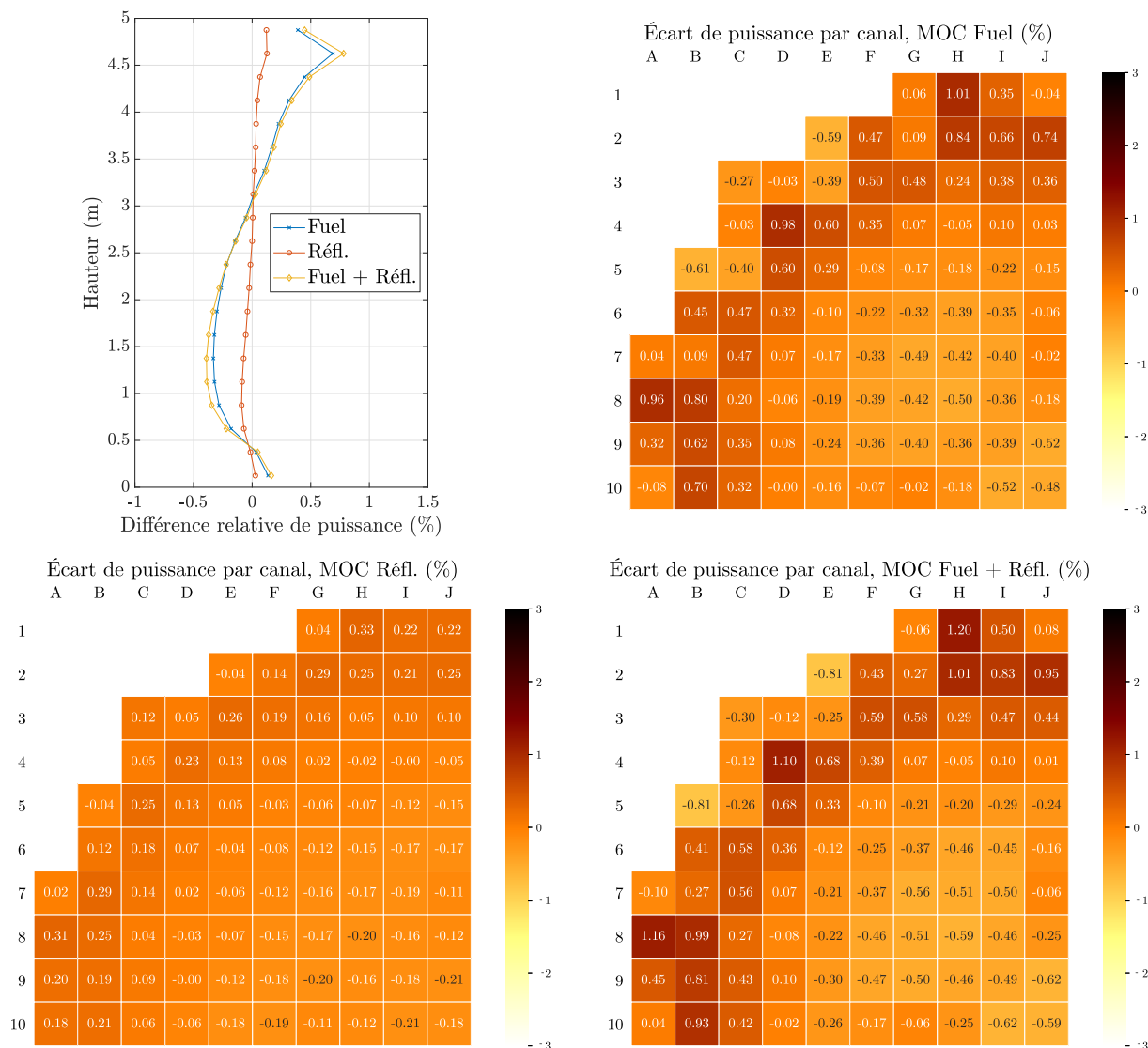


Figure 5.9 Distribution de puissance axiale (haut-gauche) et différence relative sur la puissance radiale à la référence pour Fuel (haut-droit), Réf. (bas-gauche) et Fuel + Réf. (bas-droit), 3c MOC

À EOC, tout s'équilibre : pour chacune des simulations, les zones qui avaient mieux brûlé que la simulation de référence produisent dorénavant moins de puissance qu'elle. Cela se voit surtout sur les profils radiaux où la différenciation des assemblages est réalisée. La périphérie produit significativement moins et le centre du cœur significativement plus.

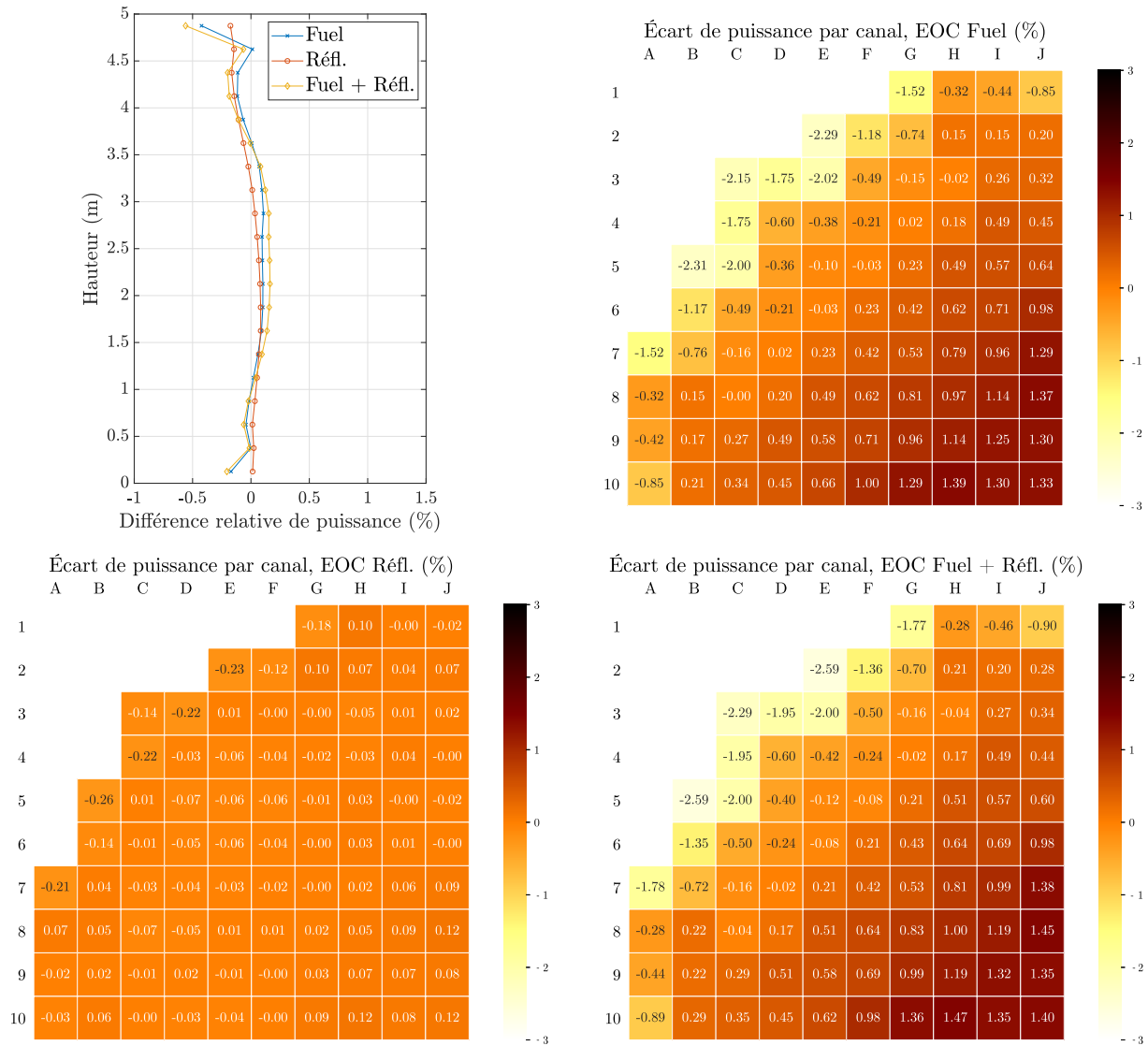


Figure 5.10 Distribution de puissance axiale (haut-gauche) et différence relative sur la puissance radiale à la référence pour Fuel (haut-droit), Réfl. (bas-gauche) et Fuel + Réfl. (bas-droit), 3c EOC

Finalement, l'impact des différenciation s'apprécie surtout à BOC. Les écarts à la référence mesurés à MOC et EOC s'expliquent en partant de BOC et en considérant la consommation des fissiles (augmentation du burnup) et le mécanisme de normalisation de la puissance. Globalement, le fait d'avoir deux réflecteurs minimise les fuites sans que ça soit réellement significatif. Ainsi, la puissance est légèrement mieux équilibrée dans le cœur. Cet effet se cumule avec la différenciation des assemblages qui permet également de réduire les fuites de neutrons et d'équilibrer la puissance, tant sur l'axe que sur le rayon. Cependant, l'impact est significatif et le mode d'action est différent. Les assemblages en contact direct avec le réflecteur réduisent les fuites de leurs voisins directs. Si le fait d'avoir recours à un raffinement de la géométrie au niveau de l'interface cœur-réflecteur était supporté par l'analyse réseau, l'analyse à l'échelle cœur montre que, pour des calculs où la symétrie des puissances dans le cœur est préservée, le recours à deux réflecteurs a un impact anecdotique lorsque seul, au contraire du recours aux assemblages de périphérie. Puisque l'utilisation de deux réflecteurs induit des surcoûts faibles en terme de ressource et de temps de calcul, il est conseillé d'utiliser les deux différenciations dans le cadre de l'étude du SCWR Canadien non couplée. L'impact au niveau des calculs couplés est présenté à la section 6.2.

5.1.6 Mise à l'équilibre du cœur

Chaque assemblage dans le réacteur possède un burnup qui lui est propre. Ce burnup évolue en fonction de la puissance produite en son sein. Avec un plan de rechargement qui ne change pas, les cycles de fonctionnement du réacteur tendent à être identiques. Le pilotage peut venir créer des différences d'un cycle à l'autre mais n'est pas pris en compte dans les modélisations. Il est attendu qu'à terme, l'évolution du burnup de chaque assemblage soit similaire d'un cycle à l'autre. Pour atteindre cet état, il faut soit introduire comme distribution initiale de burnup la distribution à l'équilibre, soit partir d'une distribution arbitraire et simuler un nombre suffisant de cycles successifs. À chaque étape de calcul le bore critique est introduit. L'évolution des courbes de bore critique d'un cycle à l'autre est alors utilisée comme indicateur. L'idée est que pour un cycle donné, l'écart maximal de bore critique par rapport au cycle précédent soit inférieur à un critère arbitraire. Lorsque ce critère est durablement dépassé, le réacteur est considéré à l'équilibre.

Soit la quantité de bore, mesurée en ppm et notée $b(n, s)$, qui dépend du cycle considéré n et de l'étape du cycle s . Soit un cycle qui utilise un nombre S d'étapes et ϵ le critère numérique de convergence. La convergence est atteinte au cycle n_c lorsque :

$$\forall n \geq n_c \text{ et } \forall s \in \llbracket 1, S \rrbracket, \max(|b(n, s) - b(n-1, s)|) < \epsilon \quad (5.2)$$

En plus du critère ϵ , le cycle d'équilibre n_c dépend de la façon dont est traité l'ensemble du cycle, soit le schéma d'évolution qui est discuté à la section 5.1.7. Le critère retenu est de 10^{-2} ppm. En opération, il est techniquement possible de mesurer la quantité de bore à $\pm 10^{-3}$ ppm [53]. Alors, la recherche de bore critique avec le module **FIND0** se fait à cette précision. Le ϵ choisi est 10 fois plus grand mais reste très faible au regard des quantités de bore critique impliquées. Ainsi, les mises à l'équilibre sont performantes : un nombre raisonnable de cycles est modélisé pour atteindre une précision fine. Tous les résultats présentés précédemment sont obtenus à l'équilibre.

5.1.7 Schéma d'évolution

Le schéma d'évolution désigne les différentes étapes temporelles, ou différents moments, où le code va calculer l'état du réacteur et notamment sa distribution de puissance. Si à l'échelle réseau un schéma type REP est utilisé, explicité à la section 4.4, un schéma différent peut être utilisé à l'échelle cœur. L'échelle réseau vise à produire des bases de données robustes où les différents phénomènes doivent être suivis précisément : mise à l'équilibre du xénon, disparition du gadolinium et des inventaires fissiles. Pour une modélisation cœur, ces phénomènes peuvent survenir simultanément dans différentes régions, dans différents assemblages. Le schéma d'évolution a alors pour objectif de rendre compte précisément de l'évolution des propriétés du réacteur. Puisque l'objectif est la mise en place d'un couplage, les paramètres à considérer sont autant les puissances obtenues via DONJON que les distributions de températures et de masses volumiques issues de CATHENA. À nouveau, la recherche de précision ne doit pas se faire au détriment du temps de calcul. Le couplage tend à multiplier les simulations CATHENA et DONJON et un schéma d'évolution trop lourd, qui comporte un nombre important d'étapes par cycle, peut alourdir le temps de calcul de plusieurs mois sans apporter un gain de précision significatif.

Plusieurs candidats ont été considérés parmi lesquels des types REP et des types CANDU. Les types REP ont l'avantage d'être relativement léger mais proposent des pas de temps très inégaux. Les types CANDU sont typiquement lourds mais utilisent des pas constants ce qui est intéressant pour suivre les phénomènes thermohydrauliques. Seuls 3 candidats sont présentés, *REP1*, *CANDU3* et *CANDU5*. Ils sont comparés pour la modélisation d'un rechargement par tiers ($3c$, cycle de 405 jours) et sans prise en compte de l'effet du rechargement sur les inventaires. Sont comparés le nombre d'étapes par cycle, le temps de mise à l'équilibre et la précision de modélisation du k_{eff} . REP1 s'effectue en 15 étapes, le premier pas est de 5 jours, le suivant est de 10 jours lorsque le combustible évolue entre le 5^e et le 105^e jour du cycle. Le cycle est complété par des pas de 100 jours. CANDU3 propose 82 étapes régulières de cinq

jours et CANDU5 propose un pas initial unique de cinq jours pour ensuite utiliser des pas réguliers de 20 jours pour un total de 22 étapes. La comparaison des différents schémas est répertoriée dans le tableau 5.5.

Tableau 5.5 Comparaison des schémas d'évolution, simulation $\mathcal{B}c$ sans évolution de ^{233}Pa

Schéma	Temps d'équilibre (h)	Cycle d'équilibre	Étapes par cycle
REP1	69.93	24	15
CANDU3	271.23	18	82
CANDU5	72.65	18	22

Les temps de calculs impliqués par *CANDU3* montrent en quoi ce schéma est limité pour réaliser un couplage. *CANDU5* parvient en un même nombre de cycles à atteindre l'équilibre. Au contraire, *REP1* nécessite un nombre de cycles plus grand pour atteindre l'équilibre tout en restant légèrement plus rapide. La comparaison des k_{eff} au cours d'un cycle, à la figure 5.11, confirme que *REP1* est moins précis que les deux autres candidats. En raison de son nombre d'étapes plus importants, *CANDU3* est considéré comme le résultat de référence. *CANDU5* ne rend pas compte de la légère remontée de k_{eff} qui survient entre le 5^e et le 25^e jour mais reste très fidèle à la courbe pour le reste du cycle. Ce schéma est un compromis intéressant entre rapidité et précision, il offre des pas de temps réguliers ce qui est important pour suivre l'évolution des températures dans le cœur. Il est le schéma retenu pour l'ensemble des simulations qui impliquent DONJON.

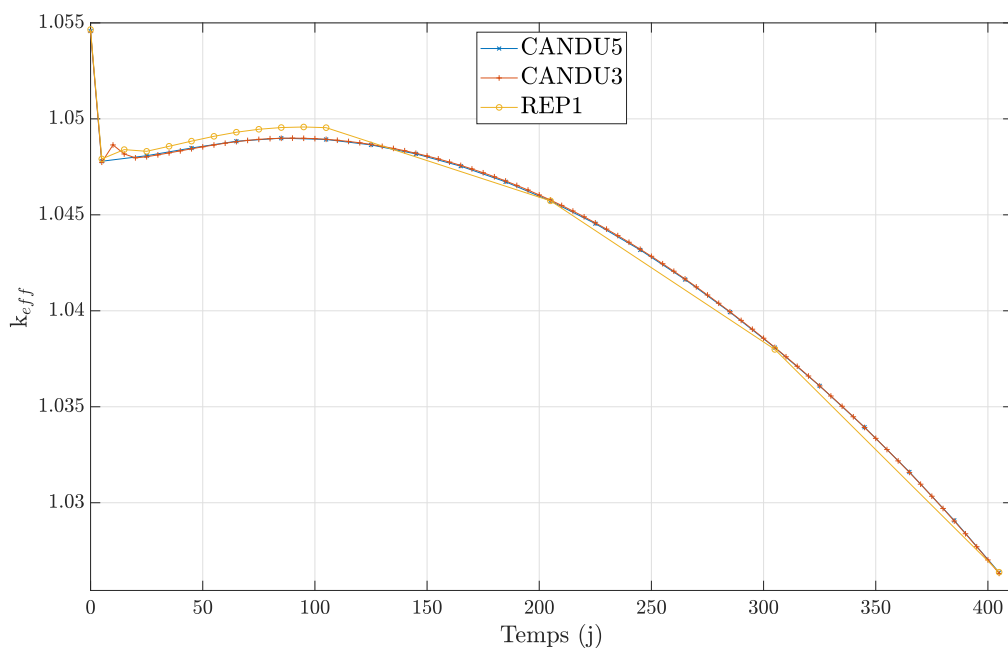


Figure 5.11 Évolution du k_{eff} pour un cycle et différents schémas d'évolution, $\mathcal{B}c$

5.2 Modélisation thermohydraulique CATHENA

Le modèle thermohydraulique utilisé est emprunté à D. Hummel [20]. Seules deux modifications mineures ont été apportées au modèle original, celui-ci étant très complet. Il est bâti pour une puissance du cœur de 2540 MWth contre 2032 MWth ici. Les distributions des paramètres thermodynamiques ne sont alors pas directement comparables. Dans le cadre de cette étude, aucun développement majeur du modèle n'est apparu nécessaire. Il est précisé que CATHENA permet la résolution des régimes transitoires, étant initialement conçu pour modéliser les accidents de perte de caloporteur [7]. En l'état, le code ne renvoie pas de solutions convergées. Sont renvoyées les solutions obtenues à chaque étape de calcul jusqu'au temps final de simulation, donné en entrée. Il appartient à l'utilisateur de veiller à ce que les solutions soient convergées. La section qui suit entreprend une description sommaire du réseau thermohydraulique ainsi que les justifications apportées à certains éléments par D. Hummel [20].

5.2.1 Géométrie et modèle thermique

Géométrie

Comme évoqué dans la section 1.4.2, CATHENA suit une logique semblable à SERPENT : un fichier d'entrée est constitué d'un ensemble de sections indispensables appelées groupes. Parmi ces groupes, la définition des composants et des jonctions permettent de créer le système hydraulique. Les conditions aux frontières, les conditions initiales ainsi que les modèles thermiques complètent la définition du système. La géométrie est présentée à la figure 5.12 où seul un canal est présenté. Les extrémités du système sont représentées par **INBOUND** et **OUTBOUND**. Cette façon de faire permet de restreindre le réseau aux seules composantes qui nous intéressent sans se préoccuper des turbines et autres circuits de refroidissement du primaire. Ces deux extrémités, purement fictives, sont celles auxquelles sont imposées les conditions aux frontières. Est joint à **INBOUND** une pompe qui fait le lien avec le réservoir d'entrée. Du réservoir au tube central d'écoulement, le fluide passe par la buse d'admission. Le caloporteur s'écoule, change de sens d'écoulement dans le composant dédié **RVRSEVOL** puis remonte. La sortie du tube de force se fait au travers d'une seconde buse qui mène au réservoir de sortie via une conduite dédiée, le **RISER**. Le réservoir de sortie et d'entrée ne sont pas à la même hauteur, le **RISER** permet d'atteindre la hauteur du réservoir de sortie depuis la seconde buse. Ce dernier est relié à **OUTBOUND** via une canalisation.

