



**Titre:** Prise en compte des conditions des matériaux et du couplage axial  
Title: le long d'un canal du réacteur refroidi à eau supercritique canadien

**Auteur:** Geneviève Harrisson  
Author:

**Date:** 2015

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

**Référence:** Harrisson, G. (2015). Prise en compte des conditions des matériaux et du couplage axial le long d'un canal du réacteur refroidi à eau supercritique canadien [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1676/>

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

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/1676/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Guy Marleau  
Advisors:

**Programme:** Génie nucléaire  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

PRISE EN COMPTE DES CONDITIONS DES MATÉRIAUX ET DU COUPLAGE  
AXIAL LE LONG D'UN CANAL DU RÉACTEUR REFROIDI À EAU  
SUPERCRITIQUE CANADIEN

GENEVIÈVE HARRISSON  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR  
(GÉNIE NUCLÉAIRE)  
FÉVRIER 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

PRISE EN COMPTE DES CONDITIONS DES MATÉRIAUX ET DU COUPLAGE  
AXIAL LE LONG D'UN CANAL DU RÉACTEUR REFROIDI À EAU  
SUPERCRIQUE CANADIEN

présentée par : HARRISSON Geneviève

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph. D., président

M. MARLEAU Guy, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. KOCLAS Jean, Ph. D., membre

M. ROUBEN Benjamin, Ph. D., membre externe

## DÉDICACE

*To the only home we have ever known : the pale blue dot,  
a mote of dust suspended in a sunbeam . . .*

— *Cosmos : A spacetime odyssey*

*À la seule maison que nous ayons jamais connue : le point bleu pâle,  
un grain de poussière en suspension dans un rayon de soleil . . .*

— *Cosmos : Une odysée à travers l'univers*



## REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur Guy Marleau, professeur à l'Institut de génie nucléaire (IGN) et directeur de l'IGN, pour avoir accepté de diriger cette thèse. Sa grande disponibilité et ses suggestions toujours pertinentes me furent précieuses pour accomplir ce projet. Je tiens aussi à le remercier pour les nombreuses et diverses opportunités qu'il m'a offertes afin de parfaire ma formation académique. J'en suis immensément reconnaissante.

Je remercie Monsieur Alberto Teyssedou, professeur à l'IGN, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse ainsi que Monsieur Jean Koclas, professeur à l'IGN, et Monsieur Benjamin Rouben, président de 12 & 1 Consulting, pour avoir respectivement accepté d'être membre et membre externe du jury.

Je remercie Bronwyn Hyland et Jeremy Pencer, chercheurs aux Laboratoires de Chalk River d'Énergie atomique du Canada limitée, pour avoir apporté cette idée de recherche et pour les discussions tenues au cours du projet.

Je remercie mes collègues de classe pour leur assistance.

Je remercie Benoit Laplante pour ses prodigieux conseils et son support inconditionnel.

Je remercie les grands scientifiques.

Je remercie le Programme de technologies énergétiques de quatrième génération CRSNG-RNCan-EACL, les Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT), la Société nucléaire canadienne (SNC) et la Fondation de Polytechnique pour avoir contribué financièrement à ce projet.

## RÉSUMÉ

Ce projet de recherche a établi une stratégie de simulation capable de prendre en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long d'un canal de combustible du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. La stratégie de simulation proposée résout l'équation de transport pour le canal complet en géométrie exacte sans avoir à faire de calcul direct en trois dimensions. La stratégie de simulation proposée consiste à réaliser une série de calculs de cellules unitaires en deux dimensions suivie d'un calcul de canal en une dimension.

Il a été démontré que la stratégie de simulation proposée est équivalente au calcul d'un canal en trois dimensions dans des limites raisonnables. Pour cette démonstration, SERPENT 1.1.16 a été utilisé pour réaliser les calculs de canal en trois dimensions ainsi que les calculs de cellules unitaires en deux dimensions et DRAGON 3.06 a été utilisé pour réaliser les calculs de canal en une dimension.

À partir d'un canal complet et de canaux partiels en trois dimensions avec réflecteur axial, ce projet de recherche a évalué l'impact du réflecteur axial sur les propriétés neutroniques du canal et inversement, l'impact des plans de combustible sur les propriétés neutroniques du réflecteur axial. Il a été observé que le réflecteur axial affecte surtout les propriétés neutroniques des plans de combustible adjacents à celui-ci et que la précision des propriétés neutroniques du réflecteur axial augmente lorsque le nombre de plans de combustible dans les canaux partiels augmente.

En deuxième partie, ce projet de recherche a démontré l'applicabilité de la stratégie de simulation proposée dans la chaîne de calculs utilisée conventionnellement en neutronique et a évalué son impact sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. Pour ce faire, la stratégie de simulation proposée a entièrement été modélisée à partir des fonctionnalités de DRAGON 3.06 et le réacteur refroidi à eau supercritique canadien a été modélisé avec DONJON 3.02.

Quatre modèles de bases de données réacteur ont été développés. Le modèle de la cellule isolée ne fait appel qu'à une seule cellule unitaire et n'y fait varier que la composition du combustible au cours du temps. Le modèle des quatorze cellules isolées prend en compte les profils de conditions des matériaux le long du canal. Les modèles des quatorze cellules couplées prennent en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le

long du canal en mettant en application la stratégie de simulation proposée. Dans le cas en continue, le profil des puissances d'évolution le long du canal reste constant tandis que dans le cas en alternance, ce profil dépend de la variation temporelle des propriétés du canal en une dimension.

Les calculs de cœur réalisés dans ce projet de recherche sont d'une grande simplicité. Ils se sont limités à remplir le cœur initial de combustible neuf, à brûler le combustible, à recharger le cœur lorsque nécessaire et à suivre l'évolution des propriétés du cœur au cours des cycles.

Finalement, il est avantageux de considérer le canal de combustible comme le motif répété dans le cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien, car cela permet de mieux prendre en compte la physique du problème. Il a été démontré que les profils de conditions des matériaux le long du canal ont un impact important sur les propriétés du cœur. De ce fait, nous déconseillons l'utilisation du modèle de la cellule isolée. Le couplage axial le long du canal est présent, mais il ne fait varier les propriétés du cœur que de quelques points de pourcentage. De ce fait, nous recommandons l'utilisation du modèle des quatorze cellules isolées lorsque plusieurs calculs de transport sont requis et l'utilisation du modèle des quatorze cellules couplées en continue de manière ponctuelle afin d'évaluer l'état du couplage axial au fur et à mesure que le design du cœur se précise. Pour le moment, nous déconseillons l'utilisation du modèle des quatorze cellules couplées en alternance, car celui-ci devrait être étudié davantage avant de pouvoir être utilisé.

## ABSTRACT

This research project has established a simulation strategy capable of taking into account the conditions of the materials and the axial coupling along a fuel channel of the Canadian Supercritical-Water-Cooled Reactor (SCWR). The proposed simulation strategy solves the transport equation for the complete channel defined in exact geometry without having to make three-dimensional calculation. The proposed simulation strategy consists of making a series of two-dimensional lattice cell calculations followed by a one-dimensional slab geometry calculation.

It has been shown that the proposed simulation strategy is equivalent to a three-dimensional channel calculation within reasonable limits. For this demonstration, SERPENT 1.1.16 is used to perform the three-dimensional channel calculations and the two-dimensional lattice cell calculations while DRAGON 3.06 is used to perform the one-dimensional slab geometry calculations.

From three-dimensional complete and partial channels with axial reflector, this research project has assessed the impact of the axial reflector on the channel neutronic properties and inversely, the impact of the fuel planes on the axial reflector neutronic properties. It was observed that the axial reflector affects mainly the neutronic properties of the fuel planes adjacent to the axial reflector and that the accuracy of the axial reflector neutronic properties increases as the number of fuel planes in the partial channels increases.

In the second part, this research project has demonstrated the applicability of the proposed simulation strategy in the calculation chain conventionally used in neutronics and has evaluated its impact on the SCWR core neutronic properties. To do this, the proposed simulation strategy was entirely modeled using DRAGON 3.06 and the complete SCWR core was modeled with DONJON 3.02.

Four models of reactor database were developed. The model of the isolated unit cell uses only one unit cell and changes only the fuel composition over time. The model of the fourteen isolated unit cells takes into account the conditions of the materials along the channel. The models of the fourteen coupled unit cells take into account the conditions of the materials and the axial coupling along the channel by implementing the proposed simulation strategy. In the case named in continue, the power profile along the channel used in burnup calculations

remains constant while in the case named in alternation, this profile depends on the properties of the one-dimensional channel over time.

The core calculations made in this research project are very simple. They limited themselves to fill the initial core with fresh fuel, to burn the fuel, to refuel the core when necessary and to follow the core neutronic properties during the cycles.

Finally, it is advantageous to consider the fuel channel as the motive in the SCWR core because it allows to better take into account the physics of the problem. It has been shown that the conditions of the materials along the channel have a significant impact on the core neutronic properties. Hence, we advise against the use of the model of the isolated unit cell. The axial coupling along the channel is present, but its impact on the core neutronic properties is very light. Therefore, we recommend the use of the model of the fourteen isolated unit cells when several transport calculations are required and the use of the model of the fourteen unit cells coupled in continue in a punctual manner in order to assess the importance of the axial coupling as the core design gradually evolves. For the moment, we do not recommend the use of the model of the fourteen unit cells coupled in alternation because it should be studied further before being used.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iii
REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	vii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	ix
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xiv
LISTE DES FIGURES . . . . .	xvi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .	xx
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xxi
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
1.1 Réacteurs refroidis à eau supercritique . . . . .	1
1.1.1 Propriétés thermophysiques de l'eau supercritique . . . . .	1
1.1.2 Principe de fonctionnement . . . . .	3
1.2 Description du réacteur étudié . . . . .	5
1.2.1 Réacteur refroidi à eau supercritique canadien . . . . .	5
1.2.2 Spécifications de la cellule unitaire . . . . .	7
1.3 Cadre du projet de recherche . . . . .	10
1.4 Structure du document . . . . .	12
CHAPITRE 2 TRANSPORT NEUTRONIQUE . . . . .	13
2.1 Éléments de physique atomique et nucléaire . . . . .	13
2.1.1 Noyau atomique . . . . .	13
2.1.2 Interactions neutron - noyau . . . . .	15
2.1.3 Section efficace . . . . .	19
2.2 Dérivation de l'équation de transport . . . . .	20
2.2.1 Approximations courantes . . . . .	21
2.2.2 Définitions de base . . . . .	22

2.2.3	Forme intégrro-différentielle . . . . .	24
2.2.4	Forme caractéristique . . . . .	27
2.2.5	Forme intégrale . . . . .	27
2.3	Définition du terme source . . . . .	28
2.3.1	Terme source de diffusion . . . . .	28
2.3.2	Terme source de fission . . . . .	30
2.4	Formalisme multigroupe . . . . .	30
CHAPITRE 3 RÉSOLUTION DE L'ÉQUATION DE TRANSPORT . . . . .		33
3.1	Calcul de cellule . . . . .	33
3.1.1	Autoprotection des résonances . . . . .	34
3.1.2	Méthode des probabilités de collision . . . . .	36
3.1.3	Modèle de fuites $B_1$ homogènes . . . . .	38
3.1.4	Homogénéisation spatiale et condensation en énergie . . . . .	41
3.1.5	Évolution isotopique . . . . .	42
3.1.6	Conditions aux frontières . . . . .	44
3.2	Calculs de cœur . . . . .	45
3.2.1	Dérivation de l'équation de diffusion . . . . .	45
3.2.2	Conditions aux frontières et de continuité . . . . .	46
3.3	Approche stochastique . . . . .	48
3.3.1	Fondements mathématiques . . . . .	48
3.3.2	Algorithme de simulation . . . . .	48
3.3.3	Estimation des résultats . . . . .	53
3.3.4	Collecte des résultats . . . . .	54
CHAPITRE 4 MÉTHODE DE COUPLAGE 2D-1D . . . . .		56
4.1	Présentation de la méthode de couplage 2D-1D . . . . .	56
4.1.1	Découplage partiel des composantes radiale et axiale du flux . . . . .	58
4.1.2	Algorithme de calcul de la méthode de couplage 2D-1D . . . . .	63
4.2	Stratégie de simulation proposée . . . . .	66
4.2.1	Application de la méthode de couplage 2D-1D au canal de combustible étudié . . . . .	66
4.2.2	Algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée . . . . .	67
CHAPITRE 5 DESCRIPTION DES MODÈLES SERPENT . . . . .		69
5.1	Modèle du canal de combustible en 3D . . . . .	70

5.1.1	Choix des bibliothèques de sections efficaces microscopiques et de diffusion thermique . . . . .	70
5.1.2	Choix de la discrétisation axiale . . . . .	73
5.1.3	Choix des paramètres de calculs . . . . .	77
5.2	Modèle des cellules unitaires en 2D . . . . .	79
5.2.1	Définition des cellules unitaires . . . . .	79
5.2.2	Définition des mélanges du canal en 1D . . . . .	80
CHAPITRE 6 PERFORMANCES DE LA STRATÉGIE DE SIMULATION PROPOSÉE . . . . .		83
6.1	Modèle du canal de combustible en 1D . . . . .	83
6.1.1	Définition de la géométrie à plaques . . . . .	83
6.1.2	Impact du nombre de groupes d'énergie et de la discrétisation spatiale . . . . .	84
6.2	Évaluation des propriétés neutroniques des canaux de combustible . . . . .	86
6.2.1	Facteur de multiplication des canaux . . . . .	86
6.2.2	Sections efficaces macroscopiques le long des canaux . . . . .	87
6.2.3	Distributions de flux le long des canaux . . . . .	91
6.3	Analyse des résultats . . . . .	94
6.3.1	Observations générales . . . . .	94
6.3.2	Précision de la stratégie de simulation proposée . . . . .	97
CHAPITRE 7 PRISE EN CHARGE IDÉALE DU RÉFLECTEUR AXIAL . . . . .		100
7.1	Modèle du réflecteur axial . . . . .	100
7.1.1	Définition du réflecteur axial simulé . . . . .	101
7.1.2	Génération des mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en 1D . . . . .	102
7.1.3	Stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal . . . . .	103
7.2	Évaluation des propriétés neutroniques des canaux de combustible avec réflecteur axial . . . . .	105
7.2.1	Facteur de multiplication des canaux avec réflecteur axial . . . . .	105
7.2.2	Sections efficaces macroscopiques le long des canaux avec réflecteur axial . . . . .	105
7.2.3	Distributions de flux le long des canaux avec réflecteur axial . . . . .	105
7.3	Analyse des résultats obtenus avec réflecteur axial . . . . .	113
7.3.1	Effet des plans de combustible sur les canaux partiels en trois dimensions . . . . .	113
7.3.2	Effet du réflecteur axial sur les propriétés des canaux . . . . .	114
7.3.3	Précision de la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal . . . . .	114



CHAPITRE 8	DESCRIPTION DES MODÈLES DRAGON	115
8.1	Modèle des cellules unitaires en 2D	115
8.1.1	Traitement de la dépendance spatiale	115
8.1.2	Traitement de la dépendance angulaire	121
8.1.3	Traitement de la dépendance énergétique	123
8.2	Modèle du canal de combustible en 1D	127
8.2.1	Description du réflecteur axial	127
8.2.2	Description de l'absorbant	128
8.2.3	Création de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques	131
8.3	Génération des bases de données réacteur	131
8.3.1	Modèle de la cellule isolée	132
8.3.2	Modèle des 14 cellules isolées	135
8.3.3	Modèle des 14 cellules couplées en continue	137
8.3.4	Modèle des 14 cellules couplées en alternance	140
8.3.5	Sans caloporteur	143
CHAPITRE 9	DESCRIPTION DU MODÈLE DONJON	144
9.1	Description des géométries	144
9.1.1	Géométrie du cœur	144
9.1.2	Géométrie du combustible	146
9.1.3	Analyse des géométries	147
9.2	Détermination des propriétés nucléaires	147
9.2.1	Matérialisation du cœur	147
9.2.2	Traitement des bases de données réacteur	148
9.2.3	Création de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du cœur	149
9.3	Distributions de flux et de puissance dans le cœur	149
9.4	Évolution du combustible	150
9.4.1	Combustion	150
9.4.2	Plan de rechargement	151
9.5	Étapes de calculs	153
9.5.1	Avec caloporteur	153
9.5.2	Sans caloporteur	155
CHAPITRE 10	ÉVALUATION DES PROPRIÉTÉS DU CŒUR	156
10.1	Présentation des propriétés	157
10.1.1	Réactivité du cœur	157
10.1.2	Longueur des cycles	157

10.1.3 Taux de combustion de sortie . . . . .	158
10.1.4 Puissance . . . . .	160
10.1.5 Coefficient de réactivité de vide . . . . .	166
10.2 Analyse des résultats . . . . .	166
10.2.1 Observations générales . . . . .	166
10.2.2 Comparaison des modèles . . . . .	167
CHAPITRE 11 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS . . . . .	172
RÉFÉRENCES . . . . .	180
ANNEXES . . . . .	187

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Spécifications du réacteur refroidi à eau supercritique canadien . . . .	6
Tableau 1.2	Dimensions du canal de combustible à haute efficacité . . . . .	8
Tableau 1.3	Dimensions de la grappe de combustible . . . . .	8
Tableau 1.4	Matériaux utilisés dans le réacteur étudié . . . . .	9
Tableau 2.1	Valeurs de quelques constantes physiques . . . . .	14
Tableau 2.2	Voies de désexcitation du noyau composé . . . . .	16
Tableau 2.3	Voies de désintégration des produits de fission . . . . .	18
Tableau 5.1	Sections efficaces de diffusion thermique disponibles dans les biblio- thèques . . . . .	71
Tableau 5.2	Différences entre les propriétés des canaux divisés en 14 et 64 plans .	76
Tableau 5.3	Propriétés neutroniques transférées de SERPENT à DRAGON . . . .	81
Tableau 6.1	Facteur de multiplication et coefficient de réactivité de vide des canaux	86
Tableau 7.1	Facteur de multiplication et coefficient de réactivité de vide des canaux avec réflecteur axial . . . . .	106
Tableau 8.1	Discrétisation spatiale optimisée des géométries en 2D . . . . .	118
Tableau 8.2	Choix de la méthode de calcul et des conditions aux frontières . . . .	123
Tableau 8.3	Facteur de multiplication infini de la cellule unitaire selon la bibliothèque	124
Tableau 8.4	Différences entre les facteurs de multiplication présentés au tableau 8.3	124
Tableau 8.5	Facteur de multiplication infini de la cellule unitaire selon les options d'autoprotection . . . . .	126
Tableau 8.6	Taux de combustion utilisés dans les modèles de cellules isolées . . . .	134
Tableau 8.7	Puissances d'évolution utilisées dans les modèles des 14 cellules isolées et couplées en continue . . . . .	136
Tableau 8.8	Taux de combustion utilisés pour les réflecteurs dans les modèles de 14 cellules . . . . .	137
Tableau 8.9	Temps utilisés dans les modèles des 14 cellules couplées . . . . .	140
Tableau 9.1	Pas d'interpolation utilisés dans les /table/s . . . . .	148
Tableau 10.1	Canal ayant la puissance maximale de canal . . . . .	163
Tableau 10.2	Différences observées entre les modèles selon les propriétés du cœur .	168
Tableau 10.3	Taux de combustion des cellules unitaires du modèle des 14 cellules couplées en alternance au commencement de l'oscillation du profil de puissance . . . . .	171