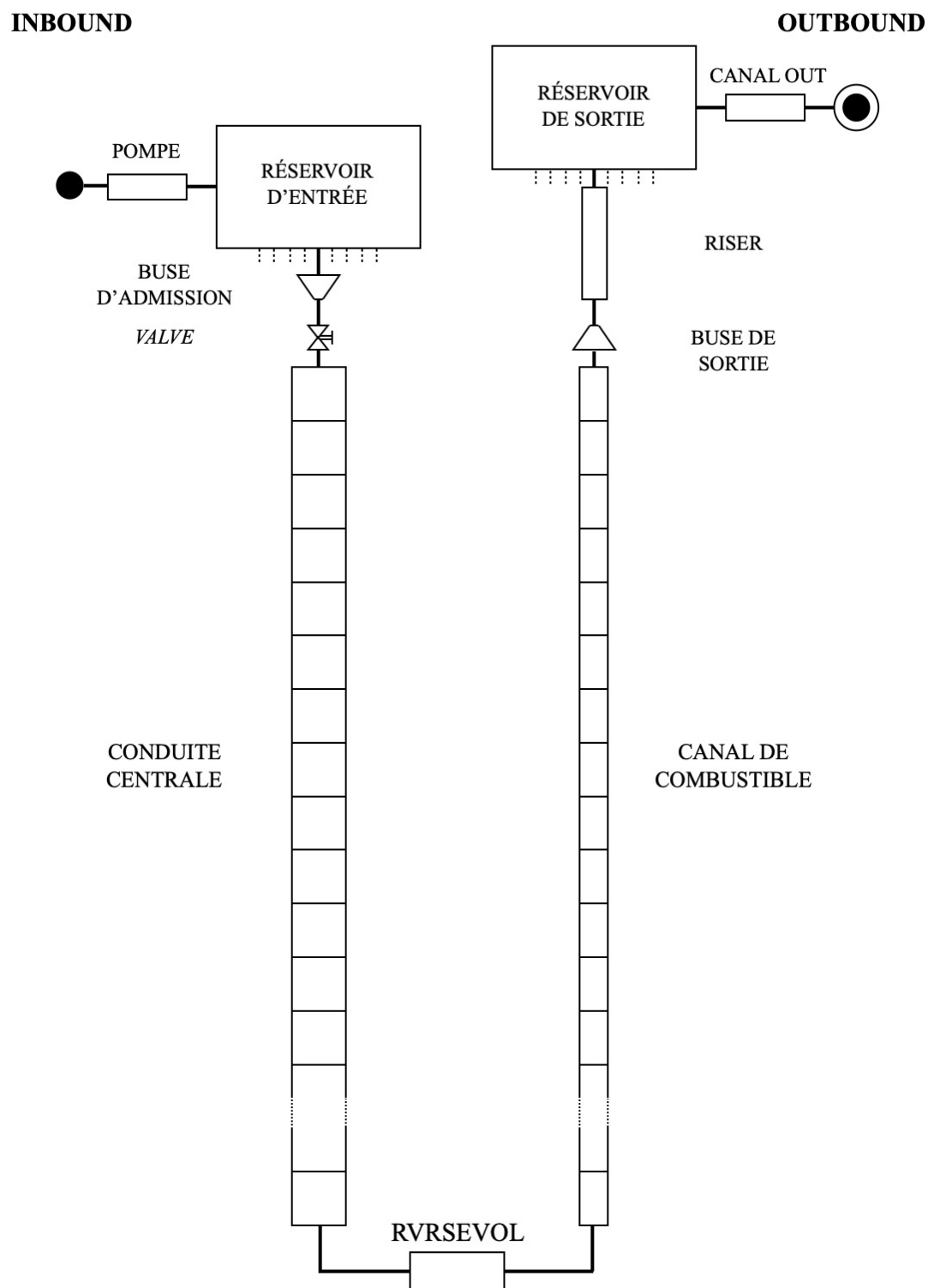


Figure 5.12 Réseau thermohydraulique, modèle hydraulique, adapté de [20]

Par la suite, est appelé canal l'ensemble des éléments du réseau qui se situent entre les deux réservoirs. Le SCWR Canadien est constitué de 336 canaux or, par symétrie il n'est nécessaire que de modéliser 84 canaux. Cette simplification permet des gains en temps de calcul substantiels. CATHENA est capable de modéliser des composants parallèles, soit de multiplier le nombre de composants sans augmenter le nombre d'équations à résoudre. Ainsi, chaque canal compte pour quatre canaux. De plus, le modèle original inclut pour chaque canal un composant supplémentaire. Ce composant est lié au réservoir de sortie et n'est utile que pour l'étude des régimes transitoires, notamment lorsque les transferts thermiques sont importants au travers du **RISER** [20]. Le retirer ne détériore pas les solutions obtenues, c'est la première modification implantée dans le modèle original. Les crayons de combustible n'apparaissent pas dans le modèle hydraulique.

Un aperçu des différents composants est donné dans le tableau 5.6, extrait de [20]. Seuls les paramètres principaux sont présentés. La définition de tous les composants est cohérente avec la littérature [8, 54] et avec les retours de LNC. La rugosité n'est pas inscrite mais vaut $45 \mu m$ pour tous les composants. Les résistances hydrauliques, notées K , rendent compte des pertes mineures dues à l'ensemble des obstacles rencontrés par l'écoulement [6]. Elles interviennent sous la même forme dans l'équation de Darcy-Weisbach, présentée à la section 3.4.4. Dans le modèle original, un soin particulier a été porté à la détermination de ces coefficients obtenus via corrélations. Ce sont les coefficients K qui rendent compte de l'impact physique des crayons sur l'écoulement. Cette simplification conduit à considérer que, à hauteur donnée, l'écoulement est identique en tous points du canal de combustible. En réalité, la présence de crayons induit des inhomogénéités. Une façon plus fine d'étudier l'écoulement implique l'utilisation de codes, tel ASSERT-PV, qui permettent de définir des sous-canaux fictifs [26]. Ces outils sont nécessaires pour, par exemple, quantifier l'impact des lacets enroulés autour des crayons sur les transferts thermiques et les pertes de charge (résistance hydraulique) [26]. Le volume et la section transverse du canal de combustible tiennent également compte de la présence des crayons. La conduite centrale et la conduite contenant le combustible sont toutes deux découpées en 20 nœuds équidistants sur la hauteur. Ces nœuds coïncident avec le centre des cellules de la simulation DONJON. La modification du nombre et de la disposition des nœuds a un impact négligeable sur les solutions obtenues.

Tableau 5.6 Principaux paramètres de définition de la géométrie CATHENA, d'après [20]

Élément	Longueur (m)	Section transverse (m ²)	Volume (m ³)	K	Nombre d'éléments	Composants parallèles
Pompe	5.0×10^{-1}	2.731×10^{-1}	1.380×10^{-1}	0	1	4
Réservoir d'entrée	-	-	6.872×10^1	-	1	1
Réservoir de sortie	-	-	1.423×10^1	-	1	1
Buse d'admission	1.697	1.614×10^{-2}	9.205	1.2	84	4
Buse de sortie	1.697	3.136×10^{-3}	1.788	1.15	84	4
Conduite centrale	5.0	6.648×10^{-3}	1.117×10^1	0	84	4
Canal de combustible	5.0	4.565×10^{-3}	7.669	20	84	4
RVRSEVOL	2.50×10^{-1}	1.629×10^{-2}	1.368	1.2	84	4
Riser	9.27×10^{-1}	2.992×10^{-3}	9.320×10^{-1}	0	84	4
Canal Out	9.90×10^{-1}	1.257×10^{-1}	4.980×10^{-1}	0	1	4

La résistance hydraulique K dans le canal de combustible et la rugosité des canalisations sont deux paramètres qui jouent sur la perte de charge le long de la course du caloporteur. Ces pertes de charge sont dues à des turbulences dans l'écoulement, turbulences qui ont également un impact sur le refroidissement. Ainsi, la sensibilité du modèle à ces grandeurs est mesurée grâce à la perte de pression totale dans le tube de force. Plusieurs cas de figures sont simulés à partir du modèle de référence. Chacun de ces tests donne la même solution quant à la distribution de températures du caloporteur. Les pertes de charge diffèrent, elles sont présentées dans le tableau 5.7.

Tableau 5.7 Pertes de charge dans le tube de force en fonction de la rugosité et de K

Rugosité (μm)	K	Pression en entrée (MPa)	Pression en sortie (MPa)	Perte de charge (MPa)
45	20	25.090	25.043	0.047
45	2	25.062	25.042	0.020
45	40	25.120	25.045	0.075
45	100	25.210	25.049	0.161
1	20	25.073	25.042	0.031
10	20	25.079	25.042	0.037
100	20	25.101	25.044	0.057
1000	20	25.189	25.048	0.141

La pression de sortie est quasi-identique dans chacun des cas, elle vaut ≈ 25.045 MPa. Les différences constatées portent sur la pression en entrée du tube de force. Plus la rugosité ou la résistance hydraulique K est importante, plus la pression en entrée doit être élevée pour compenser. La pression en entrée monte dans le pire des cas à 25.21 MPa lorsque la résistance hydraulique est multipliée par 5 par rapport à sa valeur estimée. Dans ce cas extrême, environ $\approx 20\%$ de la surpression totale est perdue dans le tube de force. Un résultat comparable est obtenu lorsque la résistance hydraulique est de 20, valeur référence, et que la rugosité est de 1000 μm , soit plus de 20 fois la valeur estimée. Ces résultats montrent que la présence de crayons a un impact plus grand sur la perte de pression que la rugosité des canalisations. Cela s'explique notamment par le nombre important de crayons et la surface de contact totale qu'ils ont avec l'écoulement. De plus, les crayons produisent de la chaleur ce qui introduit un gradient de température important dans le caloporteur au contact de la gaine. Ce gradient provoque des turbulences, une partie du caloporteur change violemment de direction, se contracte ou se rétracte. Ce phénomène doit être pris en compte via des corrélations spécifiques qui sont encore à l'étude pour le SCWR Canadien [26].

Quelle que soit la valeur du paramètre K ou de la rugosité, le plus clair des pertes de pression survient au niveau de la **VALVE**, soit avant que le caloporteur entre dans le tube de force. Ceci suggère que la surpression totale de 0.8 MPa est inadéquate [20]. Bien que le modèle se révèle sensible aux variations de résistance hydraulique et de rugosité, il n'est pas possible de dire, dans l'état actuel des connaissances sur le SCWR Canadien, s'il est précis ou non. Les travaux de recherche doivent déterminer à la fois la valeur de la surpression totale et les corrélations à utiliser pour les pertes de charges dues à la résistance hydraulique des crayons ou la rugosité. Ces deux problèmes sont intimement liés. La surpression totale doit

compenser la perte de charge dans le tube de force et cette perte de charge ne peut pas être étudiée convenablement lorsque la surpression écrase tous les phénomènes de turbulences. Il est attendu que les prochains travaux sur le design du réacteur éclairent ces questions. Pour l’heure, cela reste une limite majeure des modèles utilisés. Toutefois et de façon qualitative, il est attendu que les pertes de charge dans le tube de force soient principalement dues aux frottements avec les crayons et à l’accélération du fluide [26], accélération liée aux variations importantes de masse volumique. Gravité et frottements avec la paroi de la conduite doivent jouer un rôle mineur comme c’est déjà le cas dans le modèle CATHENA.

Par design, chacun des canaux possède une température de sortie de 625°C indépendamment de la puissance produite. Afin de remplir cet objectif, des dispositifs font varier le débit en entrée, au niveau de la buse d’admission. La plupart du temps et pour un réacteur réel, ces composants sont amovibles et s’adaptent au débit en entrée en provoquant des pertes de charge. Des contraintes importantes surviennent sur ces systèmes [20]. Dans la modélisation, la buse est un composant inamovible. Pour simuler la rétroaction, un item artificiel est ajouté à chaque canal, il s’agit d’une **VALVE** qui fait varier la surface d’admission de la buse [20]. N’étant pas un composant physique, elle est définie comme un élément de contrôle (groupe **CONTROL DEVICE**) qui ajuste le débit afin de respecter les 625°C de sortie. La **VALVE** est un correcteur proportionnel intégral qui obéit à l’équation 5.3 :

$$S_{valve}(t) = G(T_{sort.}(t) - T_{cons.}(t)) + \frac{G}{t_i} \int (T_{sort.}(t) - T_{cons.}(t))dt \quad (5.3)$$

où

- S_{valve} est la surface d’admission, en m^2
- $T_{sort.}$ est la température mesurée à la buse de sortie, en $^{\circ}C$
- $T_{cons.}$ est la température de consigne, ici 625°C
- G est le gain proportionnel (1.10^{-5} ou 4.10^{-5})
- t_i est la période intégrale, en s (30 s)

Le réglage du gain et de la période intégrale s’est fait en partant des réglages du modèle original [20]. La recherche se fait en testant un grand nombre de combinaisons portant sur la simulation de référence. Celle-ci sert à vérifier le modèle et est présentée à la section 5.2.2. Le gain a d’abord été modifié de façon à obtenir une solution qui converge, puis la période est modifiée afin de limiter les dépassements maximaux ainsi que les oscillations. Ainsi, le réglage de 4.10^{-5} et 30 s permet de faire converger la simulation de référence en moins de 2000 s . Le retour d’expérience des calculs couplés conduit à baisser le gain à la valeur de 1.10^{-5} ,

le précédent réglage produisant des oscillations. En première lecture, il apparaît étonnant que le système nécessite 2000s pour converger vers une solution stationnaire. Il est difficile d'envisager un temps de réaction aussi lent en opération sur un réacteur réel. Toutefois, il ne faut pas oublier que dans la réalité, la gestion du débit se fait de façon continue. En comparaison, les pas de temps de la simulation sont de 5 à 20 jours. Enfin, le contrôleur proportionnel intégral utilisé est sûrement moins performant que ne le serait un dispositif réel.

Modèles thermiques

Afin de compléter la définition du réseau, sont requis les modèles thermiques. Pour chaque canal, quatre modèles thermiques sont implémentés. Ils correspondent à la conduite centrale, aux crayons de combustible de la couronne intérieure, aux crayons de la couronne extérieure et au tube de force. La conduite centrale conduit la chaleur entre le caloporteur ascendant et descendant. Les crayons produisent la chaleur et le tube de force lie caloporteur et modérateur, ce dernier ayant une température constante. Ainsi, les pertes de chaleur n'ont lieu qu'au niveau du tube de force. Un modèle plus réaliste mais beaucoup plus complexe modéliserait les pertes thermiques d'autres composants, notamment au niveau du **RISER** et des réservoirs. Il est utile de rappeler que, par design, le SCWR Canadien vise une température d'entrée de turbine de 625°C. Dans une modélisation où il n'y a aucune perte thermique ailleurs que dans le tube de force, cela signifie que la température du fluide est constante après sortie du canal de combustible. C'est pourquoi la **VALVE** est contrôlée grâce à la mesure de la température du caloporteur au niveau de la buse de sortie. Les conditions aux frontières, appliquées à **INBOUND** et **OUTBOUND**, sont respectivement 25.8 MPa et 623 K (350°C) ainsi que 25 MPa et 898 K (625°C). Les propriétés des matériaux utilisées sont issues de LNC, elles sont données dans l'annexe D.

Le modèle thermique de la conduite centrale est le plus simple. Il rend compte de la diffusion thermique dans un milieu homogène et fait le lien thermique entre caloporteur ascendant et descendant. Il est composé de 20 nœuds sur la hauteur et 3 sur le rayon. Le modèle du tube de force est également cylindrique mais n'est pas composé d'un unique milieu homogène en plus d'être en contact avec le puit thermique. Le modèle dit tube de force est composé de plusieurs couches : deux revêtements, un isolant et le tube de force à proprement parler. Il fait le lien entre caloporteur ascendant et modérateur. Ici intervient la seconde modification mineure du modèle original : la condition à l'interface modérateur tube de force définit une conductivité thermique quasi-constante de $4000 \text{ W.m}^{-2}.\text{C}^{-1}$. Sur conseils des développeurs de CATHENA, la fonctionnalité *LIQUID-BATH* n'a pas été conservée,

elle est en instance de retrait du code [6]. Le modèle tube de force consiste également en 20 nœuds axiaux et 10 nœuds sur le rayon, dont 4 pour le seul isolant lorsque chacune des autres couches contient 2 nœuds.

Les deux derniers éléments thermiques sont les couronnes de 32 crayons de combustible. Pour chaque couronne, un modèle thermique de crayon est défini grâce aux propriétés des matériaux qui le composent. Ce modèle compte pour 128 crayons dans la mesure où il modélise les 32 crayons d'une couronne et que chaque assemblage compte pour 4, CATHENA modélisant un quart de cœur. La puissance produite en un nœud est répartie entre les deux modèles thermiques, soit la couronne extérieure et la couronne intérieure de l'assemblage. Les calculs réseaux témoignent d'une puissance plus importante produite par les crayons de la couronne extérieure. Cette tendance est confirmée par des travaux portant sur des assemblages à enrichissement non-étalonné sur la hauteur et ne contenant pas de poisons consommables [20]. Les simulations thermohydrauliques de l'assemblage à 64 crayons confirment elles aussi cette tendance [22]. Toutefois, aucune étude rigoureuse de la distribution de puissance entre les couronnes n'a encore été réalisée avec les plus récents changements apportés au combustible (présence de poisons consommables, enrichissement étalonné sur la hauteur) et ce dans l'ensemble du cœur sur un cycle. Avec des barres de contrôle, il est possible que cette distribution de puissance entre les couronnes s'inverse, la couronne intérieure produisant alors plus de puissance que la couronne extérieure [49]. À la lumière des simulations à l'échelle réseau et des données de la littérature, la distribution relative de puissance entre les couronnes est conservée comme étant de 51.9% pour l'extérieur et 48.1% pour l'intérieur [20]. par souci de simplicité, cette distribution est considérée indépendante de la localisation de l'assemblage dans le cœur.

Les crayons sont des cylindres pleins constitués du combustible et de la gaine, les deux séparés par un espacement ténu. Cet espacement sert à modéliser le fait que la gaine ne soit pas nécessairement en parfait contact avec le combustible, ce qui peut jouer un rôle dans les régimes transitoires. Puisqu'aucune mention de gaine en parfait contact avec le combustible n'a été trouvée dans la littérature, il a été décidé de conserver cet élément, appelé gap, d'épaisseur 0.082 mm et de conductivité thermique $50\,000\text{ W.m}^{-2}.\text{C}^{-1}$ [20, 55]. Enfin, les crayons possèdent 20 nœuds axiaux ainsi que 8 nœuds radiaux dont 4 pour le combustible et 3 pour la gaine. Les nœuds radiaux dans le combustible sont représentés à la figure 5.13. Ne sont pas présentés les nœuds dans le gap ni dans la gaine par souci de clarté. La température du combustible est mesurée au niveau du 3^e nœud. La géométrie cylindrique du crayon fait que la température en ce nœud est la plus proche du barycentre des températures pondérées

par les surfaces. La corrélation utilisée pour déterminer le coefficient de convection est celle de Dittus-Boelter. Toutefois, la corrélation par défaut du code, Modified Chen [6], donne exactement les mêmes résultats.

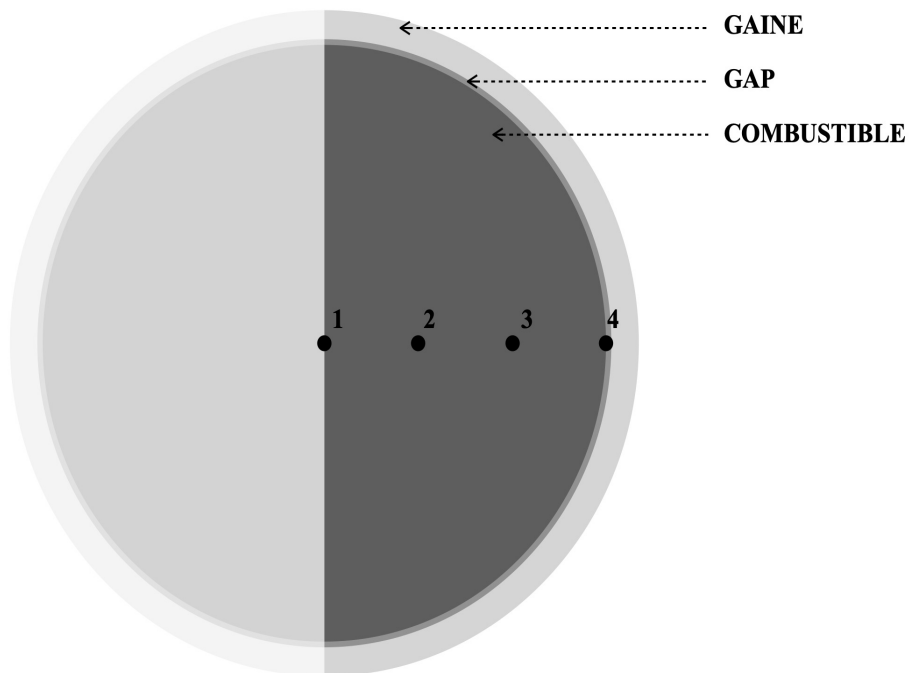


Figure 5.13 Schéma d'un crayon de combustible sous CATHENA

CATHENA requiert en entrée la puissance totale produite par le modèle thermique ainsi qu'une répartition spatiale de cette puissance. La répartition radiale dans un crayon est par hypothèse homogène. En réalité et au cours de l'évolution, le gradient de puissance dans les crayons est non nul et varie. À des fins de simplifications, cet effet n'a pas été pris en compte. Une distribution axiale est également donnée en entrée. En sommant les puissances de tous les modèles thermiques de crayons, la puissance de 2032 MW est obtenue. Cependant, la puissance conférée au fluide est inférieure à cette valeur du fait des pertes thermiques au modérateur. Avec le modèle thermique de tube de force et pour la simulation de référence, la puissance totale conférée au fluide est de 1951 MWth. Ceci représente des pertes thermiques de l'ordre de 4% de la puissance totale. Sans ce modèle thermique, le fluide récupère la totalité de la puissance produite dans les crayons. Finalement, l'intégralité du réseau thermique est représenté à la figure 5.14. Enfin, CATHENA répartit la puissance conférée à chaque crayon dans trois sous-éléments de volume : le centre du crayon et deux cylindres successifs qui l'entourent. Ces zones sont délimitées par les nœuds présentés à la figure 5.13. 11.11% de la puissance produite est conférée au centre du crayon, 33.33% à l'élément à son contact et 55.56% au dernier élément. Cette répartition est identique pour chaque crayon.

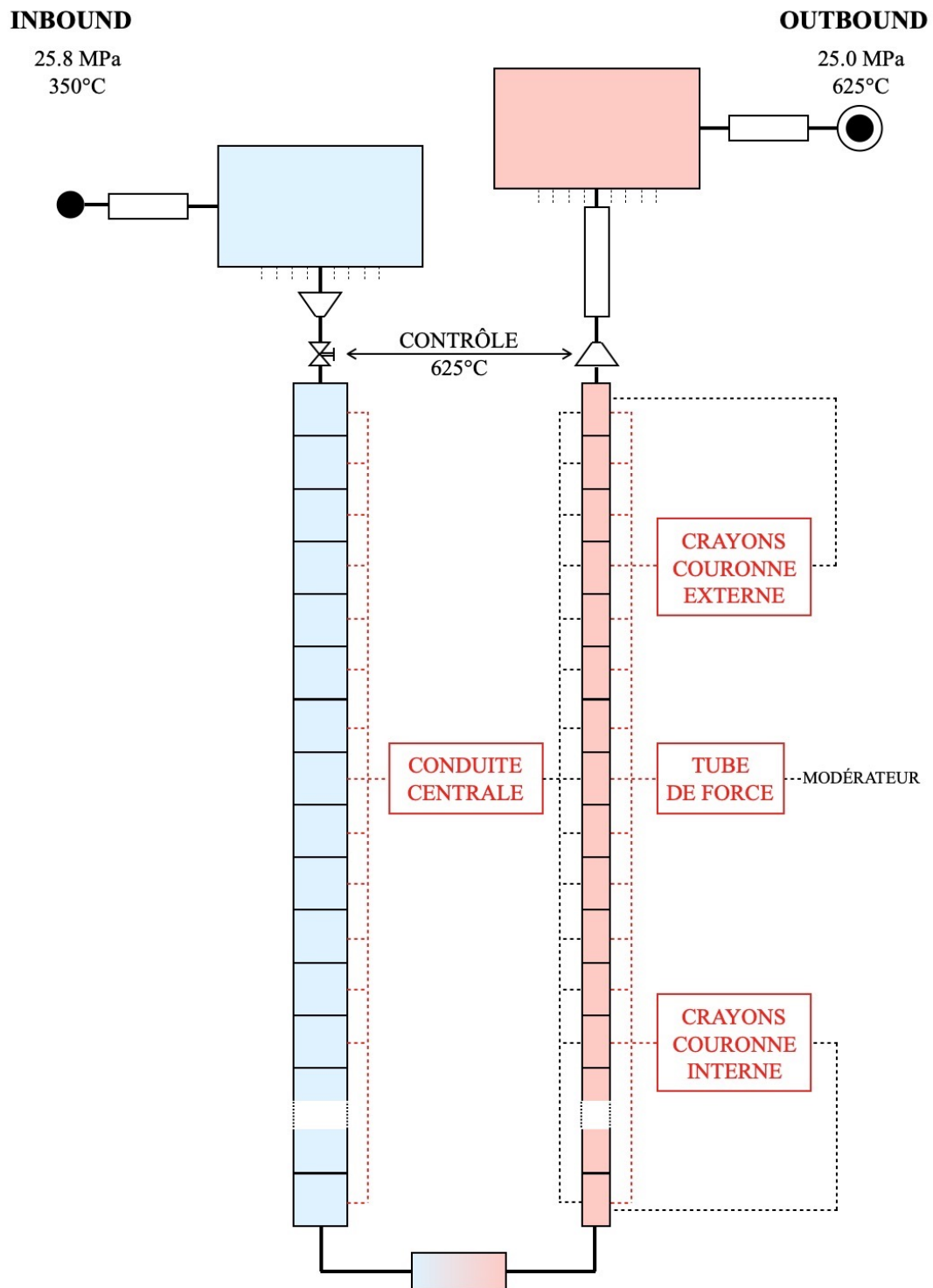


Figure 5.14 Réseau thermohydraulique, modèle thermique, adapté de [20]

5.2.2 Vérification et convergence

Afin d'assurer la validité de la simulation, un modèle intermédiaire de référence a été implémenté. Il s'agit d'un modèle où 1 canal moyen est défini tandis qu'il compte pour 336 canaux parallèles. Ce modèle simple peut directement être comparé aux données de la littérature [25] et possède deux avantages majeurs, il converge très rapidement et tous les paramètres de modélisation sont connus. La simulation de référence et celle à 84 canaux sont en tous points comparables. Une telle comparaison permet d'évaluer la précision à laquelle la simulation à 84 canaux converge au bout du temps imparti. Le critère pertinent pour vérifier qu'une simulation à 84 canaux a atteint un régime stationnaire porte sur les débits massiques. S'ils sont constants en tous nœuds de chaque canal, la simulation a atteint un régime permanent. Plutôt que de mesurer les 40 débits massiques à disposition, sont choisis 6 points de mesure par canal : 3 à la descente et 3 à la montée.

Dans le tableau 5.8 sont présentées les températures du caloporteur ascendant et descendant pour chaque nœud axial selon la simulation considérée. Toutes les grandeurs thermodynamiques relatives au caloporteur convergent précisément vers les données de la littérature. Les masses volumiques étant directement liées aux températures, la convergence de l'un induit la convergence de l'autre. En chaque nœud axial, la simulation à 84 canaux propose 84 valeurs. Est ici présenté, pour chaque nœud, la moyenne des 84 canaux dont l'erreur statistique est inférieure à 10^{-10}K : chacun des 84 canaux converge vers la même solution. Les résultats obtenus sont en accord manifeste avec les données de la littérature, la simulation CATHENA est validée. De plus, le modèle à 84 canaux identiques converge précisément vers le modèle à 1 canal moyen au bout de 2000s. En fonctionnement nominal, le SCWR Canadien est symétrique par 8^e, il peut posséder jusqu'à 46 profils thermodynamiques, soit 46 canaux, uniques. Ici, la simulation à 84 canaux utilise un unique profil moyen répliqué 84 fois, ce qui facilite la convergence et en améliore la vitesse de calcul.

Tableau 5.8 Comparaison des températures du caloporteur par rapport à la littérature [8]

nœud	Caloporteur ascendant (K)			Caloporteur descendant (K)		
	Littérature	Référence	84 canaux	Littérature	Référence	84 canaux
20	898	898	898	625	625	625
19	875	875	875	626	626	626
18	849	850	850	628	628	628
17	823	824	824	629	629	629
16	796	798	798	630	631	631
15	771	773	773	631	632	632
14	748	750	750	632	632	632
13	727	729	729	632	633	633
12	709	710	710	633	634	634
11	694	695	695	633	634	634
10	682	683	683	634	635	635
9	673	674	674	634	635	635
8	667	668	668	634	635	635
7	663	664	664	635	636	636
6	660	661	661	635	636	636
5	659	659	659	635	636	636
4	657	658	658	635	636	636
3	655	656	656	636	636	636
2	651	652	651	636	637	637
1	644	645	645	636	637	637

Si masses volumiques et températures du caloporteur sont en accord avec la littérature, la température du combustible n'offre pas le même constat. Le tableau 5.9 présente la comparaison de la température du combustible selon qu'elle soit obtenue par l'une des deux simulations ou via la littérature. La simulation à 84 canaux offre toujours la même précision statistique : l'erreur sur la moyenne calculée est quasi nulle. Si simulation de référence et à 84 canaux sont en parfait accord, des disparités sont à noter avec la littérature. Au niveau du premier nœud, l'écart est presque de 80 K lorsqu'il est d'environ 30 K au 20^e nœud. Ces différences sont à imputer aux répartitions axiales relatives de puissance. La répartition utilisée pour les calculs de vérification est recouverte du modèle original où la puissance du cœur était de 2540 MWth [20]. Ces différences ne remettent pas en question la validité du modèle CATHENA utilisé, les températures du caloporteur étant en accord avec la littérature. Toutefois, elles

montrent que la température du combustible est très sensible à la distribution de puissance. Une variation de 80 K dans le combustible induit une différence de seulement 1 K dans le caloporteur. Afin d'évaluer les marges de sûreté quant à la température au centre du combustible et en surface de gaine, une modélisation précise est nécessaire tant ces paramètres sont sensibles.

Tableau 5.9 Comparaison des températures du combustible par rapport à la littérature [8]

nœud	Combustible (K)		
	Littérature	Référence	84 canaux
20	1437	1409	1408
19	1443	1431	1431
18	1437	1435	1434
17	1410	1418	1417
16	1371	1390	1390
15	1328	1357	1357
14	1284	1322	1322
13	1242	1284	1284
12	1200	1246	1246
11	1159	1209	1210
10	1120	1173	1174
9	1083	1141	1142
8	1053	1112	1114
7	1033	1087	1089
6	1017	1068	1070
5	1006	1052	1054
4	995	1044	1046
3	976	1038	1039
2	947	1021	1022
1	907	983	984

CHAPITRE 6 Couplage et résultats

6.1 Algorithme

6.1.1 Informations générales

Le couplage est réalisé via Python qui agit en qualité de gestionnaire de fichiers et donneur d'ordres principal. S'il a été un temps envisagé de créer un module DONJON pour assurer le couplage, l'idée a été abandonnée du fait du surplus de complexité introduit et des questions de propriété intellectuelle vis-à-vis de CATHENA. La fonctionnalité PVM (*Private Virtual Machine*, ORNL [56]) est disponible sur CATHENA. Elle facilite le couplage du code mais nécessite des autorisations complémentaires de LNC [6], ces autorisations ne sont pas triviales à obtenir et il a été décidé de ne pas les demander. À la place, l'algorithme compte sur un ensemble de fonctions Pythons qui assurent 4 tâches principales : la lecture des fichiers de sortie, le traitement des données de sortie, l'écriture des fichiers d'entrée et les tests de convergence. Ces fonctions sont contenues dans un fichier différent de celui qui contient l'algorithme. Le traitement des données de sortie est crucial dans la mesure où CATHENA modélise un quart de cœur lorsque DONJON modélise un cœur complet. Ces fonctions permettent de faire correspondre les nœuds des deux simulations et les formats de données. L'algorithme s'appuie ainsi sur des fichiers d'entrées préremplis pour CATHENA et DONJON. Le nombre d'informations à écrire dans les fichiers d'entrée est réduit au minimum. Pour chercher efficacement l'information dans les structures de données DONJON, des fonctions additionnelles sont utilisées. Elles tiennent compte de l'environnement Windows, requis par CATHENA, qui implique un ajustement par rapport à un environnement Linux. Elles sont obtenues en traduisant des fonctions analogues qui opèrent sur Octave/Matlab [57]. L'ensemble des fichiers et des fonctions sont disponibles en ligne au lien fourni dans l'annexe B. Sont également mis à disposition deux documents qui expliquent l'architecture technique des fonctions Pythons et comment fonctionne en détail le couplage. Dans le reste de cette section est donnée une vision simplifiée du fonctionnement.

L'information transite selon 3 canaux : des tableaux Python (arrays numpy), la FuelMap et un fichier History. Les tableaux Pythons contiennent les distributions des paramètres thermodynamiques, de débit massique et de puissance. Ils font le lien entre les deux codes en plus d'être le support des fonctions de test de convergence. La FuelMap est un fichier DONJON qui contient l'historique des propriétés du combustible et notamment les distributions de burnup et de puissance. Elle est utilisée comme support pour chaque calcul de flux puisqu'elle contient les distributions de paramètres thermodynamiques nécessaires

à l'interpolation des multicompos. Toutefois, contrairement à la puissance et au burnup, la FuelMap ne conserve pas ces données. Ainsi, le rôle de cette dernière est fondamental dans l'exécution de DONJON. History est une structure DONJON créée via **MSTR**:. En plus du bore critique et du k_{eff} lorsqu'aucun bore n'est introduit, ce fichier contient des indices de boucle et les binaires de rechargement et de fin d'évolution. Si Python est le donneur d'ordre principal, les décisions de procéder au rechargement où d'arrêter la simulation sont inscrites dans History et proviennent de DONJON. L'algorithme de couplage va chercher dans History l'information pour savoir s'il est nécessaire de procéder au rechargement ou d'arrêter la simulation. Cette façon de fonctionner avec un donneur d'ordre partiel permet une prise en main simplifiée de l'algorithme de couplage et rend trivial un éventuel redémarrage. Lorsque nécessaire, le redémarrage débute là où l'algorithme a été interrompu. Ainsi, les pertes en temps de calcul sont minimisées lorsque l'exécution complète peut prendre plusieurs mois. Les distributions thermodynamiques convergées du dernier cycle modélisé sont stockées dans des fichiers textes dans un répertoire dédié. À chaque fois qu'une étape temporelle converge, la solution est sauvegardée après que la solution pour cette même étape au cycle précédent soit détruite. Dans le pire des cas, ces fichiers constituent une sauvegarde partielle des données thermodynamiques.

Enfin, l'algorithme s'appuie sur un ensemble de fichiers non modifiables, requis pour la modélisation neutronique, parmi lesquels les multicompos. Font également partie de ces fichiers la macrolib réflecteur, le fichier de géométrie du cœur, le tracking et le fichier matex qui fait le lien entre géométrie et composition du réacteur. Sont également à disposition des procédures DONJON de recherche de criticité ainsi que d'interpolation des multicompos. Ces procédures auraient pu faire partie du corps des fichiers d'entrée préremplis mais à des fins de clarté, il a été choisi de les écrire dans un fichier séparé. L'algorithme est présenté à la figure 6.1.

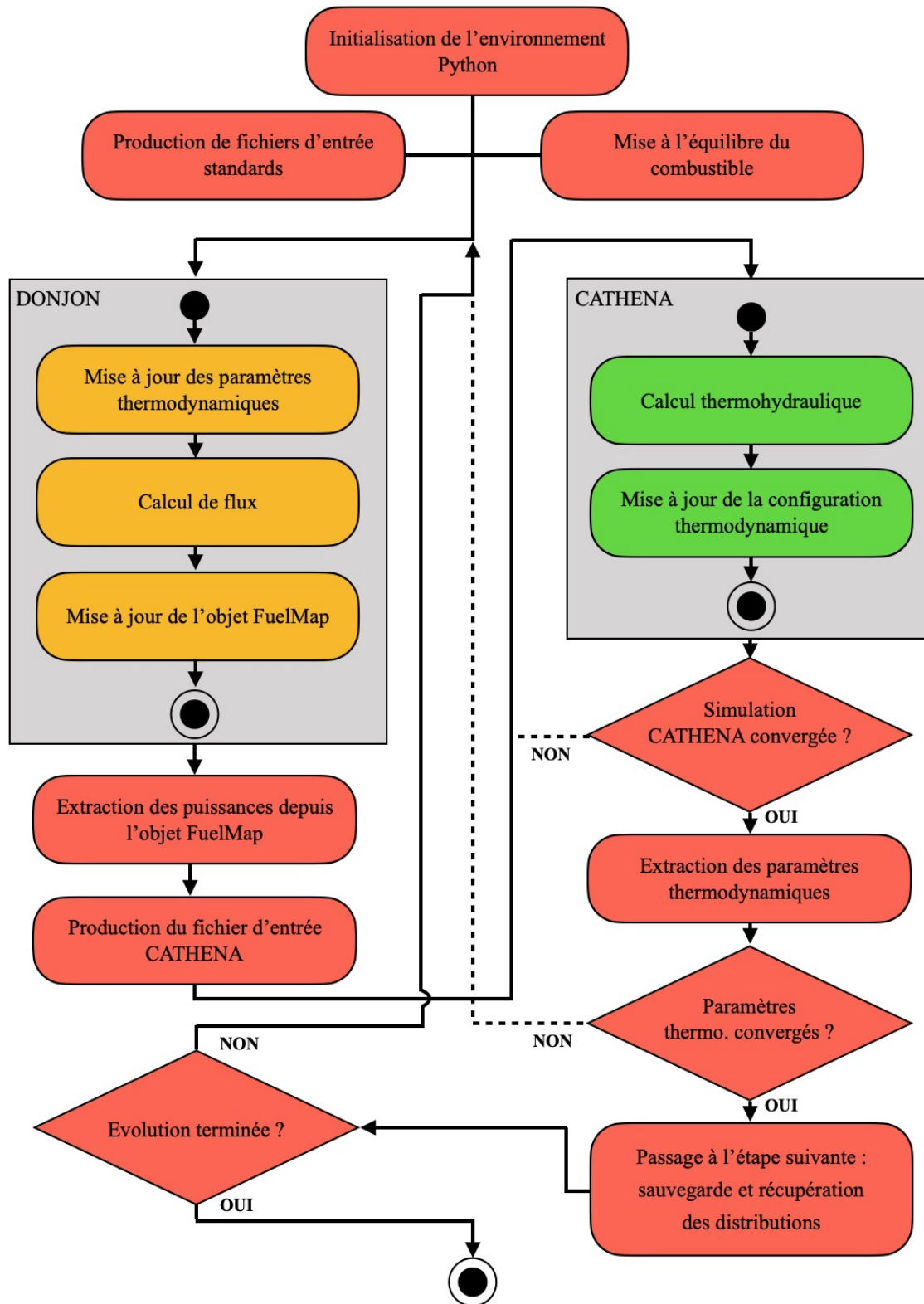


Figure 6.1 Algorithme de couplage DONJON5-CATHENA

6.1.2 Aide à la convergence et déroulé des calculs

L'expérience montre que certains calculs peuvent nécessiter plusieurs mois pour d'aboutir. Afin d'aider la convergence des différents codes et contracter au mieux les temps de calcul, plusieurs opérations sont réalisées par l'algorithme. Deux grands principes sont à l'œuvre pour apporter cette aide. Le premier stipule que plus un nombre important de cycles est modélisé, moins les cycles successifs sont différents. Ainsi, la solution obtenue à une certaine étape d'un cycle doit être relativement proche de la solution obtenue à la même étape lors du cycle précédent. L'algorithme s'appuie sur les cycles déjà modélisés, les solutions déjà obtenues, pour préparer les calculs qui suivent. Le second principe stipule que les distributions de températures, par extension de masses volumiques, du caloporteur sont fortement contraintes. Dans un canal de SCWR Canadien, le caloporteur rentre à une température de 350°C et ressort à une température de 625°C en évoluant de façon strictement monotone entre les nœuds successifs. En clair, le long de sa course, le caloporteur ne peut voir sa température qu'augmenter sans jamais dépasser la limite de 625°C . Ainsi, il est possible qu'au fil des calculs l'algorithme oscille autour de la solution moyenne. Utiliser la moyenne de deux résultats peut permettre de converger plus vite vers une solution. À priori, ce second principe ne s'applique pas aux distributions de puissance ou de température du combustible puisque ces quantités n'évoluent pas de façon monotone et ne possèdent pas de bornes précises. Toutefois, ces deux entités sont fortement dépendantes de la distribution de masse volumique et température du caloporteur. Pour cette raison, le recours à la distribution moyenne fonctionne tout de même pour ces quantités.

L'initialisation est réalisée grâce au chargement des différentes fonctions Python, à la récupération des fichiers d'entrées préremplis et des fichiers non modifiables obtenus grâce à la mise à l'équilibre du réacteur. La FuelMap à l'équilibre, selon le critère discuté à la section 5.1.6, est le point de départ de la simulation. Par la suite, est appelé itération un calcul successif DONJON et CATHENA. Arbitrairement, c'est le calcul neutronique qui est réalisé en premier. De ce calcul sont extraites les distributions de puissance aux différents nœuds. Ces distributions transitent jusqu'à CATHENA qui est exécuté. Si la simulation CATHENA n'a pas atteint un régime stationnaire, elle est relancée avec un incrément de temps supplémentaire. En pratique, cet incrément est suffisant pour dépasser le régime transitoire mais n'a jamais été nécessaire. Pour accélérer la convergence de CATHENA, la distribution de débit massique obtenue à l'étape précédente ou au cycle précédent est donnée en entrée. Les paramètres thermodynamiques sont alors extraits et servent le second test de convergence. Ce test vise à déterminer si une solution stable pour l'étape temporelle considérée a été trouvée. Pour ce faire sont comparés les résultats de l'itération en cours

et les résultats de l'itération précédente. Lorsque l'itération en cours est la première d'une étape temporelle s , la comparaison se fait par rapport à des distributions nulles, ce qui conduit à un échec automatique du test de convergence. Si la convergence n'est pas obtenue, une nouvelle itération est enclenchée grâce à la mise à jour des propriétés thermodynamiques contenues dans la FuelMap. Si la convergence est obtenue, les paramètres sont sauvegardés dans les fichiers textes et une nouvelle étape temporelle $s + 1$ peut être entamée après avoir brûlé le combustible. Si les solutions du cycle précédent sont disponibles, elles sont récupérées depuis les fichiers textes pour initialiser l'étape $s + 1$, autrement la dernière solution trouvée sert l'initialisation. Si l'étape suivante nécessite un rechargement, il est effectué.

Une fois l'évolution terminée, l'algorithme renvoie dans le répertoire d'exécution des fichiers textes qui contiennent les distributions successives de toutes les quantités mesurées. Si l'algorithme a été interrompu durant son exécution, seules les solutions obtenues après le redémarrage sont disponibles. Comme évoqué plus haut, les solutions du dernier cycle écoulé restent disponibles dans les fichiers textes utilisés en support de l'algorithme. Est aussi retourné un rapport d'exécution qui contient plusieurs messages relatifs au déroulement de l'exécution et au temps qu'a nécessité chacun des appels réalisés. Ce rapport d'exécution peut être généré dans le cas où une erreur dans l'exécution du code survient. Il permet d'aider l'utilisateur à corriger la simulation même si toutes les erreurs n'ont pas été anticipées. La FuelMap et le History sont également disponibles. Ils permettent de relancer l'algorithme pour des cycles supplémentaires, au besoin.

6.1.3 Critère de convergence

Deux convergences sont évaluées, la première porte sur l'écoulement, savoir s'il est transitoire ou stationnaire. Pour le déterminer, le débit massique de chaque canal est mesuré en six nœuds, trois à la descente et trois à la montée. Un critère de tolérance est utilisé, la différence entre le débit de deux nœuds successifs ne doit pas dépasser ce critère pour que le régime soit considéré établi. En pratique, la différence de débit maximale observée est inférieure à 0.1 kg.m^{-3} lorsque les débits sont de l'ordre de quelques kg.m^{-3} . La seconde convergence porte sur les distributions de paramètres d'une itération à l'autre. Il est choisi d'évaluer la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne sur la distribution de puissance de chacun des canaux. La plus grande de ces erreurs est comparée au critère de convergence. Soit C le nombre total de canaux et c le canal considéré, N le nombre total de nœuds par canaux et n le nœud considéré, i l'itération considérée, P la puissance et ε le critère de convergence. Le test de convergence s'écrit alors comme :

$$\max_{[1,C]} \left(\sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N (P(c,n,i) - P(c,n,i-1))^2} \right) < \varepsilon \quad (6.1)$$

Ce choix est arbitraire tant sur la méthode utilisée que la grandeur testée. La valeur de ε retenue est de 5 kW. Elle permet d'utiliser un nombre raisonnable d'itérations pour converger. De plus, il est observé qu'en la respectant de justesse, l'écart maximal, d'une itération à l'autre au niveau d'un même nœud et d'un même canal, est d'environ 3°C pour la température du caloporteur ascendant, d'environ 0.2°C pour le caloporteur descendant et d'environ 15°C pour la température du combustible. Ces valeurs purement empiriques permettent d'estimer la précision des résultats trouvés, précision qui est considérée satisfaisante.