Tableau C.1	Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en continue . . . . .	199
Tableau C.2	Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance . . . . .	202

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Diagramme pression-température de l'eau . . . . .	2
Figure 1.2	Propriétés thermophysiques de l'eau supercritique . . . . .	2
Figure 1.3	Principe de fonctionnement d'un réacteur refroidi à eau supercritique	3
Figure 1.4	Réacteur refroidi à eau supercritique canadien . . . . .	5
Figure 1.5	Arrangement des canaux de combustible dans le cœur . . . . .	7
Figure 1.6	Cellule unitaire avec grappe de combustible à 54 crayons et canal de combustible à haute efficacité . . . . .	7
Figure 1.7	Températures et masses volumiques attendues le long d'un canal . . .	10
Figure 2.1	Énergie de liaison par nucléon selon le nombre de masse . . . . .	15
Figure 2.2	Système de coordonnées cartésiennes en trois dimensions . . . . .	23
Figure 2.3	Définition d'une trajectoire . . . . .	27
Figure 2.4	Directions de déplacement du neutron avant et après la diffusion . . .	29
Figure 3.1	Principales étapes d'un calcul de cellule avec évolution isotopique . .	34
Figure 3.2	Algorithme de simulation avec méthode de Woodcock . . . . .	49
Figure 4.1	Principe de la méthode de couplage 2D-1D . . . . .	57
Figure 4.2	Algorithme de calcul de la méthode de couplage 2D-1D . . . . .	64
Figure 4.3	Principe de la stratégie de simulation proposée . . . . .	66
Figure 4.4	Algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée . . . . .	68
Figure 5.1	Impact de la discrétisation axiale sur le facteur de multiplication effectif du canal . . . . .	74
Figure 5.2	Impact de la discrétisation axiale sur les sections efficaces macroscopiques du canal . . . . .	75
Figure 5.3	Températures et masses volumiques variables le long du canal discrétisé en quatorze plans . . . . .	77
Figure 5.4	Impact des paramètres de calculs Monte Carlo sur le facteur de mul- tiplication effectif du canal de combustible en trois dimensions et sur l'écart-type de ce facteur de multiplication (lorsque disponible) . . . .	78
Figure 6.1	Impact du nombre de groupes d'énergie et de la discrétisation spatiale du canal en une dimension sur le facteur de multiplication des canaux	85
Figure 6.2	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des ca- naux en 3D et des cellules unitaires en 2D . . . . .	89
Figure 6.3	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des ca- naux en 3D et des canaux en 1D . . . . .	90

Figure 6.4	Différences relatives entre les flux des canaux en 3D et en 1D . . . . .	92
Figure 6.5	Différences absolues entre les flux des canaux en 3D et en 1D . . . . .	93
Figure 6.6	Distributions de flux le long des canaux . . . . .	94
Figure 6.7	Rapport entre le flux rapide et le flux thermique . . . . .	96
Figure 7.1	Coupe du réflecteur axial . . . . .	101
Figure 7.2	Canaux partiels en 3D étudiés pour la génération des mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en 1D . . . . .	102
Figure 7.3	Principe de la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal	104
Figure 7.4	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et des canaux partiels en 3D ainsi que du canal en 3D et des cellules unitaires en 2D - avec caloporteur . . . . .	107
Figure 7.5	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et du canal en 1D - avec caloporteur . . . . .	108
Figure 7.6	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et des canaux partiels en 3D ainsi que du canal en 3D et des cellules unitaires en 2D - sans caloporteur . . . . .	109
Figure 7.7	Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et du canal en 1D - sans caloporteur . . . . .	110
Figure 7.8	Distributions de flux le long des canaux avec réflecteur axial - avec caloporteur . . . . .	111
Figure 7.9	Différences relatives entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - avec caloporteur . . . . .	111
Figure 7.10	Différences absolues entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - avec caloporteur . . . . .	111
Figure 7.11	Distributions de flux le long des canaux avec réflecteur axial - sans caloporteur . . . . .	112
Figure 7.12	Différences relatives entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - sans caloporteur . . . . .	112
Figure 7.13	Différences absolues entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - sans caloporteur . . . . .	112
Figure 8.1	Distributions de puissance (combustible) et du flux thermique (ailleurs) dans la cellule unitaire . . . . .	116
Figure 8.2	Géométries utilisées lors des calculs en 2D . . . . .	118
Figure 8.3	Impact de la discrétisation du caloporteur sur le facteur de multiplication infini . . . . .	119

Figure 8.4	Impact de la discrétisation du caloporteur sur les sections efficaces macroscopiques . . . . .	120
Figure 8.5	Impact des lignes d'intégration sur les erreurs maximales faites sur les volumes et les aires . . . . .	121
Figure 8.6	Canal en 1D avec réflecteur axial et absorbant . . . . .	127
Figure 8.7	Géométrie d'édition pour le réflecteur axial . . . . .	128
Figure 8.8	Impact de l'absorbant sur la distribution axiale du flux . . . . .	130
Figure 8.9	Impact de l'absorbant sur les coefficients de diffusion . . . . .	130
Figure 8.10	Facteur de multiplication infini de la cellule en fonction du taux de combustion . . . . .	134
Figure 8.11	Puissances d'évolution utilisées dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance . . . . .	142
Figure 9.1	Géométrie du cœur . . . . .	145
Figure 9.2	Facteur de multiplication effectif du cœur en fonction du temps pour différentes valeurs de $dt$ . . . . .	151
Figure 9.3	Réactivité du cœur en fin de cycle pour différentes valeurs de $dt$ . . .	151
Figure 9.4	Plan de rechargement (un quart de cœur) . . . . .	152
Figure 10.1	Réactivité du cœur en début et en fin de cycle . . . . .	157
Figure 10.2	Longueur des cycles . . . . .	158
Figure 10.3	Taux de combustion de sortie moyen du cœur et maximal de grappe .	159
Figure 10.4	Taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible . . . . .	159
Figure 10.5	Puissance maximale de grappe et de canal en début et en fin de cycle	160
Figure 10.6	Distribution axiale de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début de cycle . . . . .	161
Figure 10.7	Distribution axiale de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en fin de cycle . . . . .	162
Figure 10.8	Distribution radiale de puissance dans le 8 <sup>e</sup> plan de combustible en début de cycle . . . . .	164
Figure 10.9	Distribution radiale de puissance dans le 8 <sup>e</sup> plan de combustible en fin de cycle . . . . .	165
Figure 10.10	Coefficient de réactivité de vide . . . . .	166
Figure A.1	Facteur de multiplication infini en fonction de la température du caloporteur . . . . .	187
Figure A.2	Coefficient de réactivité de température en fonction de la température du caloporteur . . . . .	188

Figure A.3	Facteur de multiplication infini et coefficient de réactivité de température en fonction de la température du modérateur . . . . .	189
Figure A.4	Facteur de multiplication infini et coefficient de réactivité de température en fonction de la température du combustible . . . . .	190



## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

1D	1 Dimension
2D	2 Dimensions
3D	3 Dimensions
3M14C	3 Modèles de 14 Cellules confondus
ACE	A Compact ENDF
ACR	Advanced CANDU Reactor
CANDU	CANada Deuterium Uranium
CRT	Coefficient de Réactivité de Température
CRV	Coefficient de Réactivité de Vide
DdC	Début de Cycle
ENDF	Evaluated Nuclear Data File
FdC	Fin de Cycle
GIF	Generation IV International Forum
IAEA	International Atomic Energy Agency
JEF	Joint Evaluated File
JEFF	Joint Evaluated Fission and Fusion file
JENDL	Japanese Evaluated Nuclear Data Library
M14CCA	Modèle des 14 Cellules Couplées en Alternance
M14CCC	Modèle des 14 Cellules Couplées en Continue
M14CI	Modèle des 14 Cellules Isolées
M1CI	Modèle de la (1) Cellule Isolée
Mx R	Modèle de réflecteur x et stratégie avec Réflecteur
Mx R&C	Modèle de réflecteur x et stratégie avec Réflecteur et Combustible
NDAS	New Data Access System
RBMK	Reaktor Bolshoy Moshchnosty Kanalny
REB	Réacteur à Eau Bouillante
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
SCWR	SuperCritical-Water-cooled-Reactor
WIMS-D	Winfrith Improved Multigroup Scheme-D
WLUP	WIMS Library Update Program

## LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Options <code>tmp</code> et <code>therm</code> de SERPENT . . . . .	187
Annexe B	Fonction <code>MacXs</code> . . . . .	191
Annexe C	Taux de combustion utilisés dans les modèles des 14 cellules couplées	198

## CHAPITRE 1 INTRODUCTION

L'énergie nucléaire est l'une des solutions de choix pour répondre aux présents et futurs besoins énergétiques. Actuellement, les 434 réacteurs nucléaires en service dans le monde représentent environ 11 % de l'électricité produite mondialement. 72 réacteurs nucléaires sont présentement en construction et 482 autres sont à venir d'ici les 15 prochaines années (World Nuclear Association, 2014).

Le *Generation IV International Forum* (GIF) a été créé en 2000 dans le but d'organiser le développement des réacteurs nucléaires de 4<sup>e</sup> génération. La mise en service de ces réacteurs est prévue pour 2040 approximativement. En terme de développement durable, les réacteurs de 4<sup>e</sup> génération doivent répondre à cinq critères : une meilleure gestion des ressources, une réduction des déchets, une sûreté et une fiabilité accrue, une bonne résistance à la prolifération et une production d'énergie plus économique. En ce sens, le réacteur refroidi à eau supercritique est l'un des six concepts retenus par le GIF (U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, 2002). Comme son nom l'indique, ce réacteur se caractérise par le fait que de l'eau supercritique est utilisée pour extraire l'énergie produite dans le cœur.