Il est globalement attendu que, d'itération en itération, la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne sur la distribution de puissance décroisse jusqu'à passer sous le critère ε . Cependant, il arrive qu'elle augmente ponctuellement puisque les canaux sont dépendants de leurs voisins tant au niveau neutronique (modération, effet Doppler, normalisation de la puissance, etc.) que thermohydraulique (répartition du débit massique total). Une faible modification des distributions de masse volumique, par exemple, peut avoir des répercussions telles que l'algorithme s'éloigne ponctuellement de la convergence. Lorsque cela arrive, les distributions moyennes, entre l'itération courante et la précédente, de l'ensemble des paramètres sont calculées. Ces distributions sont implémentées dans la FuelMap et servent la prochaine itération. Elles se révèlent empiriquement très efficaces pour se rapprocher du critère de convergence ε .

6.2 Modélisation interface cœur/réflecteur couplée

La différenciation des assemblages en périphérie du réacteur est supportée par les analyses neutroniques réseau et cœur (sections 4.6 et 5.1.5). Cette même analyse est conduite dans le cadre de calculs couplés. Pour les deux modèles d'évolutions, $3c$ et $4c$, sont comparés l'utilisation de deux réflecteurs et d'assemblages de coin et côté contre l'utilisation d'un seul réflecteur et d'un seul type d'assemblage par hauteur. Contrairement à la section 5.1.5, les résultats sont présentés pour $3c$ et $4c$. En plus des profils de puissance axiale et de la puissance par canal, sont comparés les débits massiques issus de CATHENA. La référence considérée reste pour l'instant la modélisation sans différenciation.

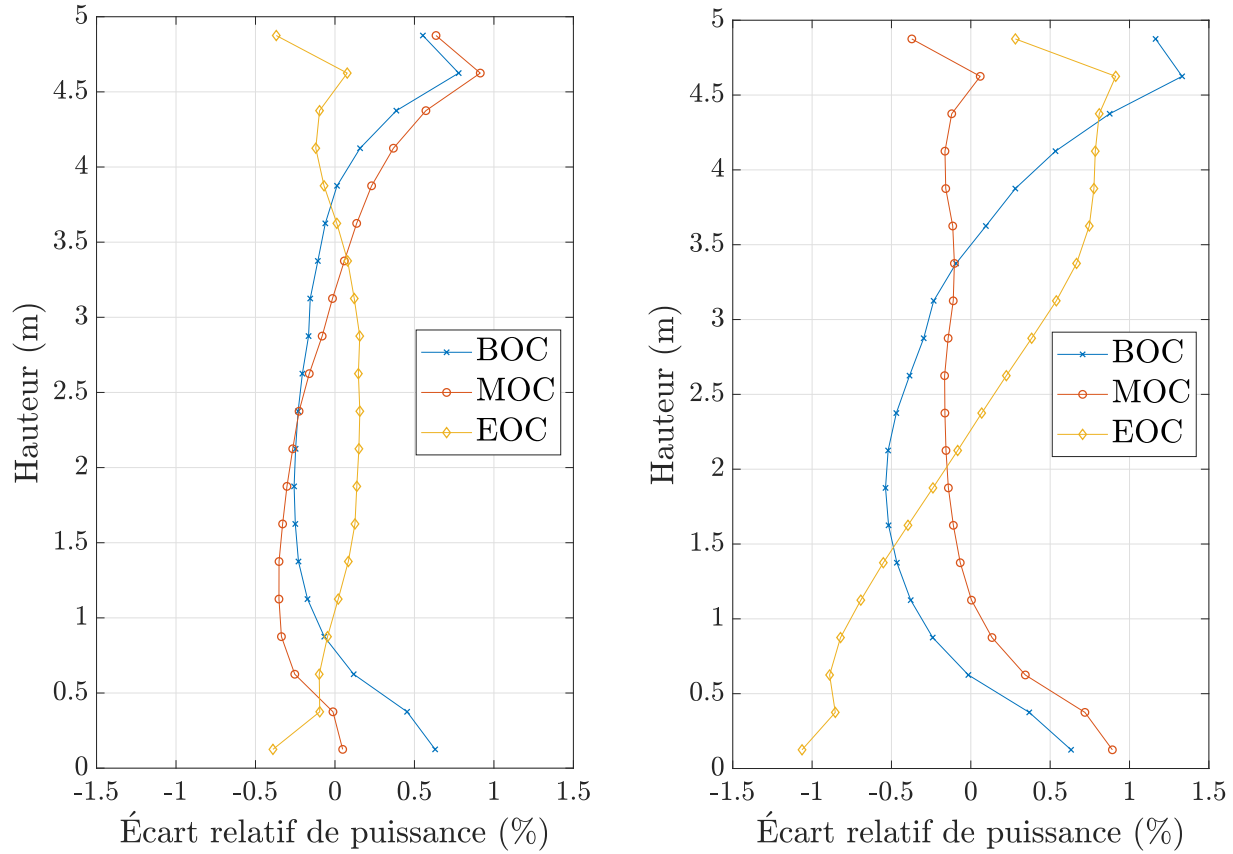


Figure 6.2 Différences relatives de puissance axiale dues à la double différenciation pour $3c$ (gauche) et $4c$ (droite) lorsque couplage

La figure 6.2 présente les différences relatives de puissance axiale par rapport à la référence aux trois instants caractéristiques. Pour $3c$ à BOC, elles valent jusqu'à 0.9% à hauteur de 4.625 m, soit dans une zone où la puissance est relativement faible puisque proche du réflecteur axial. Toujours à BOC, l'écart vaut 0.6% à 0.125 m de hauteur. Lorsque le couplage n'est pas pris en compte, à la section 5.1.5, l'écart dû à la double différenciation à 4.625 m est de 0.25% et celui à 0.125 m est de 1.4%. Le couplage interfère avec la double différenciation des matériaux. Pour EOC, les écarts sont anecdotiques. Dans le cas de $4c$, les écarts sont bien plus amples surtout pour BOC et EOC. La courbe à EOC est la plus intéressante dans la mesure où elle montre que la double différenciation conduit, par rapport à la référence, à une production d'énergie plus grande au sommet du cœur (jusqu'à $\approx 1\%$) et plus faible au fond (jusqu'à -1%). L'un des défis pour le SCWR Canadien est de conserver une température de gaine inférieure à 1123 K le long d'un cycle [25]. Cependant, les températures de la gaine sont les plus importantes dans les zones où le refroidissement est le moins efficace, soit au sommet du réacteur. Pour cette raison, il faut éviter que

le pic de puissance soit en haut du cœur à EOC [25], d'où le recours à l'étalonnement axial de l'enrichissement. Du point de vue de la sûreté, une déviation de l'ordre de 1% est importante dans cette zone, bien que les puissances qui y sont développées sont relativement faibles puisque par design, à EOC la puissance est majoritairement produite au fond du cœur.

D'autres indicateurs permettent d'apprécier l'intérêt de la double différenciation. La figure 6.3 présente les écarts de puissance produite par chaque canal par rapport à la référence. Les résultats de βc sont semblables à ce qui est présenté à la section 5.1.5 même si le couplage semble atténuer les écarts. Les résultats obtenus avec βc diffèrent de ceux de βc dans la mesure où les plans de chargement sont différents et ont un impact majeur sur cet indicateur. L'assemblage C03, neuf, réussit à produire de 1.24 à 2.45% plus de puissance sur tout le cycle. Ceci a forcément un impact sur son burnup et par extension sur l'ensemble du cœur puisque le rechargement permute les assemblages. Mis à part cette singularité, les figures des deux modèles d'évolution ont qualitativement la même tendance pour chaque instant étudié. À BOC la périphérie produit plus avec double différenciation, puis seuls les assemblages derrière ceux à l'interface directe au réflecteur présentent un gain notable à MOC (à l'exception de C03 et des assemblages qui sont en contact avec lui). À EOC, le centre du cœur brûle les fissiles préservés jusque-là.

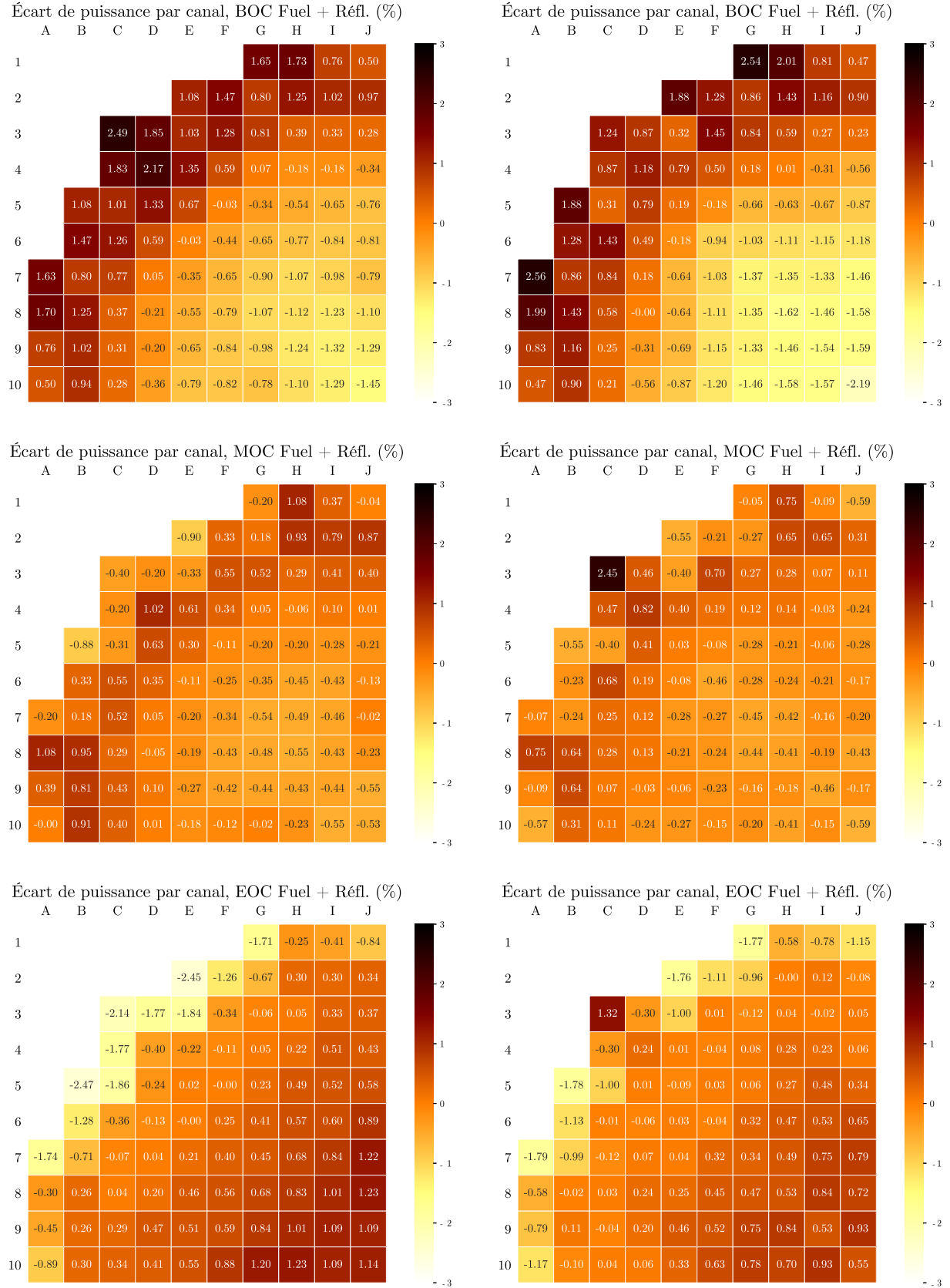


Figure 6.3 Différences relatives de puissance radiale dues à la double différenciation pour $3c$ (gauche) et $4c$ (droite) à BOC (haut), MOC (centre) et EOC (bas)

Le couplage permet d'apprécier un 3^e et dernier indicateur, le débit massique. Cette donnée est complètement absente des calculs neutroniques mais est fondamentale dans les simulations thermohydrauliques. Il est surtout intéressant de la mettre en parallèle avec la distribution de puissance par canal et des figures 6.3. Les figures 6.4, 6.5 et 6.6 présentent successivement les distributions de débit de référence et les écarts à cette référence dus à la double différenciation pour le rechargement par quart et par tiers à respectivement BOC, MOC et EOC. Les distributions de débit sont directement liées aux distributions de puissance par canal par design de la simulation CATHENA. Les écarts constatés sont quasi identiques à ceux obtenus sur la puissance à la figure 6.3. Des écarts absolus de plus de 2% peuvent être ponctuellement constatés pour $3c$ et $4c$. Cet indicateur n'apporte pas d'information supplémentaire mais permet d'apprécier comment neutronique et thermohydraulique interagissent.

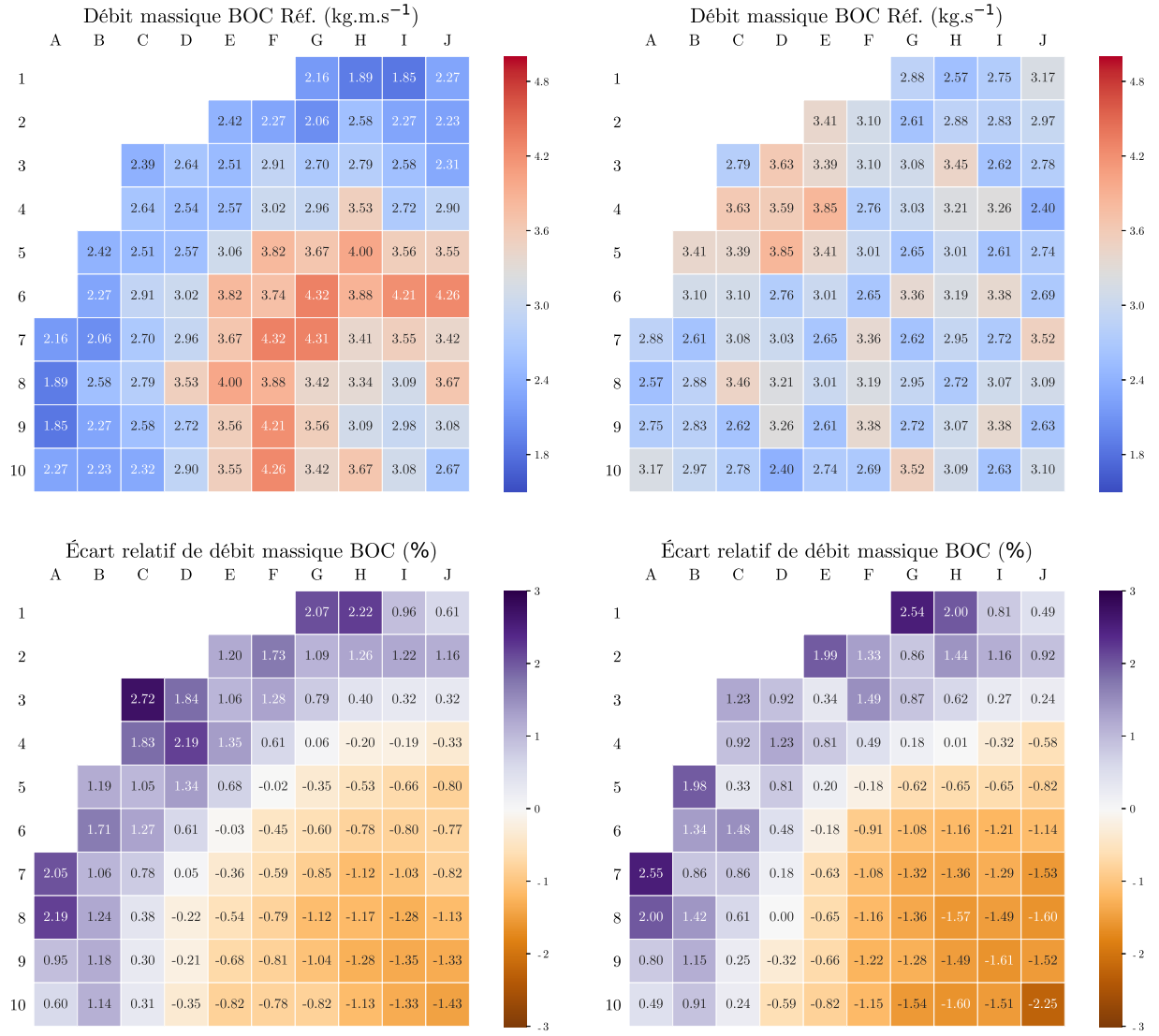


Figure 6.4 Distributions de débit de référence pour $\mathcal{B}c$ (haut-gauche) et $\mathcal{A}c$ (haut-droit), puis différences dues à la double différenciation, $\mathcal{B}c$ (bas-gauche) et $\mathcal{A}c$ (bas-droit) BOC

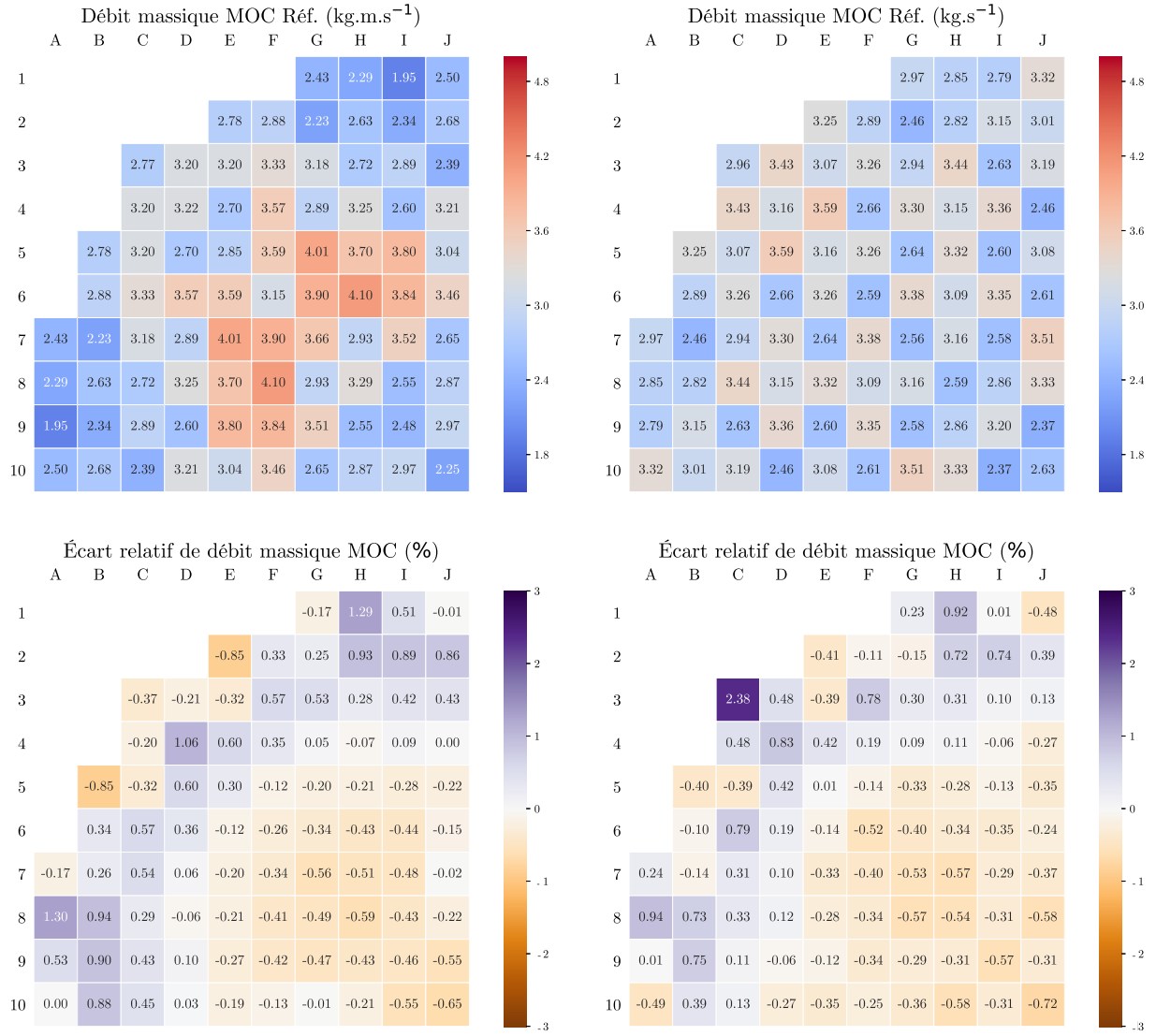


Figure 6.5 Distributions de débit de référence pour $\mathcal{B}c$ (haut-gauche) et $\mathcal{A}c$ (haut-droit), puis différences dues à la double différenciation, $\mathcal{B}c$ (bas-gauche) et $\mathcal{A}c$ (bas-droit) MOC

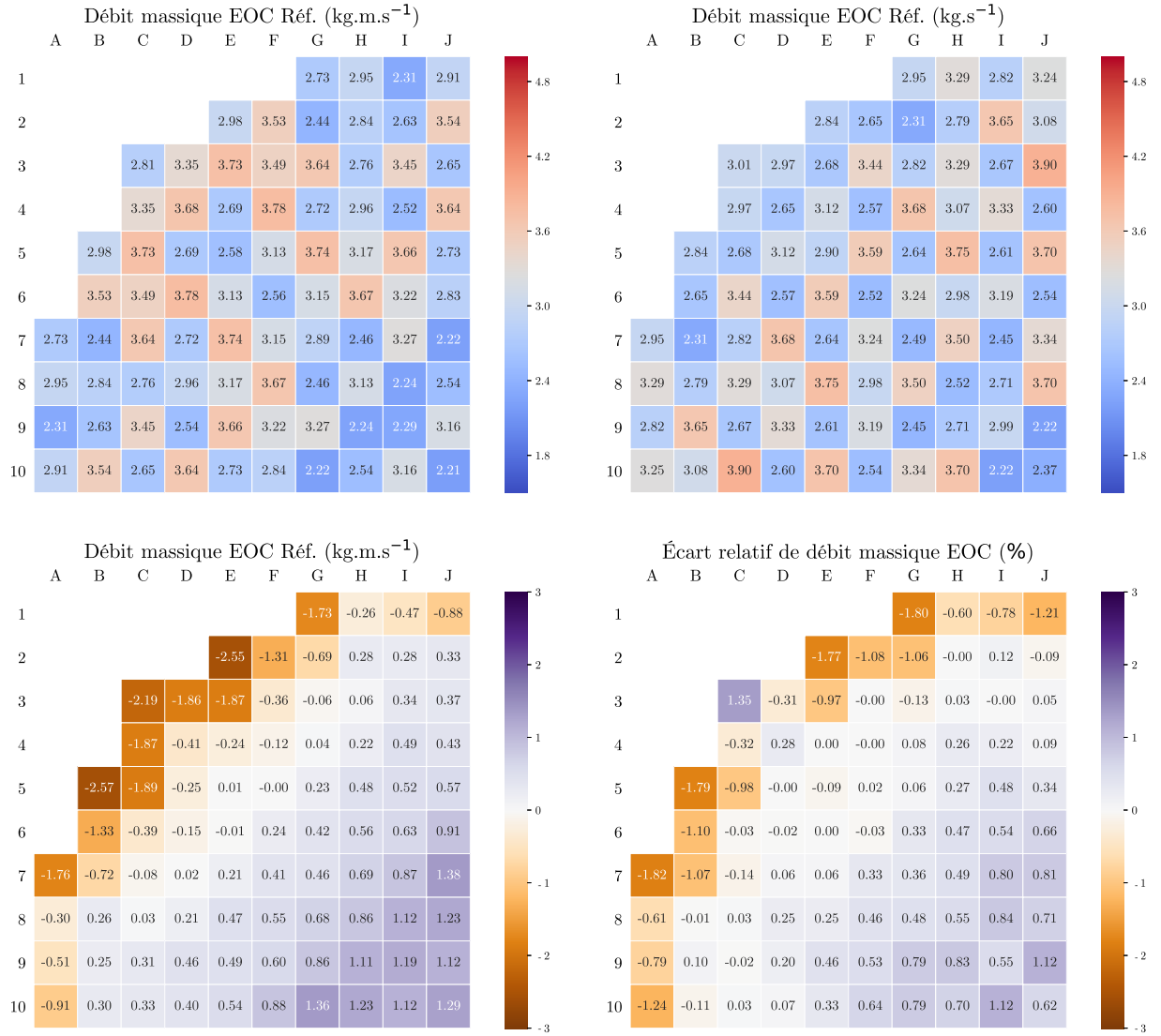


Figure 6.6 Distributions de débit de référence pour $\mathcal{B}c$ (haut-gauche) et $\mathcal{A}c$ (haut-droit), puis différences dues à la double différenciation, $\mathcal{B}c$ (bas-gauche) et $\mathcal{A}c$ (bas-droit) EOC

Finalement, les deux différenciations proposées dans [50] ont un impact significatif à toutes les échelles : réseau, cœur et couplée. Les écarts peuvent ponctuellement et localement valoir plus de 2%. Dans l'optique d'une analyse de sûreté du SCWR Canadien, il est incontournable d'avoir recours à la différenciation des assemblages. Le recours à deux réflecteurs se justifie physiquement. Il n'implique aucun coût supplémentaire pour les simulations mais ne change pas significativement les résultats. La modélisation de référence considérée par la suite est celle où les deux différenciations simultanées sont opérées.

6.3 Résultats et impacts du couplage

6.3.1 Réactivité du cœur

Le cœur couplé est caractérisé par les mêmes indicateurs que ceux présentés à la section 5.1.4. La figure 6.7 compare les courbes de bore critique en fonction du modèle d'évolution et de l'utilisation du couplage. Le fait de coupler ne change pas l'allure des courbes mais permet de mieux brûler les inventaires fissiles. Ainsi, il y a besoin en tout temps d'environ 1 ppm de bore en moins que lors d'une simulation non couplée. Cette déviation reste faible puisque dans les deux cas, la même puissance est produite par le cœur. Le burnup de sortie moyen reste à peu près égal avec et sans couplage, il vaut respectivement 46377 et 46374 MW.d.t⁻¹ pour 1215 jours de résidence dans le cœur (rechargement par tiers), 49623 et 49618 MW.d.t⁻¹ pour 1300 jours de résidence dans le cœur (rechargement par quart). Cependant, le couplage permet de brûler de façon plus uniforme les assemblages, ainsi les écarts types sur les burnups de sortie avec couplage valent 4944 et 4168 MW.d.t⁻¹ pour 3c et 4c contre 5131 et 4234 MW.d.t⁻¹ en absence de couplage. L'écart-type est calculé sur l'ensemble des assemblages du cœur. Il est relativement grand puisque les assemblages au sommet ou fond du cœur évoluent significativement moins que ceux à hauteur de 2.5 m. De plus, l'écart-type pour le rechargement par tiers est plus grand que celui du rechargement par quart puisque la puissance est globalement mieux répartie lorsque 4c est employé.

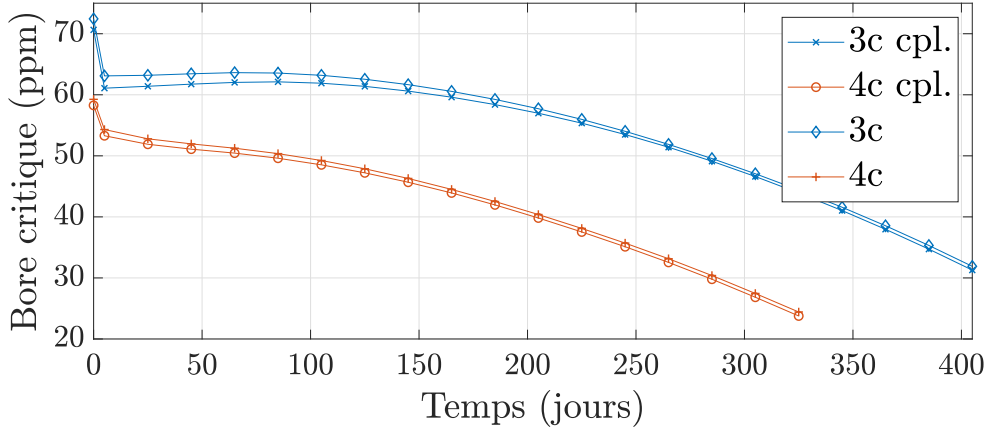


Figure 6.7 Bore critique pour les modèles $3c$ et $4c$ avec et sans couplage

6.3.2 Puissance axiale

La distribution de puissance après couplage est présentée à la figure 6.8 pour les deux modèles. Ces courbes sont cohérentes avec les données de la littérature [8] même si plusieurs différences sont notables à BOC et MOC. Pour $3c$, le pic de puissance à BOC se situe à hauteur de 3.125 m et vaut 1.146. Dans la littérature, ce pic vaut autant mais est situé à 2 m de hauteur. Le profil de la courbe y est complètement bombé contrairement à ce qui est présenté à la figure 6.8. Pour MOC, le profil varie de 1.04 à 1 entre 2.625 m et 0.875 m. Dans la littérature, le profil varie de 1.07 à 0.95 entre ces hauteurs. Surtout, la puissance au fond du cœur est de 0.835 contre 0.75 dans [8]. À MOC, les simulations $3c$ proposent un profil plus plat entre 1 et 2.5 m quand le fond du cœur développe plus de puissance que ce qui est présenté dans la littérature. Pour $4c$, seules les différences à BOC sont notables où 6.8 présente un pic à hauteur de 3.25 m qui vaut 1.145. La littérature propose un profil plus plat, avec un pic qui vaut 1.12 à hauteur de 2.875 m. La littérature obtient ces résultats en utilisant un mécanisme de contrôle de la réactivité autre que l'injection de bore. Un total de 64 grappes de barres de contrôle est inséré dans le cœur selon une séquence bien définie [25] ce qui change la distribution axiale de flux [8]. La séquence est optimisée de façon à minimiser les indicateurs MCST et MFCLT [8]. Les barres ont une réactivité négative équivalente de 60 mk, elles sont insérées par le dessous et leur position varie à intervalles de temps réguliers [49]. Cependant, il est difficile d'établir avec certitude que les différences constatées entre les résultats présentés à la figure 6.8 et dans [8] sont uniquement dues à des mécanismes de contrôle de la réactivité différents. Les allures générales et les ordres de grandeur restent, dans l'ensemble, cohérents.

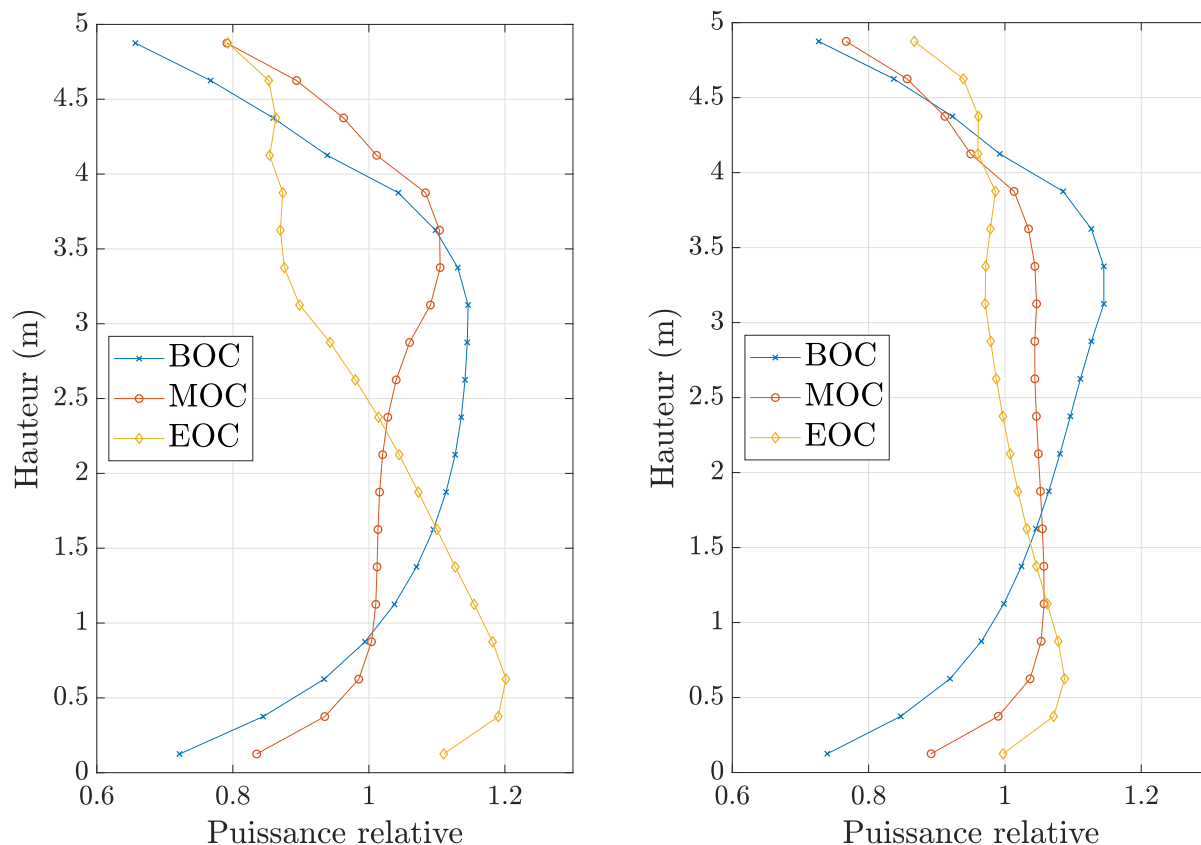


Figure 6.8 Profils de puissance axiale, $3c$ (gauche) et $4c$ (droite) couplage

La façon la plus élégante d'apprécier les effets du couplage sur la distribution axiale de puissance est de tracer la différence relative entre une modélisation avec couplage par rapport à une modélisation sans. Si la section 6.2 montre que le fait d'opérer les deux différenciations peut causer des écarts de plus de 1%, la figure 6.9 prouve que le couplage a un impact de plus de $\pm 5\%$. Les zones de forte puissance sont pénalisées par le couplage lorsque les zones de plus faible puissance sont avantagées. Le mode opératoire est simple, lorsqu'une zone du réacteur produit plus de puissance que les zones voisines, elle réchauffe plus que les autres le caloporteur ascendant qui la parcourt. Le caloporteur voit sa masse volumique décroître ce qui réduit fatalement la modération qu'il opère. Au contraire, les zones qui produisent moins d'énergie que leurs voisines réchauffent moins le caloporteur qui les traverse. La masse volumique y reste relativement haute ce qui favorise la modération et la réaction en chaîne. L'effet du couplage est plus important pour le rechargement par tiers puisque le rechargement par quart propose une puissance globalement mieux équilibrée à chaque instant du cycle. C'est également pour cette raison qu'à MOC, indépendamment du rechargement, l'effet du couplage est le moins spectaculaire. À cet instant, les profils sont les plus équilibrés. Il est

important de noter que l'impact de la double différenciation illustré à 6.3 ne s'oppose pas à l'action du couplage. Les deux permettent aux hauteurs les moins réactives de produire un peu plus de puissance. Finalement, cette figure seule permet de prouver que le couplage thermohydraulique neutronique est indispensable pour l'étude de sûreté du SCWR Canadien.

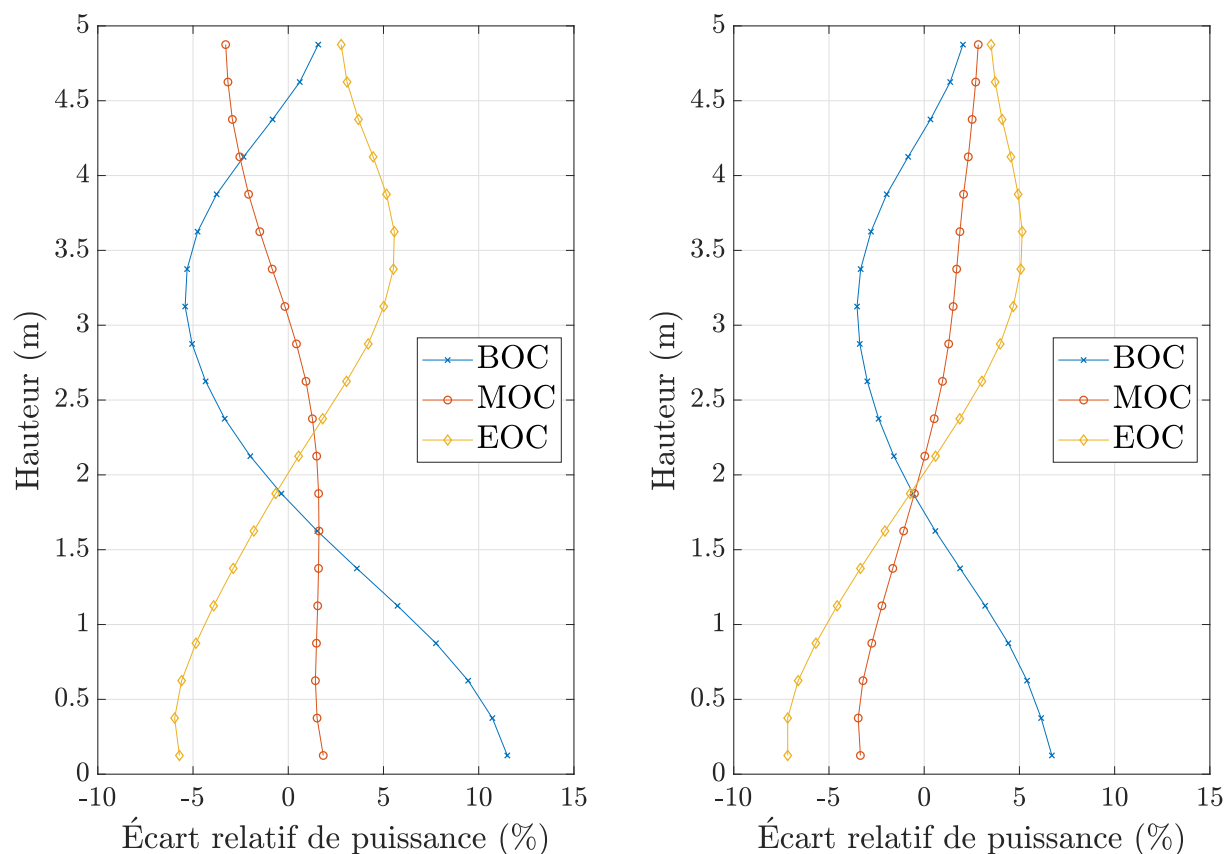


Figure 6.9 Différences relatives de puissance axiale dues au couplage, $3c$ (gauche) et $4c$ (droite)

6.3.3 Puissance radiale, débit massique et pertes thermiques

L'action du couplage se mesure aussi sur la puissance produite par chaque canal. Les figures 6.10, 6.11 et 6.12 présentent les distributions de puissance par canal pour les deux types de rechargement, puis les différences avec une simulation sans couplage, pour respectivement BOC, MOC et EOC. Systématiquement, la figure qui présente l'écart de puissance montre que le couplage avantage les canaux qui produisent le moins et pénalisent ceux qui produisent le plus. Par extension, la puissance produite par un canal est fortement liée au burnup des assemblages qu'il contient. Ainsi le couplage a un effet qui dépend en partie du burnup

des assemblages du canal, soit du plan de chargement. À nouveau, le rechargement par quart présente des écarts moindres que le rechargement par tiers puisque la puissance y est naturellement mieux répartie. Des écarts allant jusqu'à 5% sont mesurés à BOC pour $3c$ au contact du réflecteur. Il est à noter que contrairement à la distribution axiale de flux, la double différenciation peut contrebalancer l'action du couplage lorsqu'est considérée la puissance par canal. En effet, la double différenciation renforce les canaux proches du réflecteur à BOC. Pour $3c$ à BOC, puisque la majeure partie de la puissance est située au centre du cœur, les gains relatifs par double différenciation et couplage se cumulent. Ça n'est pas le cas pour $4c$ où le centre du cœur produit moins que la périphérie. Le couplage va renforcer le centre du cœur pour le rechargement par quart quand la double différenciation le pénalise. Les effets sont d'ailleurs de magnitude assez comparable : le couplage fait gagner entre 1 et 1.3% de puissance au centre du cœur quand la double différenciation fait perdre entre 1.5 et 2%, ce qui est visible sur la figure 6.3. Ainsi, les effets de la double différenciation et du couplage interfèrent sur chaque assemblage. Puisque l'un dépend du plan de chargement et de la localisation de l'assemblage dans le cœur quand l'autre ne dépend que de la localisation de l'assemblage, les effets peuvent s'opposer comme s'ajouter.