### 1.1 Réacteurs refroidis à eau supercritique

#### 1.1.1 Propriétés thermophysiques de l'eau supercritique

L'eau devient supercritique lorsqu'elle est chauffée au-delà de sa température critique  $T_{cr} = 373.95$  °C et comprimée au-delà de sa pression critique  $P_{cr} = 22.064$  MPa comme le montre la figure 1.1 (Van Wylen *et al.*, 1992). La figure 1.2 présente la température en fonction de l'entropie ainsi que la capacité calorifique, l'enthalpie et la masse volumique en fonction de la température de l'eau près du point critique (courbe à 22.064 MPa) et de deux points pseudocritiques (courbes à 25 MPa et à 30 MPa) rencontrés sur la ligne pseudocritique (Holmgren, 2007). Une liste plus complète des propriétés thermophysiques de l'eau supercritique est disponible dans le livre de Piro et Duffey (2007).

À la figure 1.2, le graphique de la température en fonction de l'entropie montre les états par lesquels l'eau passe lorsqu'elle est chauffée à pression constante. Le plateau observé pour les pressions sous-critiques (7 MPa, 10 MPa et 15 MPa) correspond à l'évolution à tempé-

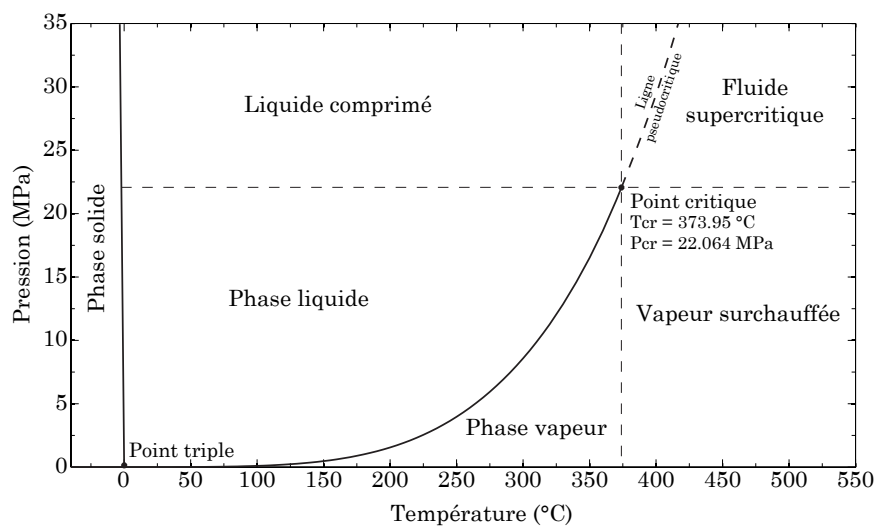


Figure 1.1 Diagramme pression-température de l'eau

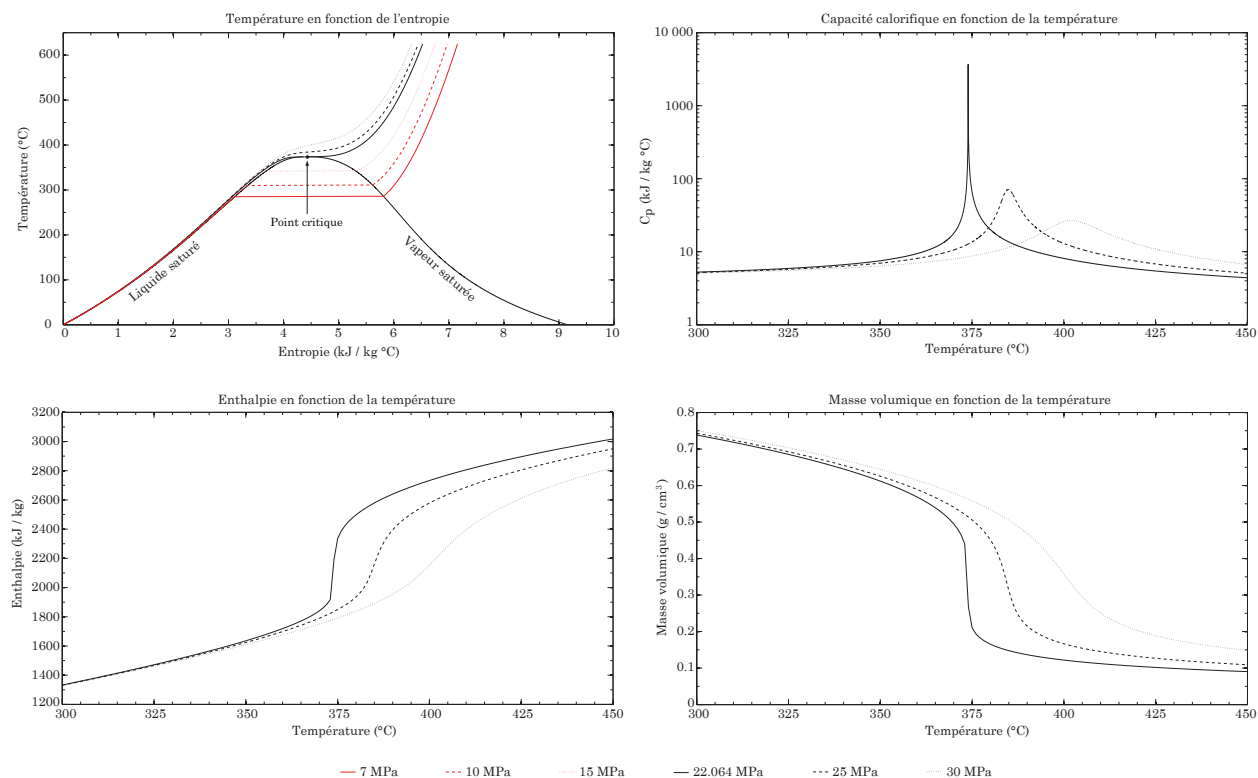


Figure 1.2 Propriétés thermophysiques de l'eau supercritique

rature constante pendant laquelle se produit le changement de phase liquide-vapeur. Pour une pression égale à la pression critique, il ne se produit pas d'évaporation à température constante ; au point critique, les états de liquide saturé et de vapeur saturée sont identiques. Pour des pressions supercritiques, les phases liquide et vapeur ne coexistent jamais. Dans ce cas, l'augmentation de la température à pression constante provoque simplement une variation continue de la masse volumique du fluide. Les autres graphiques de la figure 1.2 montrent que les propriétés de l'eau subissent des variations très importantes près du point critique. Près des points pseudocritiques, ces variations sont moins prononcées.

### 1.1.2 Principe de fonctionnement

La figure 1.3 illustre le principe de fonctionnement d'un réacteur refroidi à eau supercritique (U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, 2002). Les réacteurs refroidis à eau supercritique possèdent des carac-

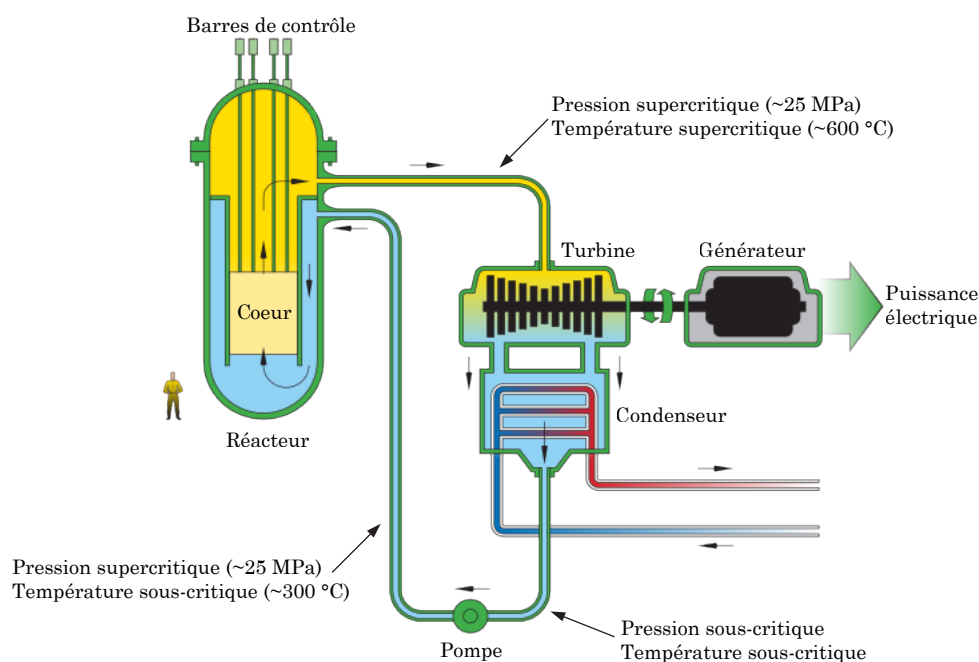


Figure 1.3 Principe de fonctionnement d'un réacteur refroidi à eau supercritique

téristiques uniques qui apportent les avantages suivants (U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, 2002) :

- Une meilleure efficacité thermique. L'efficacité thermique prévue pour les réacteurs refroidis à eau supercritique est de 40-45 % comparativement à 33-35 % pour les réacteurs refroidis à eau actuels. L'efficacité thermique d'un réacteur dépend largement de la température du

caloporteur à la sortie du cœur (ou à l'entrée de la turbine) qui doit être la plus élevée possible (Glasstone et Sesonske, 1981). Les réacteurs refroidis à eau actuels sont limités aux températures d'ébullition de l'eau pour des raisons de sûreté liées au flux de chaleur critique. Comme présenté aux figures 1.1 et 1.2, les réacteurs refroidis à eau supercritique peuvent monter plus haut en température puisqu'ils ne sont pas sujets au changement de phase liquide-vapeur de l'eau.