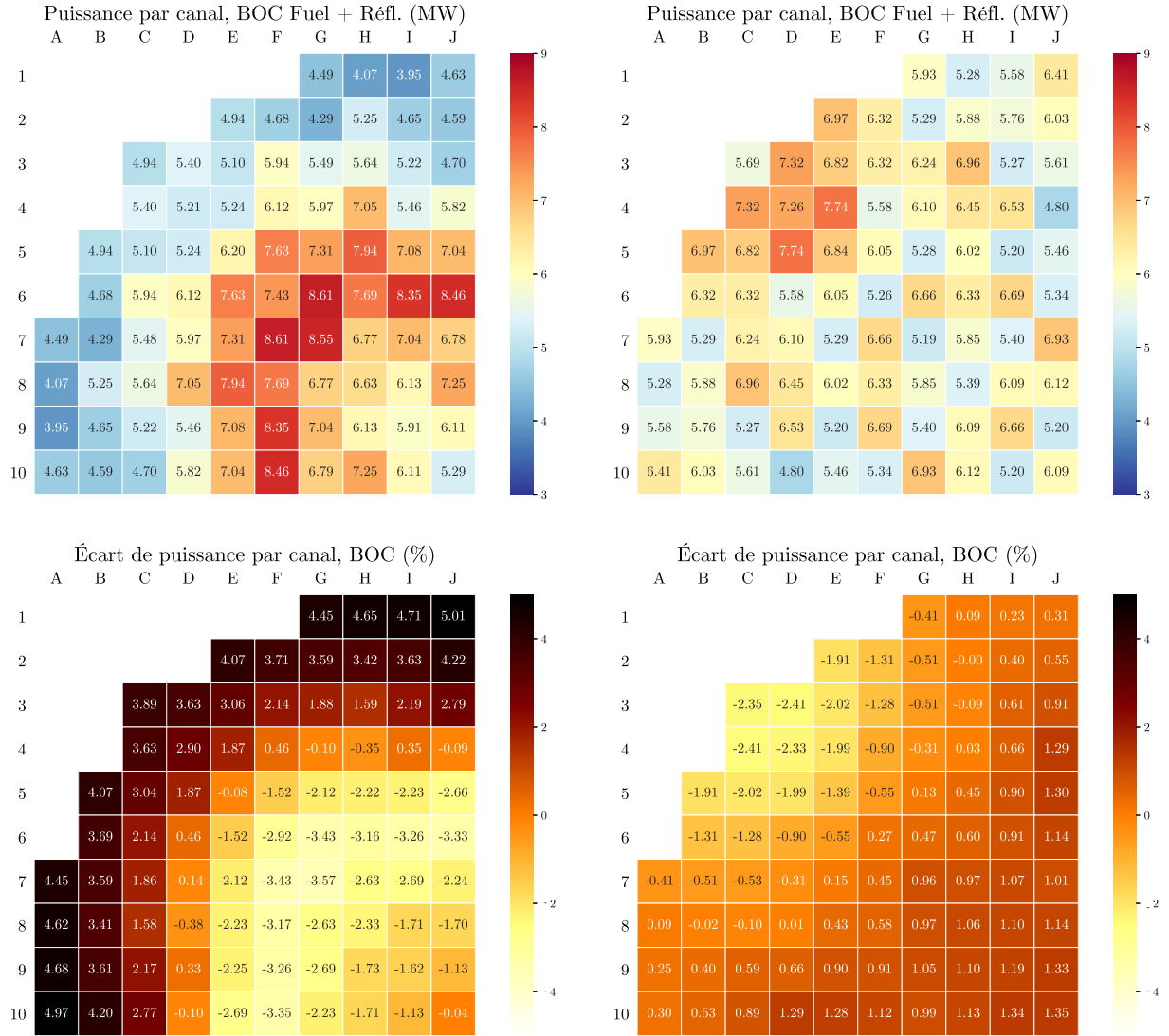


Figure 6.10 Distributions de puissance par canal pour $3c$ (haut-gauche) et $4c$ (haut-droit), puis différences dues au couplage $3c$ (bas-gauche) et $4c$ (bas-droit) à BOC

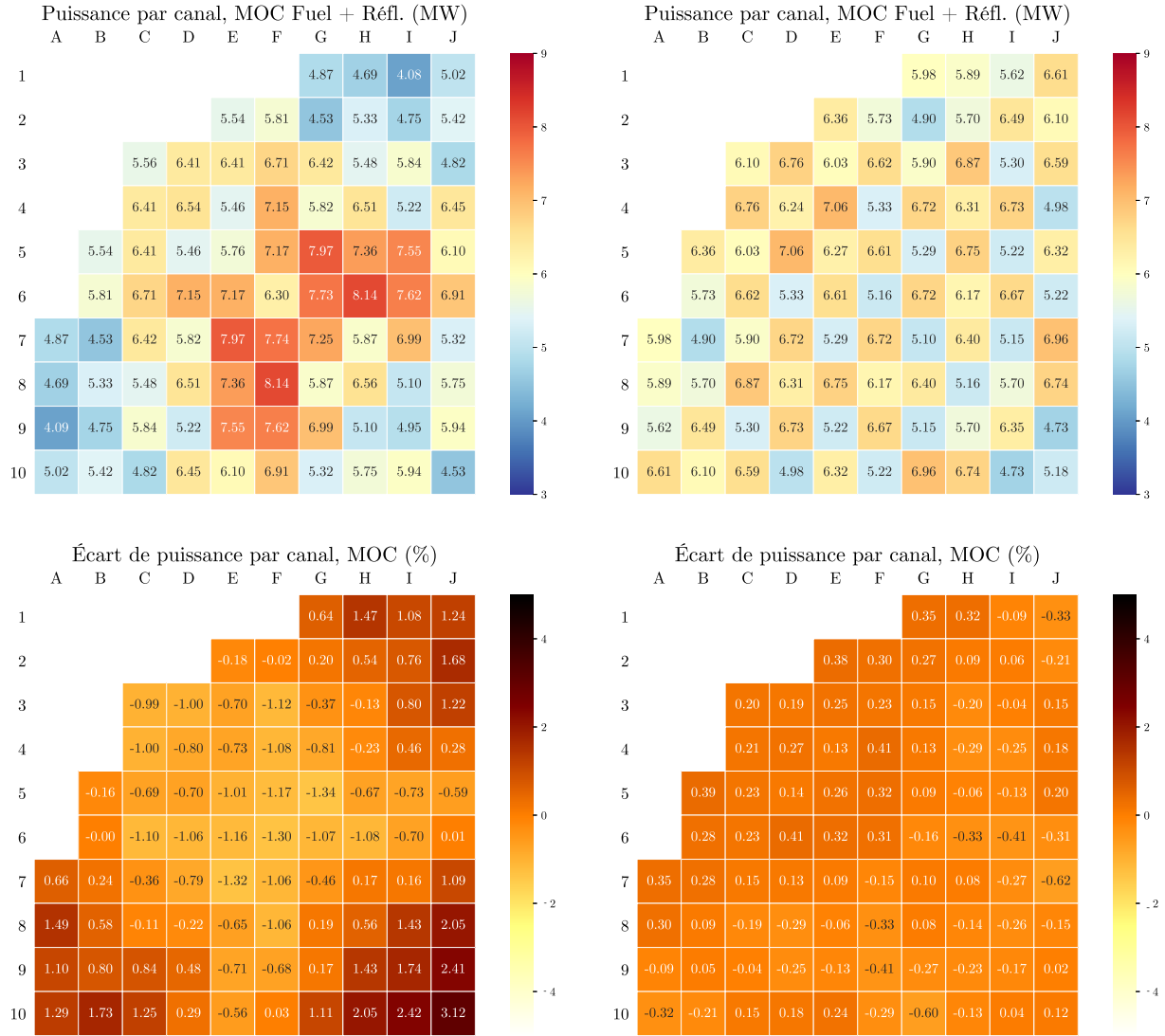


Figure 6.11 Distributions de puissance par canal pour $3c$ (haut-gauche) et $4c$ (haut-droit), puis différences dues au couplage $3c$ (bas-gauche) et $4c$ (bas-droit) à MOC

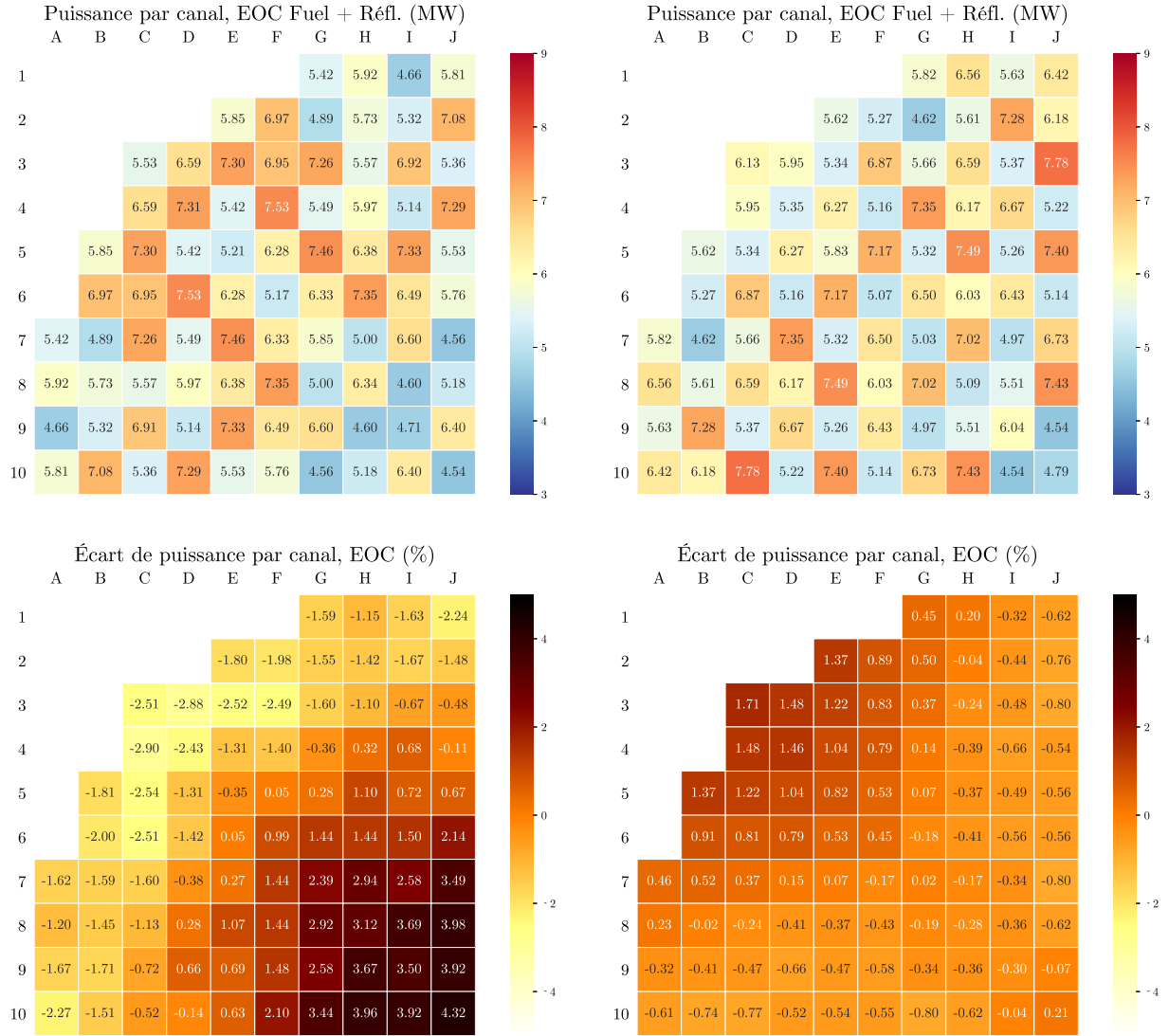


Figure 6.12 Distributions de puissance par canal pour $3c$ (haut-gauche) et $4c$ (haut-droit), puis différences dues au couplage $3c$ (bas-gauche) et $4c$ (bas-droit) à EOC

Les distributions de débit massique lorsque couplage et double différenciation sont présentées à la figure 6.13. Ces six graphiques n'apportent pas d'information nouvelle par rapport à ce qu'apportent les distributions de puissance par canal ou les distributions de débit massique sans double différenciation présentées à la section 6.2. Ces données restent utiles pour comparer des simulations entre elles.

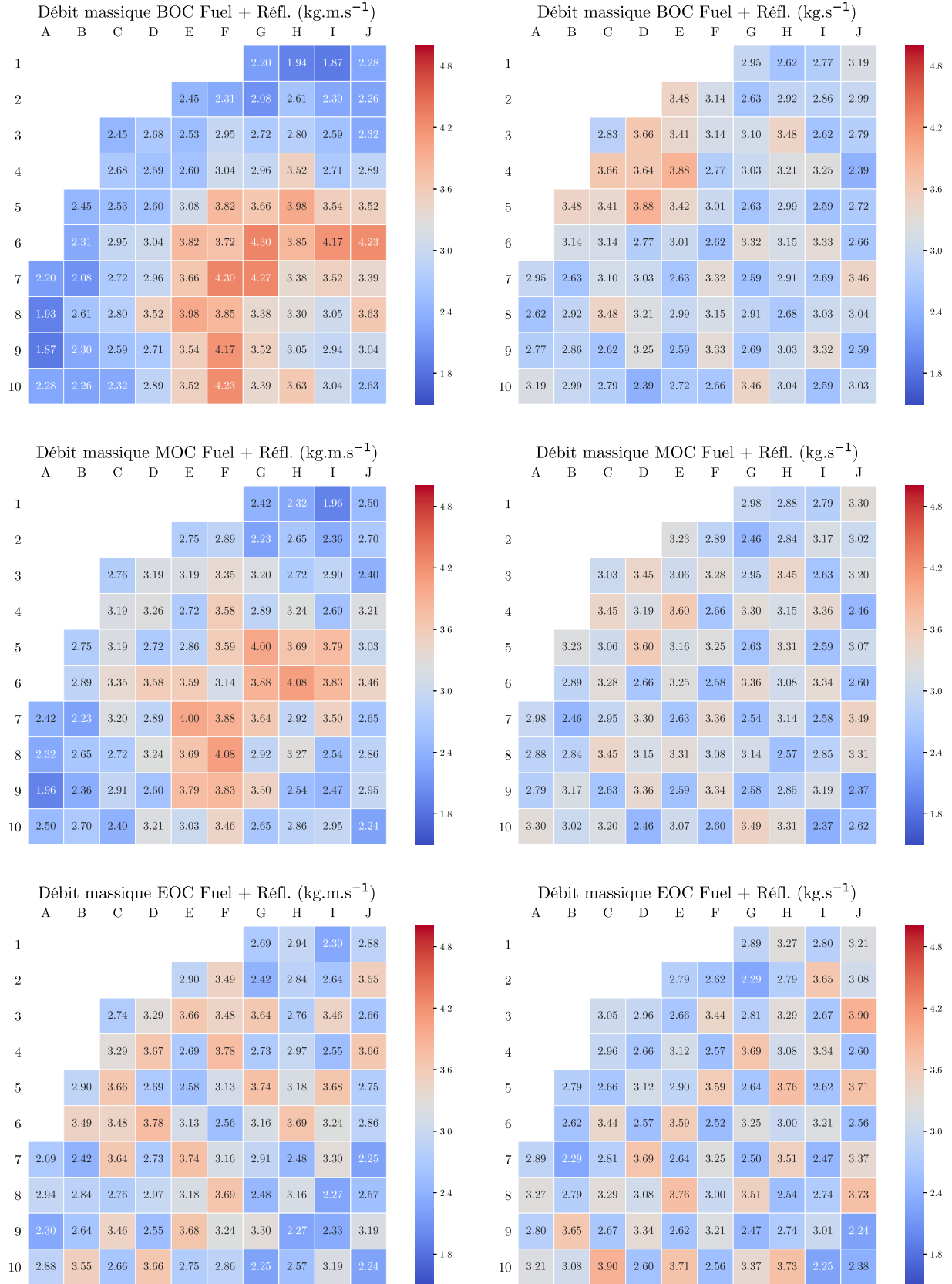


Figure 6.13 Distributions de débit massique pour $\mathcal{B}c$ (gauche) et $\mathcal{C}c$ (droite), couplage à BOC (haut), MOC (centre) et EOC (bas)

Cependant, en considérant l'ensemble des débits massiques du cœur, il est possible de calculer l'énergie transmise au modérateur. Si la puissance totale du réacteur est de 2032 MWth, une fraction est perdue par convection du modérateur contre les tubes de force. Pour la simulation de référence CATHENA, les pertes thermiques sont estimées dans la section 5.2.1 à 4% de la puissance du cœur : le fluide récupère 1951 des 2032 MWth produits. La différence d'enthalpie massique du caloporteur entre le réservoir d'entrée et celui de sortie est donnée par CATHENA, elle vaut 1.956 MJ.kg^{-1} . La figure 6.14 représente les pertes thermiques au modérateur en fonction du temps. Le rechargement par quart

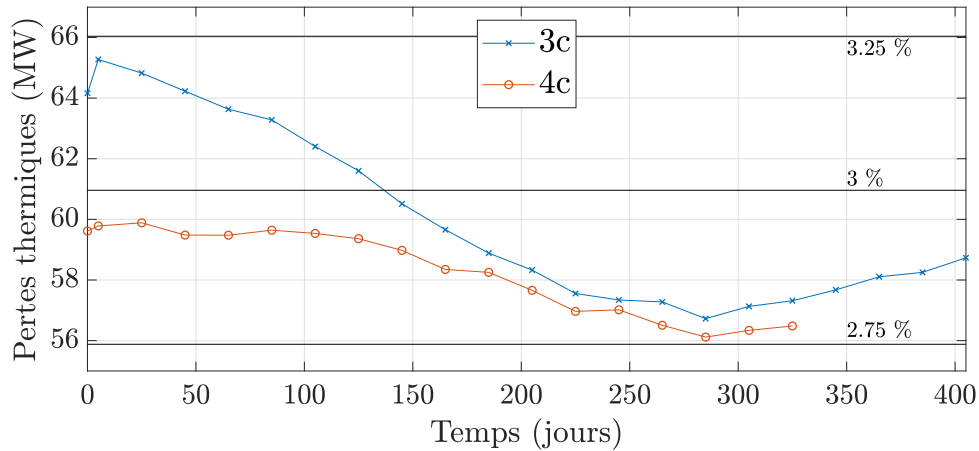


Figure 6.14 Pertes thermiques au modérateur, $3c$ et $4c$

présente des pertes comprises entre 2.75 et 3% de la puissance totale du cœur, soit 56.5 à 59.8 MW perdus. La tendance globale est une décroissance jusqu'au 285^e jour puis une légère remontée. La tendance pour le rechargement par tiers est similaire mais les variations sont de plus grande amplitude, elles sont comprises entre ≈ 2.80 et 3.25%, soit 56.7 et 65.3 MW de pertes. Du 285^e au 405^e jour, les pertes augmentent linéairement de 56.7 à 58.7 MW. L'allure de ces courbes se justifie grâce à la distribution axiale et radiale de puissance présentée respectivement aux figures 6.8, 6.10, 6.11 et 6.12. Plus les distributions sont homogènes et lisses, moins les fuites thermiques sont importantes. Le profil de flux le plus accidenté, axial comme radial, survient à BOC pour les deux types de rechargement. C'est à cet instant que les pertes thermiques sont les plus importantes. Le seul cas de figure qui semble résister à cette explication est le passage de MOC à EOC pour $3c$. Si le profil axial est plus lisse à MOC qu'à EOC, ça n'est pas le cas du profil radial. Le profil radial de EOC présente des valeurs maximales et minimales de 7.53 MW (canaux F04 et D06) et 4.54 MW (canal J10). À MOC, le maximum vaut 8.14 MW (canaux H06 F08) et le minimum 4.085 MW (canaux I01 A09). Toutefois, les pertes thermiques entre MOC (205 jours) et EOC (405 jours) sont presque égales, elles valent respectivement 58.3 et 58.7 MW. Pour résumer, le

profil axial à EOC est moins équilibré que celui à MOC. Au contraire, le profil radial est plus équilibré à EOC qu'à MOC. En conséquence, les pertes sont assez similaires aux deux instants.

Finalement, moins la distribution de puissance est homogène dans le cœur plus les pertes thermiques sont importantes. Une puissance idéalement répartie peut éviter la perte de plusieurs MW au modérateur. En plus d'apprécier la performance de l'isolant, les ordres de grandeur déterminés ici peuvent servir à la conception du système de contrôle de la température du modérateur. Pour être maintenu à une température constante, un système de refroidissement passif à deux boucles indépendantes est utilisé [19]. Le dimensionnement de ce système se fait en étudiant les accidents de perte de caloporteur, circonstance dans laquelle les deux boucles doivent assurer le refroidissement du réacteur [19].

6.4 Sûreté

Plusieurs indicateurs de sûreté peuvent être mesurés. Il est choisi de se concentrer principalement sur deux d'entre eux : la température maximale en surface de gaine (MCST) et la température maximale au centre du combustible (MFCLT). Le critère MCST est crucial dans la mesure où il ne doit jamais excéder les 850°C soit 1123 K [25] pour éviter de compromettre l'intégrité physique de la gaine. Le critère MFCLT est moins important mais il offre des points de comparaison avec les travaux réalisés dans [8]. Les simulations réalisées tiennent compte de la répartition relative de puissance entre les couronnes extérieure et intérieure de 32 crayons de combustible. La répartition retenue, présentée à la section 5.2.1, est de 51.9% pour la couronne extérieure et 48.1% pour la couronne intérieure. Cette répartition est indépendante du burnup et de la hauteur à laquelle l'assemblage se situe dans le cœur. Ainsi, les résultats sont présentés en dissociant couronne interne et externe.

6.4.1 MCST

Le critère MCST est présenté à la figure 6.15. Les assemblages qui voient la plus grande MCST sont systématiquement en haut du cœur, juste avant la sortie du tube de force. Le caloporteur y est le plus chaud donc le moins performant dans le refroidissement. Les courbes ont globalement la même allure pour 3c ou 4c, elles débutent par un plateau qui dure respectivement ≈ 55 et 105 jours. Elles croissent jusqu'à atteindre un pic au 285^e jour, soit le jour où les pertes thermiques au modérateur sont les plus faibles. Les crayons de la couronne interne y atteignent la marque de 1028 K quand ceux de la couronne externe atteignent 1032 K, indépendamment du type de rechargement considéré. Une décroissance s'amorce ensuite jusqu'à des valeurs finales de ≈ 1020 K pour 3c et 1028 K pour 4c. Les différences entre les couronnes internes et externes sont constantes au cours du cycle, elles

valent ≈ 3 K. La simulation CATHENA partage la puissance entre les crayons internes et externes selon la répartition préalablement explicitée. Le code modélise un écoulement moyen à hauteur donnée, aucune différence n'est faite sur la direction radiale. Par exemple, aucune différence n'est faite entre le caloporteur au contact des crayons et celui en contact avec la conduite centrale ou le revêtement. Puisque la répartition de puissance est constante au cours du temps et que CATHENA ne modélise pas les effets locaux du refroidissement, il est normal de mesurer un écart constant entre les températures des crayons internes et externes. Avec une autre répartition de la puissance entre les couronnes, l'allure des courbes ne changerait pas mais l'ordonnée de chacun des points se verrait modifiée de quelques kelvins. De surcroît, la répartition inégale de puissance entre les couronnes et le diamètre différent des deux types de crayons ont pour conséquence des puissances surfaciques transmises à la gaine différentes. La puissance surfacique moyenne est de 70.96 W.cm^{-2} pour les crayons externes contre 69.72 W.cm^{-2} pour les crayons internes. C'est pourquoi la température de surface de gaine est plus importante pour les crayons externes. Finalement, la température maximale de 1032 K, soit 759°C , est 91 K sous la limite de 1123 K. Le critère de sûreté est respecté pour les deux types de rechargement. Une autre répartition de puissance entre les couronnes ne peut compromettre cette conclusion étant donné la marge de 91 K.