- Une réduction du débit massique du caloporteur pour la même puissance. Le débit massique du caloporteur prévu pour les réacteurs refroidis à eau supercritique est de cinq à huit fois plus faible que celui des réacteurs actuels. Comme le montre la figure 1.2, cela est dû à l'augmentation rapide de l'enthalpie avec la température de l'eau supercritique.
- Une absence de crises d'ébullition. Les phénomènes d'assèchement du combustible et de disparition de l'ébullition nucléée, qui mènent à des régimes de transfert de chaleur discontinus dans le cœur, n'ont pas lieu dans les réacteurs refroidis à eau supercritique puisque ceux-ci ne sont pas sujets au changement de phase liquide-vapeur de l'eau. Malgré cette absence de crises d'ébullition, le transfert de chaleur peut se détériorer dans les réacteurs refroidis à eau supercritique. Cette détérioration est toutefois moins grave que celles encourues avec les deux phénomènes mentionnés précédemment (Zoghلامي, 2013).
- Un circuit d'écoulement simplifié et possédant moins de composantes. Les générateurs, séchoirs et séparateurs de vapeur peuvent être réduits ou éliminés.

Il existe deux catégories de réacteurs refroidis à eau supercritique : à cuve sous pression et à tubes sous pression. La première catégorie est une évolution des réacteurs à eau sous pression et à eau bouillante (REP et REB). Dans ce type de réacteur, le combustible est immergé dans de l'eau et le tout est contenu dans une grande cuve. Cette eau joue à la fois le rôle de caloporteur et celui de modérateur. Afin de pouvoir soutenir des pressions supercritiques, la paroi de cette cuve doit être assez épaisse. Par exemple, une paroi de 50 cm d'épaisseur est nécessaire pour une cuve de 4.5 m de diamètre intérieur (Yetisir *et al.*, 2011). La deuxième catégorie est une évolution des réacteurs à tubes de force modérés au graphite et à l'eau lourde (RBMK et CANDU). Dans ce type de réacteur, le combustible et l'eau du caloporteur sont tout d'abord distribués conjointement dans plusieurs canaux et ces canaux sont ensuite répartis dans le modérateur. Dans les réacteurs refroidis à eau supercritique basés sur cette configuration, seul le caloporteur est porté à des conditions supercritiques et, par exemple, des tubes de force de 1.20 cm d'épaisseur et de 15.74 cm de diamètre intérieur sont nécessaires pour soutenir les pressions supercritiques (Yetisir *et al.*, 2011). Les réacteurs refroidis à eau supercritique se basent également sur les technologies développées pour les centrales thermiques à eau supercritique.

## 1.2 Description du réacteur étudié

Le réacteur refroidi à eau supercritique canadien s'appuie sur les technologies canadiennes c'est-à-dire sur les réacteurs CANDU 6 (CANDU 6 program team, 2005) et ACR-1000 (AECL, 2010). Étant présentement en phase de conception, le réacteur refroidi à eau supercritique canadien évolue de jour en jour. Cette section présente la version du réacteur refroidi à eau supercritique canadien étudiée dans ce projet de recherche.

L'évolution du réacteur refroidi à eau supercritique canadien peut être suivie principalement à partir des articles de conférence présentés lors des *Canada-China Joint Workshops on Supercritical-Water-Cooled Reactors*, des *International Symposiums on Supercritical-Water-Cooled Reactors* et des *Annual Canadian Nuclear Society Conferences*. Occasionnellement, des articles sont publiés dans des revues spécialisées telles que *Science and Technology of Nuclear Installations*, *Nuclear Engineering and Technology*, *Nuclear Engineering and Design* et *International Journal of Energy Research* par exemple.

### 1.2.1 Réacteur refroidi à eau supercritique canadien

La figure 1.4 et le tableau 1.1 présentent le réacteur refroidi à eau supercritique canadien étudié dans ce projet de recherche (Yetisir *et al.*, 2011).

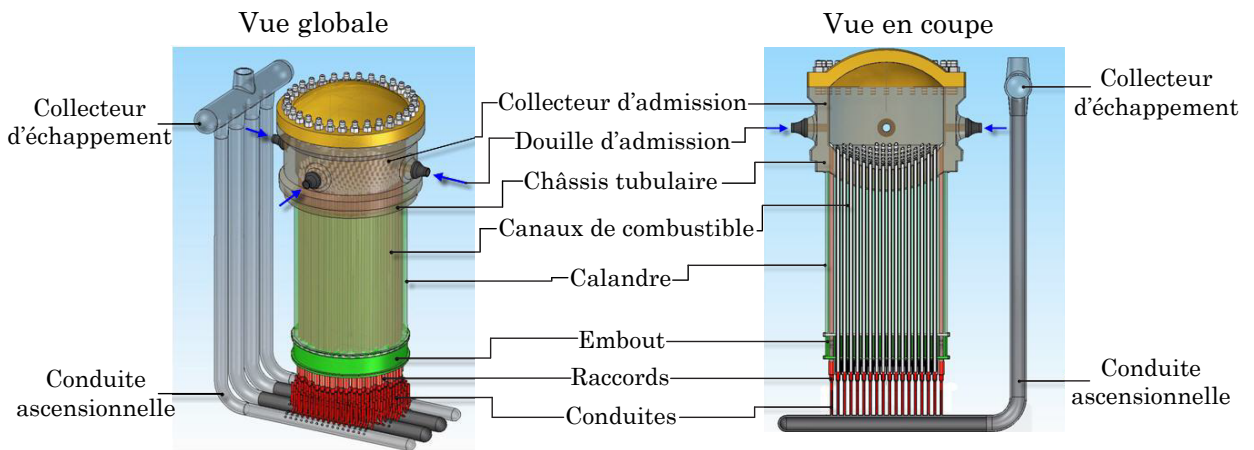


Figure 1.4 Réacteur refroidi à eau supercritique canadien

Tableau 1.1 Spécifications du réacteur refroidi à eau supercritique canadien

Paramètre	Grandeur
Spectre	Thermique
Type de réacteur	À tubes de force
Orientation du cœur	Verticale
Écoulement du caloporteur	Unidirectionnel
Caloporteur	Eau légère
Pression du caloporteur	25 MPa
Température d'entrée du caloporteur	350 °C
Température de sortie du caloporteur	625 °C
Puissance thermique	2540 MW
Efficacité thermique	44 %
Hauteur du cœur	5 m
Pas du réseau	25 cm
Nombre de crayons par grappe	54
Nombre de canaux	336
Modérateur	Eau lourde
Combustible	ThO <sub>2</sub> et PuO <sub>2</sub>
Taux de combustion moyen de sortie envisagé	40 GWJ/T
Rechargement	À l'arrêt

Le réacteur refroidi à eau supercritique canadien étudié est un réacteur à tubes de force et à spectre thermique. Selon la figure 1.4, le caloporteur (eau légère) entre tout d'abord dans le collecteur d'admission via les douilles d'admission et s'introduit ensuite dans les canaux de combustible. Ces canaux sont fixés au châssis tubulaire situé au bas du collecteur d'admission. À l'entrée du cœur, le caloporteur se trouve à une température de 350 °C. Le caloporteur est forcé à se diriger verticalement vers le bas du cœur. Le caloporteur circule dans le cœur à une pression de 25 MPa. En passant dans les canaux, le caloporteur se réchauffe à cause de l'énergie produite par le combustible. À la sortie du cœur, le caloporteur se trouve à une température de 625 °C. Une efficacité thermique d'environ 44 % est envisageable. Le caloporteur sortant des canaux est finalement recueilli dans le collecteur d'échappement. Une calandre retient le modérateur (eau lourde à basse température et à basse pression) et entoure les 336 canaux de combustible de 5 m de long. La figure 1.5 présente l'arrangement des canaux dans le cœur. Le rechargement du cœur est effectué à l'arrêt et par lots. Le plan de



rechargement à trois lots utilisé lors des calculs de cœur sera présenté au moment opportun (section 9.4.2).

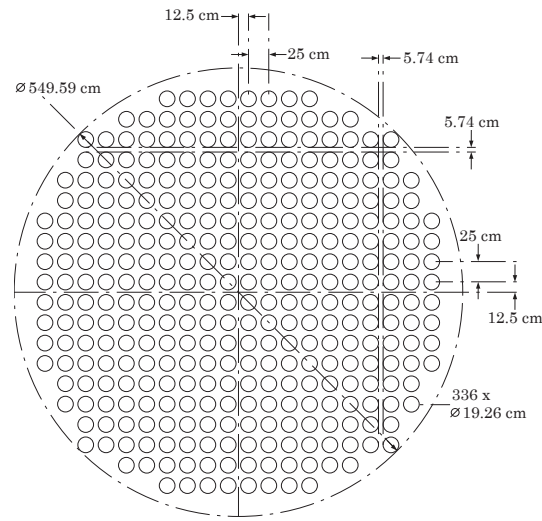


Figure 1.5 Arrangement des canaux de combustible dans le cœur

### 1.2.2 Spécifications de la cellule unitaire

La figure 1.6 présente la cellule unitaire étudiée et les tableaux 1.2 et 1.3 présentent les dimensions du canal et de la grappe de combustible de cette cellule unitaire (Pencer, 2010).

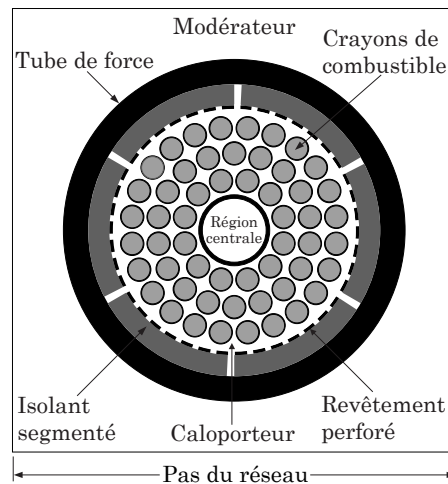


Figure 1.6 Cellule unitaire avec grappe de combustible à 54 crayons et canal de combustible à haute efficacité

Tableau 1.2 Dimensions du canal de combustible à haute efficacité

Paramètre	Grandeur (cm)
Rayon interne du revêtement	6.80
Épaisseur du revêtement	0.10
Rayon interne de l'isolant	6.90
Épaisseur de l'isolant	1.33
Rayon interne du tube de force	8.23
Épaisseur du tube de force	1.40
Pas du réseau	25.00
Longueur du canal	500.00

Tableau 1.3 Dimensions de la grappe de combustible

Paramètre	Grandeur (cm)
Rayon de la région centrale	1.8000
Rayon externe de la gaine entourant la région centrale	2.0000
Rayon de l'anneau interne	2.8755
Rayon de l'anneau central	4.3305
Rayon de l'anneau externe	5.8000
Rayon de tous les crayons de combustible	0.6200
Rayon externe de la gaine entourant les crayons	0.6600

La cellule unitaire étudiée se compose premièrement d'une grappe de combustible à 54 crayons (Magill *et al.*, 2011). Les anneaux interne, central et externe contiennent 12, 18 et 24 crayons de combustible respectivement. La grappe de combustible baigne dans le caloporteur. La région centrale est remplie de caloporteur. Cette région permet la réduction du coefficient de réactivité de vide en réduisant davantage le pouvoir de modération de la cellule unitaire en cas de vidange du caloporteur (Boczar *et al.*, 2010). Le canal de combustible à haute efficacité se compose d'un revêtement perforé, d'un isolant segmenté et d'un tube de force (Chow et Khartabil, 2008). Le revêtement protège l'isolant du mouvement des grappes et de l'érosion causée par l'écoulement du caloporteur. L'isolant permet de limiter le transfert de chaleur entre le caloporteur et le tube de force mis en contact direct avec le modérateur. La pression du caloporteur est soutenue par le tube de force. Le pas du réseau est de 25 cm.

D'autres cellules unitaires sont à l'étude. Notamment, le canal de combustible ré-entrant a été étudié par Chow et Khartabil (2008), Pencer *et al.* (2011) et Shan *et al.* (2011). La grappe de combustible à 50 crayons de combustible a été étudiée par McDonald *et al.* (2011) et celle à 78 crayons de combustible a été étudiée par McDonald *et al.* (2011) et Marleau *et al.* (2012).

Le tableau 1.4 présente la composition, la masse volumique ainsi que la température des matériaux du réacteur étudié (Pencer, 2010). Les conditions variables le long du canal de combustible sont présentées à la figure 1.7. L'expansion thermique des matériaux n'est pas prise en compte à l'exception de celle de l'eau légère. Ainsi, la géométrie de la cellule unitaire et les masses volumiques des matériaux, à l'exception de celle de l'eau légère, sont constantes le long du canal de combustible.

Tableau 1.4 Matériaux utilisés dans le réacteur étudié

Élément	Composition	Masse volumique (g/cm <sup>3</sup> )	Température (K)
Caloporteur	Eau légère avec impuretés	Variable (voir figure 1.7)	Variable (voir figure 1.7)
Revêtement	Acier inoxydable	7.75	Même que celle du caloporteur
Eau dans le revêtement	Même eau que celle du caloporteur		
Isolant	Zircone	5.68	Variable (voir figure 1.7)
Eau dans l'isolant	Même que celle du caloporteur	Variable (voir figure 1.7)	Même que celle de l'isolant
Tube de force	Alliage de zirconium	6.515	Variable (voir figure 1.7)
Modérateur	Eau lourde avec impuretés	1.08509	342.16
Région centrale	Même eau que celle du caloporteur		
Gaine de la région centrale	Même acier que celui du revêtement		Même que celle du caloporteur
Combustible	90 % massique ThO <sub>2</sub> 10 % massique PuO <sub>2</sub>	9.70	960.15
Gaine du combustible	Même acier que celui du revêtement		Variable (voir figure 1.7)

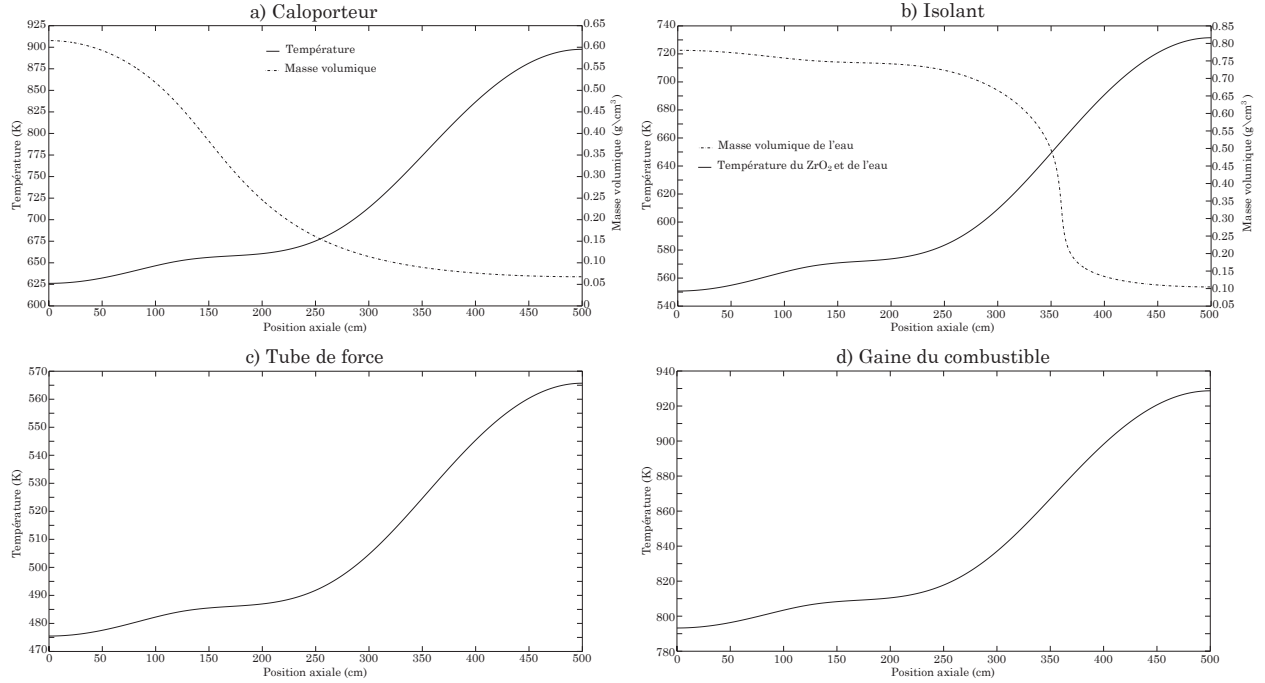


Figure 1.7 Températures et masses volumiques attendues le long d'un canal

### 1.3 Cadre du projet de recherche

Comme le présente le tableau 1.4 et la figure 1.7, les conditions des matériaux le long d'un canal du réacteur refroidi à eau supercritique canadien varient de manière significative. Par exemple, entre l'entrée et la sortie du cœur, la température du caloporteur passe de 350 °C à 625 °C et sa masse volumique diminue d'un facteur dix environ. Le long d'un canal, les propriétés neutroniques moyennes dépendent premièrement des conditions des matériaux qui définissent les sections efficaces macroscopiques locales et deuxièmement du couplage neutronique axial (le long du canal) qui influence la distribution locale du flux neutronique (en supposant que le canal est infini radialement). Ici, le couplage neutronique axial se définit essentiellement comme un échange net de neutrons entre les différentes régions tridimensionnelles du canal qui fait varier la distribution du flux neutronique dans celles-ci. Le couplage dépend des conditions des matériaux et de la géométrie du problème. En général, plus les régions se trouvent dans des états différents, plus le couplage est important.

De par ces faits, le premier objectif de ce projet de recherche est

*d'établir, pour le réacteur refroidi à eau supercritique canadien, une stratégie de simulation*

*en transport neutronique capable de prendre en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long d'un canal dans le but de calculer, en prenant en compte le plus fidèlement possible la physique du problème, les profils de propriétés neutroniques moyennes le long d'un canal.*

La principale contrainte de ce projet de recherche est qu'il y a une forte motivation à réaliser les calculs de transport neutronique en deux dimensions tout au plus parce que :

- les gros calculs de transport neutronique en trois dimensions nécessitent généralement beaucoup de ressources (temps et espace mémoire) ;
- plusieurs calculs de transport neutronique sont requis durant la phase de conception d'un réacteur ;
- certains codes de transport neutronique sont incapables de réaliser des calculs en trois dimensions.

Ainsi, la principale hypothèse de ce projet de recherche est, qu'en transport, le calcul d'un canal en trois dimensions est équivalent à une série de calculs de cellules unitaires isolées en deux dimensions suivie d'un calcul de canal en une dimension. Afin de vérifier cette hypothèse, le code SERPENT 1.1.16 (Leppänen, 2012) a été utilisé pour réaliser les calculs de canal en trois dimensions ainsi que les calculs de cellules unitaires isolées en deux dimensions et le code DRAGON 3.06 (Marleau *et al.*, 2010) a été utilisé pour réaliser les calculs de canal en une dimension. À la suite des résultats concluants de cette vérification, cette hypothèse est devenue la stratégie de simulation proposée.