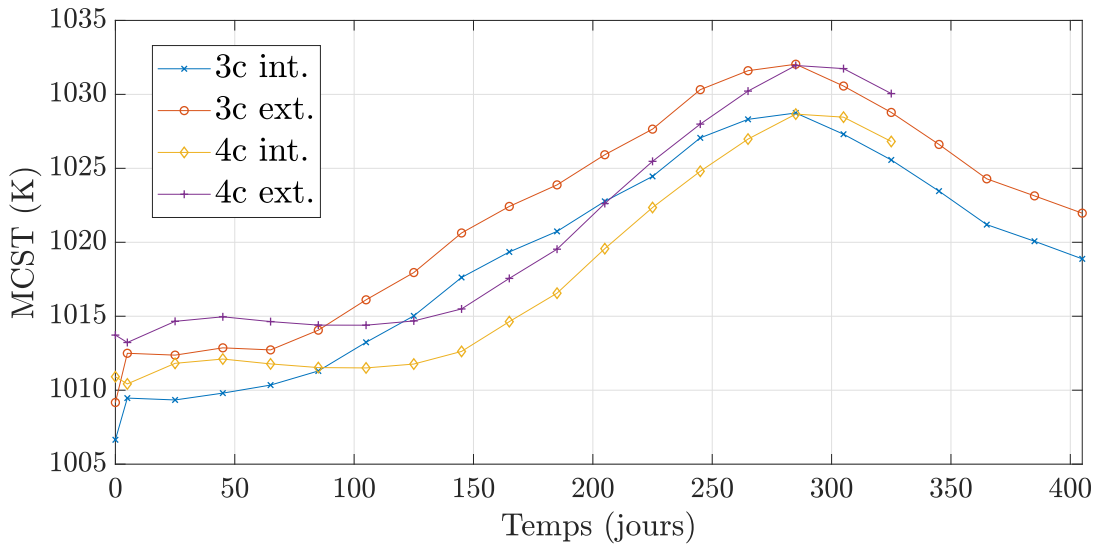


Figure 6.15 Température maximale en surface de gaine (MCST), 3c et 4c

Ces courbes sont à comparer avec ce qui est disponible dans la littérature. Notamment, à la figure 7 de [8] est présentée la variation de MCST lorsque le combustible a un enrichissement étalonné pour le modèle 3c. La variation y est linéaire les 260 premiers jours et croît de 1030 à 1080 K. La courbe décroît les 100 jours suivants pour atteindre les 1060 K environ, elle se stabilise à 1058 K sur la fin du cycle. Contrairement à la figure 6.15, aucun plateau initial

d'une cinquantaine de jours n'est mesuré. Le pic est atteint au 260^e jour dans la littérature contre le 285^e jour sur la figure 6.15. Puis, des décroissances similaires s'amorcent. Ainsi, les deux allures sont proches mais les ordonnées impliquées sont très différentes. Sur la figure 6.15, la valeur initiale est de 1008 K lorsque le pic vaut 1032 K. Dans la littérature, la valeur initiale est de 1030 K pour un pic de 1080 K [8]. Ces différences sont relativement importantes puisque les simulations donnent une marge de 91 K sur la limite quand la littérature donne une marge de seulement 43 K. L'écart au jour 0 est lui deux fois moindre, il vaut 22 K. Tout porte à croire que ces différences proviennent de la partie thermohydraulique des simulations, la neutronique étant plutôt en accord comme expliqué dans la section 6.2. Dans cette même section est expliqué en quoi la thermohydraulique a pour rôle d'équilibrer la puissance dans le cœur. Ainsi, il est considéré que la neutronique pilote en premier lieu la distribution de puissance et que la thermohydraulique vient l'équilibrer. L'allure de MCST est directement liée à la distribution de puissance dans le cœur. Le fait que les courbes de [8] et de la figure 6.15 aient des allures qui se ressemblent renforce l'idée que les simulations neutroniques sont aussi performantes dans la littérature qu'ici. De plus, aucun mécanisme de contrôle n'est utilisé dans la littérature quand est ici utilisé du bore. Puisque c'est un mécanisme global, il est très improbable qu'il permette d'expliquer, en partie, les différences entre les deux simulations. Les écarts entre les températures mesurées suggèrent des différences dans la modélisation du refroidissement des crayons, ce qui est l'apanage de la thermohydraulique. Dans la littérature, est utilisé RELAP5/SCDAPSIM/MOD4.0, couplé à PARCS pour la neutronique [8]. Les données thermodynamiques proviennent de NIST (ASTM-1967) et la corrélation de Dittus-Boelter est utilisée [8]. Il est stipulé que cette corrélation est assez approximative aux abords du point pseudo-critique. Cependant, les températures maximales de gaine survenant au sommet du réacteur, quand la transition sous-critique à surcritique opère au fond du réacteur, après demi-tour du caloporteur. Dans la simulation CATHENA, la corrélation Dittus-Boelter est également utilisée même si d'autres corrélations donnent des résultats très proches. Le choix de corrélation peut alors difficilement expliquer les différences constatées. Alors, un travail important sur les simulations thermohydrauliques apparaît nécessaire pour gagner en précision et pouvoir mesurer plus adéquatement les indicateurs comme MCST. Enfin, l'utilisation de barres de contrôle change drastiquement l'allure de MCST pour un cycle complet [8]. Notamment, le pic est atteint en fin de cycle plutôt qu'aux alentours du 260^e jour et sa valeur est de 1160 K contre 1080 K sans les barres. Les divers mécanismes de contrôle doivent idéalement être implémentés après avoir défini une simulation thermohydraulique mature et fiable.

6.4.2 MFCLT

Le critère MFCLT est présenté à la figure 6.16. À nouveau, l'écart entre la température maximale au centre des crayons de la couronne externe et celle des crayons internes est globalement constant au cours du cycle. Il vaut entre 35 et 40 K sauf au 405^e jour de la simulation $\mathcal{3}c$ où il vaut 65 K. Contrairement au critère MCST, ce sont les crayons de la couronne intérieure qui témoignent des plus grandes valeurs. Les crayons de la couronne interne ont un volume qui vaut 89% du volume des crayons externes (diamètre de 0.83 cm contre 0.88 cm). La simulation CATHENA répartit la puissance au sein de chaque crayon dans différentes régions. Cette répartition est identique pour chaque type de crayon comme expliqué à la section 5.2.1. Ainsi, bien que produisant au total plus d'énergie, les crayons de la couronne externe ont une densité de puissance moyenne de 323.5 W.cm^{-3} contre 336.0 W.cm^{-3} pour les crayons internes. Ces densités de puissance justifient la position relative des courbes internes vis-à-vis des courbes externes. L'allure des courbes $\mathcal{3}c$ et $\mathcal{4}c$ est différente contrairement à MCST. En effet, MCST survient systématiquement en haut de réacteur, là où le caloporteur est le moins à même de refroidir la gaine. MFCLT peut survenir à différentes hauteurs dans la partie haute du réacteur, étant moins dépendant de la performance du refroidissement. Pour $\mathcal{3}c$, MFCLT décroît les 85 premiers jours en passant de 2700 à 2500 K. Un plateau à cette hauteur s'établit jusqu'au 205^e jour jusqu'à la décroissance inexorable en fin de cycle jusqu'à la valeur de 2000 K. Globalement, plus la puissance s'équilibre radialement et plus elle se déplace vers le fond du réacteur, plus MFCLT décroît. La même règle s'applique pour $\mathcal{4}c$ où MFCLT décroît de 2500 à 2040 K les 145 premiers jours. La puissance est moins homogène à EOC qu'à MOC, tant radialement qu'axialement, ainsi MFCLT croît jusqu'à un pic local au 285^e jour qui vaut un peu plus de 2300 K. Enfin les courbes décroissent légèrement jusqu'à la fin du cycle pour atteindre les 2270 K. Le pic de MCST ne dépend pas du type de chargement et il survient au 285^e jour. Au même jour, les courbes MFCLT des deux types de rechargement se croisent et ont approximativement la même valeur. Ensuite, les courbes $\mathcal{4}c$ sont au-dessus des courbes $\mathcal{3}c$, pour MCST comme pour MFCLT.

Aucune comparaison directe avec la littérature ne peut être faite. Sont seulement à disposition des résultats obtenus avec utilisation des barres de contrôle pour $\mathcal{4}c$. MFCLT vaut alors entre 2300 et 2600 K [8] lorsque ce critère est compris entre 2000 et 2500 K sur la figure 6.16. Les ordres de grandeur ne sont pas en désaccord manifeste alors que les barres de contrôle ont un effet certain sur les valeurs mesurées.

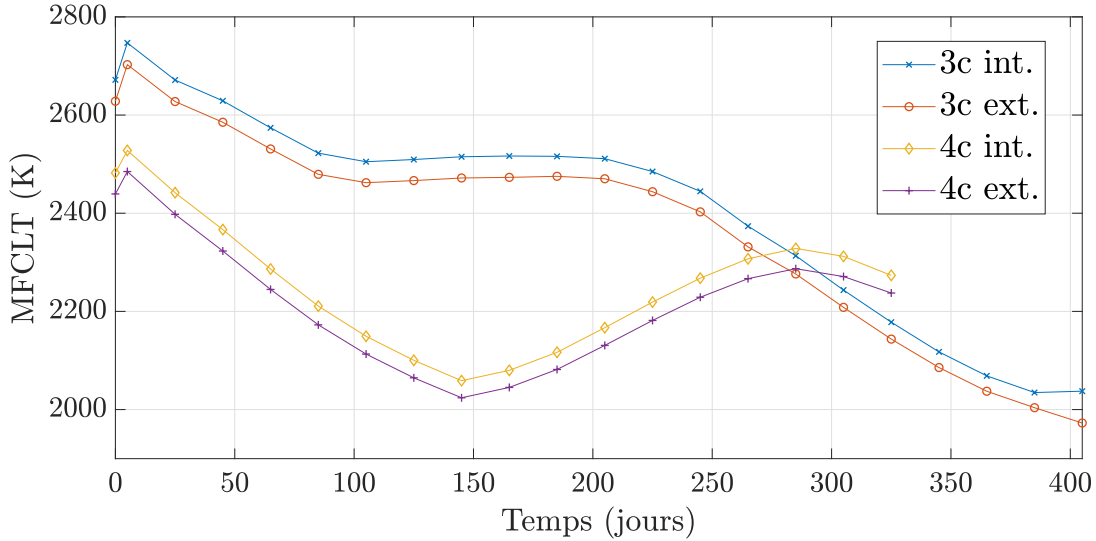


Figure 6.16 Température maximale au centre du combustible (MFCLT), $3c$ et $4c$

6.5 Arbitrage entre $3c$ et $4c$

Le rechargement par quart est suggéré par [8] afin de réduire le critère MCST par rapport au rechargement par tiers. Toutefois, les résultats établis à la section 6.4 montrent que la température maximale en surface de gaine au cours d'un cycle survient au même moment et est égale pour les deux types de rechargement. Globalement, les températures sont satisfaisantes dans les deux cas, elles sont au minimum inférieures de 91 K au critère de sûreté qui est de 1123 K. Toutefois, les mécanismes locaux peuvent avoir une incidence forte sur ce critère [8]. C'est pourquoi il paraît nécessaire de bâtir des simulations thermohydrauliques plus précises pour pouvoir arbitrer quant au type de rechargement à préconiser. C'est l'objet de travaux récents qui se concentrent sur la modélisation des turbulences dans l'écoulement et des transferts thermiques dans le tube de force [23, 26]. Une fois une modélisation thermohydraulique fiable à disposition, le deuxième point à aborder est la distribution relative de puissance entre les crayons des deux couronnes. Cette dernière a un effet certain sur les températures atteintes en surface de gaine. L'algorithme de couplage et tous les fichiers nécessaires à son fonctionnement sont disponibles dans l'annexe B. À partir de ces outils, il est très simple d'utiliser une simulation CATHENA mature. Il est également envisageable de mettre en place un couplage avec le code ASSERT-PV qui permet l'étude locale d'un écoulement. Avec des modifications mineures dans l'algorithme de couplage mis à disposition dans l'annexe B, il est possible de prendre en compte une distribution de puissance qui dépend du canal et de la hauteur considérée. Si ces deux éléments sont mis en place, des résultats solides pourront être obtenus. Ne restera qu'à prendre en compte les

autres mécanismes de contrôle de la réactivité afin d'avoir une estimation fiable de MCST. Il sera ensuite possible d'orienter le choix vers $3c$ ou $4c$ au regard de ce critère.

Néanmoins, $4c$ permet une répartition de la puissance clairement plus équilibrée dans le cœur, sur l'axe comme sur le rayon. Les températures maximales au centre du combustible y sont ainsi plus faibles que lors d'un rechargement par tiers. Le rechargement par quart proposé conduit à avoir des assemblages qui passent 1300 jours au total dans le cœur contre 1215 avec un rechargement par tiers. Alors, $4c$ permet d'atteindre des burnups de sortie plus importants, de mieux utiliser la ressource fissile. C'est d'autant plus vrai que l'écart-type sur le burnup de sortie vaut 4168 MW.d.t^{-1} contre 4944 MW.d.t^{-1} pour $3c$. Aucune considération autre que relative à la sûreté n'est prise en compte ici. Il est évident que ces deux types de rechargement font intervenir des questions d'un tout autre registre. Par exemple, un réacteur rechargé par tiers permet des cycles plus longs, ce qui a un intérêt économique. Puisque le rechargement par tiers n'est pas clairement disqualifié par les critères de sûreté, il est préconisé de conserver les deux types de rechargement dans les études à venir jusqu'à ce qu'un réel arbitrage puisse être fait.

CHAPITRE 7 CONCLUSION

L'étude du SCWR Canadien à l'échelle réseau avec DRAGON5 a permis de déterminer les meilleures options de calculs pour appuyer une analyse couplée du cœur complet. Les résultats obtenus avec un calcul monoassemblage ont permis de déterminer que, dans le cadre d'une physique cohérente, les perturbations des dimensions des bases de données sont indépendantes. Ainsi, il est possible de constituer des bases de données de taille raisonnable qui possèdent un grand nombre de dimensions. De plus, le fait de construire des bases de données pour les assemblages de coin et de côté à partir d'un seul calcul multiassemblage, de référence en évolution, et en utilisant les bases de données monoassemblages est une approche raisonnable. Elle permet d'obtenir des sections efficaces cohérentes sans impliquer des temps de calcul prohibitifs avec des perturbations de calculs multiassemblages.

Les modélisations neutroniques cœur et couplées confirment le besoin d'utiliser ces bases de données additionnelles. Les assemblages de coin et de côté ont une influence sur le flux en périphérie du cœur. Globalement, ils permettent aux assemblages qui sont à la fois à leur contact sans être au contact du réflecteur de bénéficier d'un flux plus important. Le fait d'utiliser deux réflecteurs est anecdotique mais n'induit aucun surcoût en temps de calcul pour créer les bases de données ou les utiliser. Les calculs cœur ont permis de déterminer un autre ensemble d'options de modélisation, notamment le schéma d'évolution appelé CANDU5 qui propose un pas de temps initial de 5 jours puis des pas réguliers de 20 jours. Le nombre raisonnable de pas de temps permet de minimiser les coûts en temps de calcul une fois à l'échelle couplée. Cependant, les pas de temps sont suffisamment petits et réguliers pour permettre de suivre précisément l'évolution des paramètres thermodynamiques. Peu de travaux ont été réalisés sur la simulation thermohydraulique CATHENA alors que tout porte à croire qu'elle est le point faible des simulations. L'abaissement de la puissance à 2032 MWth et l'enrichissement étalonné selon la hauteur sont deux éléments cruciaux qui doivent avoir un impact sur le design du réacteur (surface d'admission en entrée de canal de combustible, surpression totale). Le schéma de calcul est validé par LNC mais les modèles ne tiennent pas compte de ces modifications majeures de design [8]. CATHENA et DONJON ne modélisent pas exactement le même réacteur.

Les résultats obtenus après couplage permettent d'apprécier l'impact de ce dernier. La rétroaction des paramètres thermodynamiques équilibre la puissance dans le cœur en réduisant la masse volumique du caloporteur, soit la modération, dans les zones de forte puissance. Ces résultats permettent également de discuter du principal critère de sûreté, la température maximale en surface de gaine. Le rechargement par tiers, qui était exclu par de précédentes études car il ne respectait pas ce critère, donne des résultats équivalents au rechargement par quart sur la MCST. Les deux types de rechargement respectent le critère maximal de 850°C. La réalisation du couplage s'accompagne de la création d'un ensemble de jeu de données disponibles en ligne, au lien inscrit dans l'annexe B. Si au total seulement quatre calculs couplés ont été réalisés, tout est fait pour que l'ensemble des fichiers créés serve de support pour d'autres simulations. Tous ont été soigneusement commentés et deux manuels sont mis à disposition pour comprendre le fonctionnement théorique du couplage ainsi que son fonctionnement pratique. La transmission des outils développés a concentré beaucoup d'efforts.

L'étude réalisée reste limitée par la modélisation neutronique et la modélisation thermohydraulique. La modélisation neutronique ne prend pas en compte l'effet du rechargement sur les inventaires de ^{233}Pa et ^{233}U . Lors du rechargement, il est attendu que la moitié de ^{233}Pa se désintègre en ^{233}U . Ainsi, un surplus de fissiles doit apparaître au fond du cœur, zone de plus grande puissance relative à EOC, à cause du rechargement. L'impact de ce dernier doit être convenablement étudié même s'il est attendu qu'il soit de faible magnitude. Autrement, la simulation neutronique ne semble pas souffrir d'autres grandes limitations. Il est probable qu'avec une simulation thermohydraulique de meilleure facture, les lacunes des modèles neutroniques apparaissent plus clairement. Dans la simulation CATHENA, la surpression totale de 0.8 MPa semble écraser l'effet des obstacles sur l'écoulement [20]. Le modèle est sensible à des variations majeures de la résistance hydraulique des crayons ou de la rugosité des canalisations. Néanmoins, des travaux plus approfondis sont requis pour déterminer la valeur et l'impact de ces paramètres. Ces travaux doivent aller de pair avec l'ajustement de la surpression totale. Pour l'heure, il n'est pas possible de déterminer si les turbulences, qui ont un effet sur le refroidissement et les pertes de charge, sont adéquatement simulées. Alors, il est difficile d'arbitrer sur les critères tels que MCST et MFCLT. La disparité entre les résultats obtenus et ceux qui sont consultables dans la littérature, sur ces deux indicateurs particuliers, invite à la prudence. De nouvelles études sur la répartition de puissance entre les deux couronnes de crayons de combustible sont nécessaires pour avoir un retour plus aiguisé sur la MCST.

De nombreuses pistes sont à explorer pour fiabiliser l'étude du SCWR Canadien. Il apparaît incontournable de se pencher, en premier lieu, sur la simulation CATHENA. Des études complémentaires avec le code ASSERT-PV peuvent apporter une meilleure estimation des pertes de pression et du refroidissement [23] pour ainsi permettre d'ajuster la surpression totale. Le design thermohydraulique du réacteur doit être rafraîchi, il doit tenir compte de l'abaissement de la puissance totale, du moindre enrichissement en fissiles, d'un possible rechargement par quart et de l'enrichissement étalonné. Un fichier d'entrée CATHENA qui rend compte de cette mise à jour des modèles permettrait des gains significatifs dans la précision des simulations. Pourraient alors être envisagées des études couplées avec ASSERT-PV de façon à estimer localement les distributions de puissance entre les deux couronnes de crayon de combustible. Avec l'ensemble des codes de couplage mis à disposition, il apparaît possible de modéliser un cœur où ces distributions varient dans le temps et dans l'espace. Avec les résultats obtenus, une estimation fiable de la MCST et des autres indicateurs de sûreté pourrait être à portée. Une fois un modèle CATHENA mature à disposition et une étude fine de la distribution de puissance au sein d'un assemblage réalisée, il sera raisonnable de s'adonner à des études plus complexes avec différents mécanismes de contrôle de la réactivité. Le design étant en train de s'affiner, il est nécessaire d'affiner les simulations pour pouvoir continuer à émettre des recommandations.

En plus de l'effort consenti pour transmettre à d'autres les codes de couplage créés, un article est en préparation pour partager en langue anglaise les différents résultats obtenus.

RÉFÉRENCES

- [1] IEA, “Data and statistics : Electricity Final Consumption,” 2019.
- [2] C. Poinssot, S. Bourg, N. Ouvrier, N. Combernoux, C. Rostaing, M. Vargas-Gonzalez et J. Bruno, “Assessment of the environmental footprint of nuclear energy systems. Comparison between closed and open fuel cycles,” *Energy*, vol. 69, p. 199–211, 2014. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2014.02.069>
- [3] G. Marleau, A. Hébert et R. Roy, “A User Guide for DRAGON version 5,” Institut de Génie Nucléaire, Polytechnique Montréal, Rapport technique IGE-335, apr 2019.
- [4] A. Hébert, D. Sekki et R. Chambon, “A User Guide for DONJON version 5,” Institut de Génie Nucléaire, Polytechnique Montréal, Rapport technique IGE-344, mar 2019.
- [5] A. Hébert, *Applied Reactor Physics, Second Edition*. Presses internationales Polytechnique, 2016.
- [6] T. Beuthe, A. Vasic et D. F. Wang, *CATHENA 3.5.5.1 input reference, user’s manual*, C. N. Laboratories, édit. Canadian Nuclear Laboratories, 2016.
- [7] B. N. Hanna, “CATHENA : A thermallyhydraulic code for CANDU analysis,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 180, n°. 2, p. 113–131, 1998.
- [8] F. Salaun et D. R. Novog, “Optimization of the Canadian SCWR Core Using Coupled Three-Dimensional Reactor Physics and Thermal-Hydraulics Calculations,” *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 4, n°. 2, apr 2018.
- [9] G. Grosch, “GIF Membership,” 2014. [En ligne]. Disponible : https://www.gen-4.org/gif/jcms/c{__}43176/gif-membership
- [10] G. Grosch, “Framework Agreement,” 2019. [En ligne]. Disponible : https://www.gen-4.org/gif/jcms/c{__}40369/framework-agreement
- [11] G. I. F. U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee, “A technology roadmap for generation IV nuclear energy systems,” U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee, The Generation IV International, Rapport technique, 2002. [En ligne]. Disponible : [{%}5Cnhttp://scholar.google.com/scholar?hl=en{&}btnG=Search{&}q=intitle:A+Technology+Roadmap+for+Generation+IV+Nuclear+Energy+Systems{#{#}0](http://www.gen-4.org/PDFs/GenIVRoadmap.pdf)
- [12] M. K. Rowinski, J. Zhao, T. J. White et Y. C. Soh, “Safety analysis of Super-Critical Water Reactors—A review,” *Progress in Nuclear Energy*, vol. 106, n°. July 2017, p. 87–101, 2018. [En ligne]. Disponible : <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2018.03.002>

- [13] I. L. Pioro et R. B. Duffey, “Physical Properties of Fluids in Critical and Pseudocritical Regions,” dans *Heat Transfer & Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power Engineering Applications*. New York, NY : ASME, 2007, ch. 2, p. 5–16. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1115/1.802523.ch2>
- [14] I. L. Pioro et R. B. Duffey, “Supercritical Water-Cooled Nuclear Reactor Concepts : Review and Status,” dans *Heat Transfer & Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power Engineering Applications*. New York, NY : ASME, 2007, n°. 1999, ch. 4, p. 23–44. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1115/1.802523.ch4>
- [15] S. Zoghلامي, *Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR (MSc thesis)*, Polytechnique Montréal, édit. Polytechnique Montréal, 2013.
- [16] D. F. Torgerson, B. A. Shalaby et S. Pang, “CANDU technology for Generation III+ and IV reactors,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 236, n°. 14, p. 1565–1572, 2006. [En ligne]. Disponible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549306003256>
- [17] X. J. Liu, S. W. Fu, Z. H. Xu, Y. H. Yang et X. Cheng, “LOCA analysis of SCWR-M with passive safety system,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 259, p. 187–197, 2013.
- [18] A. Nava-Dominguez, E. Onder, J. Pencer et D. Watts, “Canadian SCWR Bundle Optimization for the New Fuel Channel Design,” dans *ISSCWR-6*, Atomic Energy of Canada Limited. Shenzhen, Guandong, China : The 6th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, mar 2013.
- [19] M. Gaudet, M. Yetisir et A. Sartipi, “Conceptual Plant Layout of the Canadian Generation IV Supercritical Water-Cooled Reactor,” *CNL Nuclear Review*, p. 1–17, 2016.
- [20] D. W. Hummel, “Coupled neutronic-thermohydraulic transient behaviour of a PT-SCWR reactor,” Thèse de doctorat, McMaster University, 1280 Main St W, Hamilton, ON L8S 4L8, nov 2015.
- [21] M. Yetisir, M. Gaudet et D. Rhodes, “Development and integration of Canadian SCWR concept with counter-flow fuel assembly,” dans *CNL Nuclear Review*, vol. 5, n°. 2, Atomic Energy of Canada Limited. Shenzhen, Guandong, China : The 6th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, mar 2013, p. 189–202.
- [22] A. Nava-Dominguez, N. Onder, Y. Rao et L. Leung, “Evolution of the Canadian SCWR Fuel-Assembly Concept and Assessment of the 64 Element Assembly for Thermohydraulic Performance,” *CNL Nuclear Review*, vol. 5, n°. 2, SI, p. 1–18, dec 2016.