Le deuxième objectif de ce projet de recherche est

*de démontrer l'applicabilité de la stratégie de simulation proposée dans la chaîne de calculs utilisée conventionnellement en neutronique et ensuite, d'évaluer son impact sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien.*

Pour ce faire, la stratégie de simulation proposée a entièrement été modélisée à partir des fonctionnalités du code DRAGON 3.06 et un modèle de cœur prenant en compte cette stratégie de simulation a été développé avec le code DONJON 3.02 (Varin *et al.*, 2005).

Finalement, ce projet de recherche répondra à la question suivante :

*Est-il avantageux du point de vue neutronique de considérer un canal de combustible complet, plutôt qu'une simple cellule unitaire, comme étant le motif qui se répète dans le cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien ?*

## 1.4 Structure du document

Ce document débute par la présentation des notions théoriques qui ont permis la réalisation de ce projet de recherche. Le chapitre 2 présente les éléments à la base du transport neutronique. Le chapitre 3 présente comment l'équation de transport a été résolue dans ce projet de recherche.

Par la suite, ce document se divise en deux parties bien distinctes. La première partie comprend quatre chapitres et est dédiée à vérifier l'hypothèse de recherche et à répondre au premier objectif de recherche. Le chapitre 4 présente tout d'abord la méthode de couplage 2D-1D dans sa globalité et discute ensuite de l'application de cette méthode au problème du canal de combustible. Le chapitre 5 présente les modèles SERPENT, c'est-à-dire un canal en trois dimensions et des cellules unitaires en deux dimensions, utilisés pour vérifier l'hypothèse de recherche. Le canal en une dimension modélisé avec DRAGON et utilisé pour vérifier l'hypothèse de recherche est présenté au chapitre 6. Le chapitre 6 discute par la suite des performances de la stratégie de simulation proposée. Enfin, le chapitre 7 évalue différents modèles de réflecteur axial.

La deuxième partie se divise en trois chapitres et est dédiée à répondre au deuxième objectif de recherche. Le chapitre 8 présente les modèles DRAGON qui permettent d'appliquer en pratique la stratégie de simulation proposée. Le chapitre 9 introduit un modèle simple du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien développé avec DONJON et capable de prendre en compte la stratégie de simulation proposée. Enfin, le chapitre 10 évalue l'impact de la stratégie de simulation proposée sur les propriétés du cœur.

Finalement, les conclusions pouvant être tirées de ce projet de recherche sont apportées au chapitre 11.

## CHAPITRE 2 TRANSPORT NEUTRONIQUE

### 2.1 Éléments de physique atomique et nucléaire

Les technologies nucléaires reposent avant tout sur la compréhension des noyaux atomiques, des radiations et des mécanismes d'interactions entre les radiations et la matière. Ces sujets sont abondamment couverts dans la littérature. Cette section se limite donc à une brève présentation du noyau atomique, des réactions binaires d'intérêt impliquant un neutron incident et un noyau cible ainsi que du concept de la section efficace. Cela permettra de définir les phénomènes et grandeurs physiques à la base des discussions rencontrées dans les chapitres suivants. Le contenu scientifique présenté dans cette section se base principalement sur le livre de Shultis et Faw (2008) et les données expérimentales sont tirées du National Nuclear Data Center (2013).

#### 2.1.1 Noyau atomique

Les atomes constituant la matière se composent, de manière simpliste, d'électrons  $e$ , de protons  $p$  et de neutrons  $n$ . Les protons et les neutrons, collectivement appelés nucléons, forment les noyaux atomiques autour desquels gravitent les électrons. La force électromagnétique attractive et à longue portée est responsable de la liaison qui existe entre les électrons et le noyau, les protons plus précisément. L'électron porte une charge électrique négative  $-e$  et le proton porte une charge de même grandeur, mais positive  $+e$ . Le neutron quant à lui est non chargé. Normalement, l'atome contient autant d'électrons que de protons, ce qui le rend électriquement neutre dans sa globalité. Bien que l'électron soit une particule élémentaire importante en chimie et en physique atomique, il intervient très peu lors des réactions nucléaires.

Les nucléons se lient les uns aux autres au sein du noyau grâce à la force nucléaire attractive et à courte portée qui est plus forte que la force électromagnétique répulsive qui s'exerce entre les protons. Pour un noyau donné, le nombre de protons  $Z$ , appelé nombre atomique, détermine la nature de l'élément chimique représenté génériquement par le symbole  $X$ , tandis que le nombre total de nucléons  $A$ , appelé nombre de masse, détermine la nature de l'isotope de cet élément.

Le tableau périodique dénombre 118 éléments chimiques allant de l'hydrogène ( $Z = 1$ ) à l'ununoctium ( $Z = 118$ ). À cela, il faut ajouter les 3339 isotopes répertoriés. Parmi ceux-ci, il y a 287 isotopes naturels stables et 52 isotopes naturels radioactifs. Les isotopes restants sont artificiels et radioactifs.

Tableau 2.1 Valeurs de quelques constantes physiques

Constante	Symbole	Valeur
Vitesse de la lumière dans le vide	$c$	$2.99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$
Charge électrique élémentaire	$e$	$1.60217653 \times 10^{-19} \text{ C}$
Masse de l'électron au repos	$m_e$	$9.10938260 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du proton au repos	$m_p$	$1.67262171 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masse du neutron au repos	$m_n$	$1.67492730 \times 10^{-27} \text{ kg}$

Comme les masses présentées au tableau 2.1 le suggèrent, 99.9 % de la masse d'un atome se concentre dans le noyau bien que les noyaux soient environ 100 000 fois plus petits que les atomes ; leurs rayons étant respectivement de l'ordre du femtomètre ( $1 \times 10^{-15} \text{ m}$ ) et du dixième de nanomètre ( $1 \times 10^{-10} \text{ m}$ ). En exprimant le nombre de neutrons comme  $N = A - Z$ , la masse au repos d'un noyau est définie par

$$m({}_Z^AX) = Z m_p + (A - Z) m_n - \frac{E_l}{c^2}. \quad (2.1)$$

L'équation (2.1) montre que la masse d'un noyau est plus faible que la masse totale de ses constituants d'une quantité  $E_l/c^2$  appelée défaut de masse. Selon Einstein, dans un système au repos, toute variation de masse résulte d'une variation d'énergie ou vice-versa. La relation entre la masse et l'énergie s'exprime par la célèbre formule  $E = m c^2$  qui a une importance majeure en physique nucléaire. Le défaut de masse dépend de l'énergie de liaison  $E_l$  des nucléons dans le noyau. L'énergie de liaison est l'énergie nécessaire pour désassembler complètement le noyau en protons et neutrons libres. Selon le modèle de la goutte d'eau,

$$E_l = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \frac{a_p}{\sqrt{A}} \quad (2.2)$$

où les constantes empiriques  $a_v$ ,  $a_s$ ,  $a_c$ ,  $a_a$  et  $a_p$  valent

$$a_v = 15.835 \text{ MeV}, \quad a_s = 18.330 \text{ MeV}, \quad a_c = 0.714 \text{ MeV}, \quad a_a = 23.200 \text{ MeV}$$



et

$$a_p = \begin{cases} +11.200 \text{ MeV} & \text{pour } N \text{ impair et } Z \text{ impair;} \\ 0 & \text{pour } N \text{ impair et } Z \text{ pair et pour } N \text{ pair et } Z \text{ impair;} \\ -11.200 \text{ MeV} & \text{pour } N \text{ pair et } Z \text{ pair.} \end{cases}$$

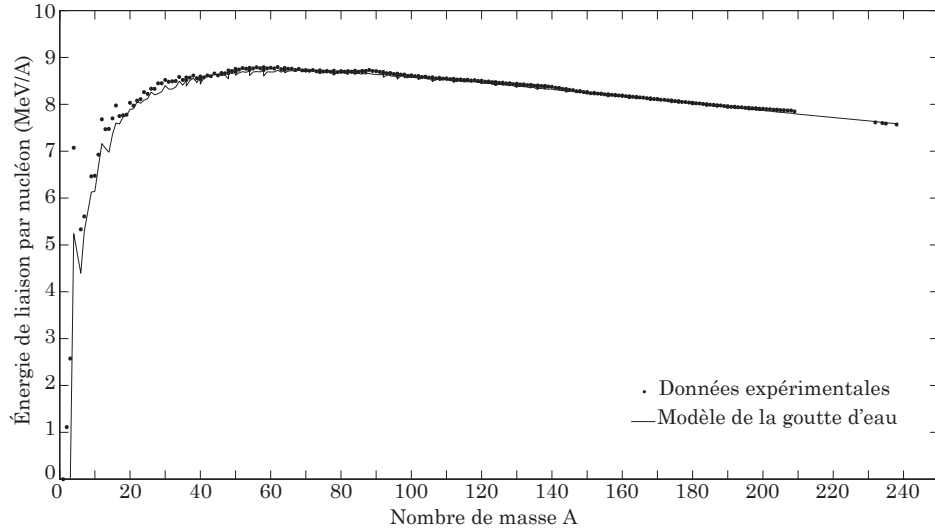


Figure 2.1 Énergie de liaison par nucléon selon le nombre de masse

La figure 2.1 présente l'énergie de liaison par nucléon  $E_l/A$  pour tous les isotopes naturels. Cette figure met en évidence le fait que l'énergie de liaison par nucléon des noyaux de masse intermédiaire est plus élevée que celle des noyaux légers et lourds. De ce fait, il est possible d'extraire de l'énergie des noyaux en groupant deux noyaux légers pour en former un plus lourd (fusion) ou en cassant un noyaux lourd pour en former deux plus légers (fission).

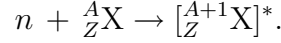
### 2.1.2 Interactions neutron - noyau

De manière générale, les lois de conservation suivantes sont respectées lors d'une réaction nucléaire :

- Conservation du nombre total de nucléons ;
- Conservation de la charge électrique totale ;
- Conservation de l'énergie totale (cinétique, potentielle et de masse) ;
- Conservation de la quantité de mouvement totale ;
- Conservation du moment angulaire total.