- [23] A. Nava-Dominguez, Y. F. Rao et T. Beuthe, “Analysis of heat transfer characteristics of Canadian SCWR fuel assembly concept,” *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 6, n^o. 3, p. 1–9, 2020.
- [24] H. Raouafi, “Simulation de mécanismes de contrôle de la réactivité inclinés du réacteur SCWR-Canadien en utilisant les codes DRAGON-5 et DONJON-3,” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Polytechnique Montréal, mar 2017.
- [25] F. Salaun et D. R. Novog, “Analysis of Control Rod Drop Accidents for the Canadian SCWR Using Coupled 3-Dimensional Neutron Kinetics and Thermal Hydraulics,” *Sci. Technol. Nucl. Install. (UK)*, vol. 2018, p. 1706590 (17 pp.) –, 2018. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1155/2018/1706590>
- [26] A. Nava-Dominguez, “Evaluation of friction-factor correlations at supercritical water conditions in support of the Canadian SCWR,” *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 6, n^o. 3, 2020.
- [27] J. Kang et F. N. von Hippel, “U-232 and the proliferation-resistance of U-233 in spent fuel,” *Science & Global Security*, vol. 9, n^o. 1, p. 1–32, 2001.
- [28] J. J. Duderstadt et L. J. Hamilton, “Nuclear Reactor Analysis - Chapter 2 : The nuclear physics of fission chain reactions,” dans *Nuclear Science and Engineering*, The University of Michigan, édit. John Wiley & Sons, Inc., 1977, vol. 62, n^o. 2, p. 12–54.
- [29] J. DeJuren et N. Knable, “Nuclear cross sections for 95-MeV neutrons,” *Physical Review*, vol. 77, n^o. 5, p. 606–614, 1950.
- [30] J. F. Briesmeister, T. E. Booth, D. G. Collins, J. J. Devaney, G. P. Estes, H. M. Fisher, R. A. Forster, T. N. K. Godfrey, J. S. Hendricks, H. G. Hughes, R. C. Little, R. E. Prael, R. G. Schrandt, R. E. Seamon, E. C. Snow, W. L. Thompson, W. T. Urban et J. T. West, “MCNP : A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A,” Los Alamos National Laboratory, Rapport technique, 1986.
- [31] J. Leppänen, *Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code*, P. Oy, édit. Prima Oy, 2007.
- [32] D. Schneider, F. Dolci, F. Gabriel, J.-M. Palau, M. Guillo et B. Pothet, “APOLLO3 : CEA/DEN deterministic multi-purpose code for reactor physics analysis.” Sun Valley, Idaho : Physor 2016, 2016, p. 2274–2285.
- [33] P. Adouki, *Neutronics-thermalhydraulics coupling in a CANDU SCWR (MSc thesis)*, Polytechnique Montréal, édit. Polytechnique Montréal, 2012.
- [34] M. M. Rahman, J. Dongxu, M. S. Beni, H. C. Hei, W. He et J. Zhao, “Supercritical water heat transfer for nuclear reactor applications : A review,”

- Annals of Nuclear Energy*, vol. 97, p. 53–65, nov 2016. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2016.06.022>
- [35] G. Geffraye, O. Antoni, M. Farvacque, D. Kadri, G. Lavialle, B. Rameau et A. Ruby, “CATHARE 2 V2.5-2 : A single version for various applications,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 241, n^o. 11, p. 4456–4463, 2011. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.09.019>
- [36] C. D. Fletcher et R. R. Schultz, “RELAP5 / MOD3 Code Manual,” Division of Systems Technology, Office of Nuclear Regulatory Research, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Idaho National Engineering Laboratory, Rapport technique, 1995.
- [37] I. L. Pioro et R. B. Duffey, “Heat-Transfer Enhancement at Supercritical Pressures,” dans *Heat Transfer & Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power Engineering Applications*. New York, NY : ASME, 2007, ch. 9, p. 117–126. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1115/1.802523.ch9><http://dx.doi.org/10.1115/1.802523.ch2>
- [38] D. P. Kessler et R. A. Greenkorn, *Momentum, heat, and mass transfer fundamentals*. Marcel Dekker Inc., 1999.
- [39] M. Naidin, I. Pioro, R. Duffey, S. Mokry, L. Grande, B. Villamere, L. Allison, S. Mikhael et K. Chophla, “Super Critical Water-Cooled Nuclear Reactors (SCWRs) Thermodynamic Cycle Options and Thermal Aspects of Pressure-Channel Design,” *IAEA*, p. 1–22, 2009.
- [40] M. Payet, “Corrosion en eau supercritique : Apport à la compréhension des mécanismes pour des alliages,” Thèse de doctorat, Conservatoire national des arts et metiers - CNAM, 2011.
- [41] G. Harrisson et G. Marleau, “Simulation Strategy for the Evaluation of Neutronic Properties of a Canadian SCWR Fuel Channel,” *Science and Technology of Nuclear Installations*, vol. 2013, 2013.
- [42] J. Leppänen, *Serpent – a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code*, V. T. R. C. of Finland, édit. VTT Technical Research Centre of Finland, 2015.
- [43] N. E. Todreas et M. S. Kazimi, *Nuclear Systems I : Thermal Hydraulic Fundamentals. Vol. 1.* Taylor & Francis, 1990.
- [44] T. L. Bergman, A. S. Lavine, F. P. Incropera et D. P. Dewitt, *Fundamentals of heat and mass transfer, 7th edition*, John Wiley & Sons, édit. John Wiley & Sons, 2011.
- [45] A. Hébert, “Final report on technical consultancy service contract with CNPRI,” Institut de Génie Nucléaire, Polytechnique Montréal, Rapport technique IGE-365, sep 2019.

- [46] A. Santamarina, A. Hébert, “Refinement of the Santamarina-Hfaiedh energy mesh between,” *Physor 2008*, vol. 1, n°. 514, 2008.
- [47] A. Moghrabi et D. R. Novog, “Determination of the optimal few-energy group structure for the Canadian Super Critical Water-cooled Reactor,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 115, p. 27–38, 2018. [En ligne]. Disponible : <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2018.01.011>
- [48] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot et A. H. Wapstra, “The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties,” *Nuclear Physics A*, vol. 729, n°. 1, p. 3–128, 2003.
- [49] F. Salaun et D. R. Novog, “Spatial and bulk reactivity systems design and optimization for the canadian supercritical water reactor,” *CNL Nuclear Review*, vol. 5, n°. 2, SI, p. 285–298, dec 2016.
- [50] F. Salaun, D. W. Hummel et D. R. Novog, “The impact of the radial reflector on the 8-th group cell-averaged cross-sections for the SCWR 62-element lattice cell,” C.-C. C. A. R. D. (CCCARD-2014), édit., McMaster University. Niagara Falls, Ontario Canada : Canada-China Conference Advanced Reactor Development (CCCARD-2014), apr 2014, p. 1–15.
- [51] M. Yetisir, M. Gaudet, J. Pencer, M. McDonald, D. Rhodes, H. Hamilton et L. Leung, “Canadian supercritical water-cooled reactor core concept and safety features,” *CNL Nuclear Review*, vol. 5, n°. 2, p. 189–202, dec 2016.
- [52] S. Nakai, H. Aoi, K. I. Hayashi, T. Katoh et T. Watanabe, “Solubilities of boric acid in heavy water,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 25, n°. 1, p. 65–71, 1988.
- [53] J. V. Donnelly, B. J. Min, E. V. Carruthers et K. Tsang, “Modelling of CANDU Reactivity Devices with WIMS-AECL/MULTICELL and Superhomogenization.” CNS, Fredericton : Proceedings of the 17th Annual Conference of the Canadian Nuclear Society, 1996.
- [54] D. F. Wang et S. Wang, “A preliminary CATHENA thermalhydraulic model of the Canadian SCWR for safety analysis,” *AECL Nuclear Review*, vol. 3, n°. 01, p. 9–16, 2014.
- [55] J. Ainscough, “Gap conductance in LWR fuel rod,” Committee on the safety of nuclear installations, OECD Nuclear Energy Agency, Rapport technique, 1982.
- [56] Oak Ridge National Laboratory, “The PVM System,” 2011. [En ligne]. Disponible : <http://www.netlib.org/pvm3/book/node17.html>
- [57] R. Chambon, “Specifications and User Guide for NAP : module in DRAGON/DONJON version 5 (Pin Power Reconstruction module),” Institut de Génie Nucléaire, Polytechnique Montréal, Rapport technique IGE-345, oct 2014.

- [58] M. Yetisir, H. Hamilton, R. Xu, M. Gaudet, D. Rhodes, M. King, K. Andrew et B. Benson, “Fuel assembly concept of the canadian supercritical water-cooled reactor,” *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 4, n^o. 1, p. 1–7, 2018.

ANNEXE A VUES D'ARTISTE

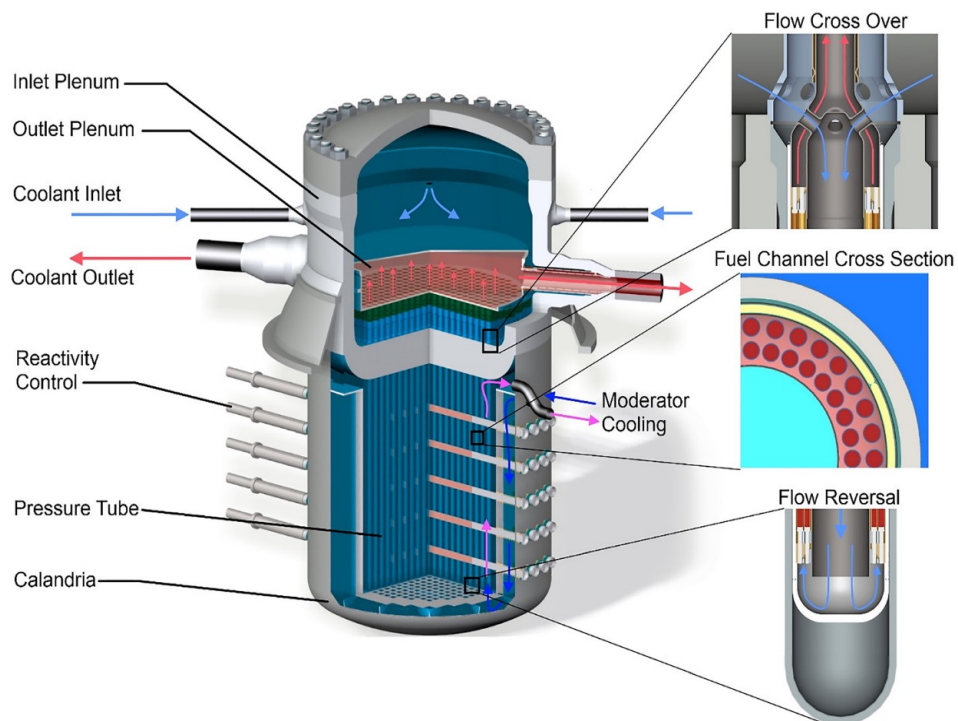


Figure A.1 Vue schématique du SCWR Canadien et du HERC, extrait de [26]



Figure A.2 Vue d'artiste du sommet du réacteur, d'après LNC

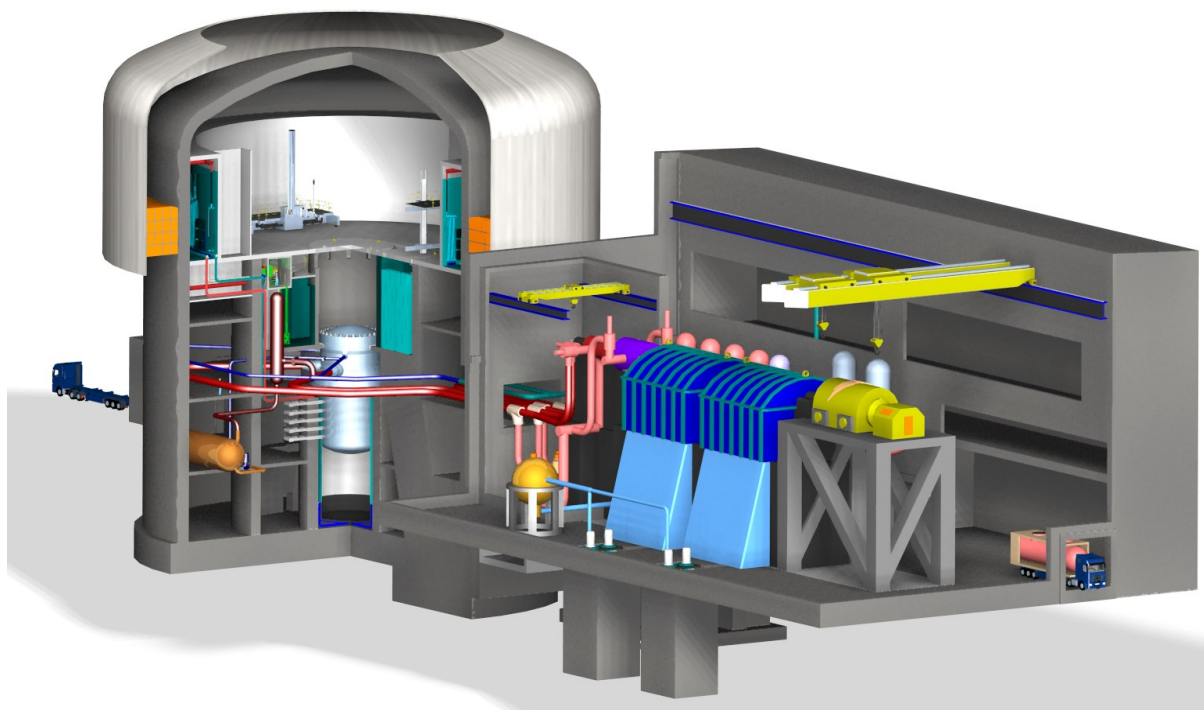


Figure A.3 Vue schématique du bâtiment réacteur et du bâtiment turbine, d'après LNC



Figure A.4 Vue du crayon de combustible et du lacet enroulé, extrait de [58]

ANNEXE B FICHIERS D'ENTRÉE

Every input, except CATHENA executable, are available at <https://github.com/sesyul/CANDU-SCWR>. Lattice nominal calculation (DRAGON and SERPENT) inputs are in directory *A-LatticeReference*. Perturbative calculation and multicompo (databases) creation inputs are available in *B-LatticePerturbative* directory. To assemble the databases thanks to inputs available in *a-McpoCreation* subdirectory, the user must first generate the EDIT files obtained with perturbative calculation performed thanks to the inputs located in *b-EditsGeneration* subdirectory. Core neutronics and thermohydraulic inputs are located respectively in *C-CoreNeutronics* and *D-CoreThermalHydraulics*. Finally, all the inputs related to coupling are available in directory *E-Coupling*. Two user's guide are provided, the first one named **IGE-379** contains the general principles of the coupling and the different inputs provided. The second manual is named **CSCT-D5C3UsersManual**, it provides technical knowledge about the different python functions that enable coupling, data treatment and CATHENA input generations. A **README** is also provided along with **CSCT-D5C3_slides**, a short presentation of the manuals and the coupling overall.

L'ensemble des codes utilisés, hormis l'exécutable CATHENA, est disponible au lien suivant <https://github.com/sesyul/CANDU-SCWR>. Les jeux d'entrées DRAGON et SERPENT pour le calcul nominal sont à disposition dans le répertoire *A-LatticeReference*. Le répertoire *B-LatticePerturbative* contient les fichiers d'entrées pour effectuer les perturbations et constituer les bases de données. Pour assembler des bases de données avec les entrées présentes dans le sous-répertoire *a-McpoCreation*, l'utilisateur doit générer des fichiers EDIT par perturbation grâce aux entrées disponibles dans *b-EditsGeneration*. Les codes de simulation cœur neutronique et thermohydraulique sont à disposition respectivement dans les répertoires *C-CoreNeutronics* et *D-CoreThermalHydraulics*. Enfin, le répertoire *E-Coupling* contient toutes les entrées nécessaires à la réalisation de calculs couplés. Deux manuels sont à disposition, le premier **IGE-379** décrit les principes généraux de fonctionnement du couplage et des entrées mises à disposition. Le second, nommé **CSCT-D5C3UsersManual**, est un manuel d'utilisateur de toutes les fonctions python : celles de couplage, de traitement de données et de création de fichiers d'entrée CATHENA. Un fichier **README** et une présentation des manuels et du couplage (**CSCT-D5C3_slides**) sont également mis à disposition.

ANNEXE C TABULATIONS DES MULTICOMPOS

Tableau C.1 Tabulations des multicompos hors burnup

Dimension	Nombre de tabulations	Tabulations communes	Tabulations de référence
Densité Calo. Up (kg.m ⁻³)	6	55 90 200 400 620	03 : 262.40 34 : 95.150 45 : 73.707
Densité Calo. Dw (kg.m ⁻³)	5	230 430 530 630	03 : 584.37 34 : 600.20 45 : 612.94
Température Calo. Up (K)	5	625 750 900 1100	03 : 671.10 34 : 772.14 45 : 858.85
Température Calo. Dw (K)	4	624 655 670	03 : 634.63 34 : 630.38 45 : 626.98
Température Fuel (K)	7	800 1100 1300 1600 2000 2400	03 : 1056.3 34 : 1319.4 45 : 1429.4
Bore (ppm)	7	1 10 50 90 140 200	03 : 10 ⁻⁴ 34 : 10 ⁻⁴ 45 : 10 ⁻⁴

ANNEXE D PROPRIÉTÉS DES MATÉRIAUX, CATHENA

Tableau D.1 Propriétés thermiques de l'isolant, adapté de [20]

Température (°C)	Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .°C ⁻¹)	Capacité thermique volumique (J.cm ⁻³ .°C ⁻¹)
50	2.51	2.75
100	2.52	2.90
150	2.47	3.05
200	2.39	3.18
250	2.31	3.28
300	2.22	3.35
350	2.15	3.43
400	2.09	3.51
450	2.03	3.55
500	1.99	3.56
550	1.96	3.58
600	1.93	3.64
650	1.91	3.67
700	1.90	3.70
750	1.90	3.72
800	1.92	3.77
850	1.94	3.76
900	1.97	3.81
950	2.00	3.84
1000	2.06	3.86

Tableau D.2 Propriétés thermiques du combustible, adapté de [20]

Température (°C)	Couronne interne		Couronne externe	
	Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .°C ⁻¹)	Capacité thermique volumique (J.cm ⁻³ .°C ⁻¹)	Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .°C ⁻¹)	Capacité thermique volumique (J.cm ⁻³ .°C ⁻¹)
27	3.80	2.18	4.77	2.17
127	3.42	2.39	4.20	2.38
227	3.11	2.51	3.75	2.50
327	2.86	2.60	3.39	2.59
427	2.64	2.66	3.10	2.64
527	2.45	2.70	2.80	2.69
627	2.29	2.72	2.63	2.71
727	2.15	2.74	2.45	2.73
827	2.02	2.75	2.29	2.74
927	1.91	2.75	2.15	2.74
1027	1.81	2.75	2.03	2.74
1127	1.72	2.75	1.92	2.74
1227	1.64	2.75	1.82	2.74
1327	1.57	2.76	1.73	2.75
1427	1.50	2.76	1.65	2.75
1527	1.44	2.78	1.68	2.77
1627	1.38	2.79	1.51	2.79
1727	1.33	2.82	1.45	2.82
1827	1.28	2.86	1.39	2.86
1927	1.23	2.91	1.33	2.91
2027	1.19	2.98	1.29	2.98
2127	1.15	3.06	1.24	3.06
2227	1.11	3.15	1.20	3.16
2327	1.08	3.26	1.26	3.27
2427	1.05	3.40	1.12	3.41
2527	1.01	3.55	1.09	3.57
2627	0.99	3.73	1.06	3.75
2727	0.96	3.93	1.03	3.96