Dans les réacteurs nucléaires, les neutrons possèdent une énergie cinétique pouvant aller de 0 à 20 MeV environ. Dans cette plage énergétique, les interactions neutron - noyau se déroulent en deux étapes.

1. Le neutron incident est absorbé par le noyau cible  ${}_Z^AX$ . Il y a ainsi formation d'un noyau composé et excité  $[_Z^{A+1}X]^*$ . Cette première étape est schématisée comme



L'énergie d'excitation du noyau composé est égale à l'énergie cinétique du neutron incident plus l'énergie de liaison associée au système neutron incident/noyau cible moins l'énergie de recul du noyau composé.

2. De  $10^{-15}$  à  $10^{-13}$  seconde après sa formation, le noyau composé se désexcite en émettant au moins une particule (un photon, un nucléon ou un noyau léger). Les possibles voies de désexcitation du noyau composé, qui déterminent la nature des réactions, sont présentées au tableau 2.2. Les paragraphes suivants en font une brève description.

Tableau 2.2 Voies de désexcitation du noyau composé

Voie de désexcitation	Détail de la réaction
Diffusion élastique $(n, n)$ résonante	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_Z^AX + n$
Diffusion inélastique $(n, n')$	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_Z^AX^* + n'$
Capture radiative $(n, \gamma)$	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_Z^{A+1}X + \gamma$
Transmutation $(n, p)$ $(n, \alpha)$	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_{Z-1}^AY + p$ $[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_{Z-2}^{A-3}Y + \alpha$
Réactions $(n, xn)$	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_Z^{A+1-x}X + xn$
Fission $(n, f)$	$[_Z^{A+1}X]^* \rightarrow {}_{Z_1}^{A_1}Y_1 + {}_{Z_2}^{A_2}Y_2 +$ $(\nu_p + \nu_d)n + \gamma_p + \gamma_d + y(\beta^- + \bar{\nu}_e)$

## Diffusion

La diffusion n'altère pas la nature du noyau cible, mais peut altérer l'état de celui-ci. Une fraction de l'énergie cinétique du neutron incident est généralement transférée de manière définitive au noyau cible. Si, après la réaction, le noyau cible est laissé à l'état fondamental, la réaction est dite élastique. Dans ce cas, il y a conservation de l'énergie cinétique totale puisque le transfert d'énergie entre le neutron incident et le noyau cible ne s'est fait que

sous forme cinétique. La diffusion élastique peut se dérouler de deux manières. Elle est dite résonante lorsqu'elle passe par le noyau composé et potentielle dans le cas contraire. La diffusion élastique potentielle est généralement plus probable que la diffusion élastique résonante. Dans la diffusion élastique potentielle, le neutron incident et le noyau cible peuvent être vus comme deux boules de billard impénétrables.

Si, après la réaction, le noyau cible est laissé dans un état nucléaire excité, la réaction est dite inélastique. Dans ce cas, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est utilisée pour exciter le noyau cible. De ce fait, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée, mais l'énergie totale du système doit toujours l'être. Globalement, la diffusion a pour effet de réduire la vitesse des neutrons.

### **Capture radiative**

Lors d'une capture radiative, le noyau composé émet seulement un rayon gamma  $\gamma$ . Le nouvel isotope ainsi produit contient un neutron de plus que le noyau cible et peut être radioactif ou non. Cette réaction a une importance majeure pour les réacteurs nucléaires puisqu'elle contribue à la diminution de la population neutronique dans le cœur du réacteur. Cette réaction permet aussi la production de radioisotopes médicaux.

### **Transmutation**

Dans le cas de la transmutation, le noyau composé émet un proton ou une particule alpha  $\alpha$  (noyau d'hélium  ${}^4_2\text{He}$  composé de deux neutrons et de deux protons). Cette réaction a pour effet de changer la nature chimique et conséquemment la nature isotopique du noyau cible.

### **Réactions $(n, xn)$**

Le noyau composé peut émettre plusieurs neutrons ( $x \geq 2$ ). Cette réaction a pour effet de changer la nature isotopique du noyau cible en réduisant son nombre de neutrons.

### **Fission**

Sous l'effet de l'excitation, le noyau composé se met à osciller jusqu'à prendre l'allure d'un haltère. Les deux extrémités du noyau déformé, étant toutes deux chargées positivement, se repoussent en raison de la force électromagnétique. La force nucléaire n'agissant qu'à courte portée n'est plus en mesure de retenir les deux extrémités. De cette façon, les deux extrémités se séparent (événement de scission) en deux nouveaux noyaux plus légers appelés fragments

de fission. Les fragments de fission ne sont généralement pas de mêmes tailles. Leurs nombres de masse  $A$  vont de 70 à 170 environ, 96 et 140 étant une des paires les plus probables pour l' $^{235}_{92}\text{U}$  par exemple. Rarement plus de deux fragments de fission se forment lors de cette réaction.

Les fragments de fission se trouvent généralement dans des états nucléaires très excités et vivent environ  $10^{-12}$  seconde. Ils se dés excitent en émettant deux types de particules nucléaires dites promptes puisqu'émises très peu de temps après la scission. Pour commencer, les fragments de fission émettent en moyenne  $\nu_p$  neutrons prompts par réaction. Les fragments de fission appauvris en neutrons, encore excités, mais ne possédant pas suffisamment d'énergie pour émettre d'autres neutrons, émettent des rayons gamma prompts  $\gamma_p$ . Les noyaux résultant de toutes ces émissions se nomment produits de fission primaires.

Les produits de fission primaires sont généralement instables puisqu'ils possèdent encore trop de neutrons comparativement aux protons pour former des noyaux stables. Afin de réduire le ratio neutrons/protons, chaque produit de fission primaire a le potentiel d'enclencher une chaîne de désintégrations, produisant plusieurs particules nucléaires et produits de fission secondaires instables, qui se termine lorsqu'un noyau stable est atteint. La demi-vie des produits de fission ( $^{A_1}_{Z_1}\text{Y}_1$  et  $^{A_2}_{Z_2}\text{Y}_2$ ) varie d'une fraction de seconde à plusieurs milliers d'années. Le

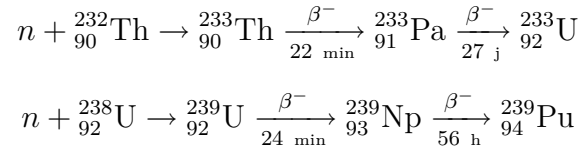
Tableau 2.3 Voies de désintégration des produits de fission

Voie de désintégration	Détail de la réaction
Émission $\beta^-$	$^A_Z\text{X} \rightarrow ^A_{Z+1}\text{Y} + e + \bar{\nu}_e$
Émission de neutron	$^A_Z\text{X} \rightarrow ^{A-1}_Z\text{X} + n$
Émission de rayon gamma	$^A_Z\text{X}^* \rightarrow ^A_Z\text{X} + \gamma$

tableau 2.3 présente les principales voies de désintégration des produits de fission radioactifs. Les produits de fission se désintègrent la plupart du temps par émission  $\beta^-$ , réaction au cours de laquelle le noyau émet un électron et un antineutrino électrique en transformant un de ses neutrons en proton. À l'occasion, les produits de fission se désintègrent en émettant des neutrons dits retardés puisqu'émis beaucoup plus tard, d'une fraction de seconde à quelques minutes, après la scission. En moyenne,  $\nu_d$  neutrons retardés ( $d$  mis pour *delayed*) sont émis par réaction. Des rayons gamma retardés  $\gamma_d$  peuvent également être émis par les produits de fission. Par exemple, les isotopes métastables créés au cours de la chaîne de désintégrations retournent à leur état fondamental en émettant un rayon gamma.

Le nombre moyen de neutrons de fission émis par réaction  $\nu = \nu_p + \nu_d$  dépend du noyau cible. Par exemple, dans le cas de fissions induites par des neutrons thermiques,  $\nu = 2.48$  pour l' $^{233}_{92}\text{U}$ ,  $\nu = 2.43$  pour l' $^{235}_{92}\text{U}$  et  $\nu = 2.87$  pour le  $^{239}_{94}\text{Pu}$ . Les neutrons retardés représentent environ 1 % des neutrons de fission. Les neutrons de fission sont très importants dans l'étude de la physique des réacteurs puisque ce sont eux qui permettent l'entretien de la réaction en chaîne en induisant, à leur tour, de nouvelles réactions de fission.

L' $^{233}_{92}\text{U}$ , l' $^{235}_{92}\text{U}$  et le  $^{239}_{94}\text{Pu}$  sont des noyaux fissiles, car ils «[...] sont susceptibles de subir une fission sous l'effet de neutrons de toutes énergies, aussi faibles soient-elles.» (SensAgent, 2013). Le  $^{232}_{90}\text{Th}$ , l' $^{238}_{92}\text{U}$  et le  $^{240}_{94}\text{Pu}$  sont quant à eux des noyaux fissibles, car ils «[...] se prêtent à la fission pour des neutrons dont l'énergie est supérieure à une certaine valeur appelée seuil de fission [...]» (SensAgent, 2013). Les réacteurs à fission nucléaire se divisent donc traditionnellement en deux catégories. Dans les réacteurs à neutrons thermiques, les neutrons initiant la majorité des réactions de fission ont une énergie cinétique faible (de l'ordre de 0.025 eV). En revanche, les réacteurs à neutrons rapides font usage de neutrons ayant une énergie cinétique de plusieurs dizaines d'électronvolts. Le  $^{232}_{90}\text{Th}$  et l' $^{238}_{92}\text{U}$  sont aussi des noyaux fertiles puisqu'ils peuvent se transformer en noyaux fissiles par les réactions suivantes



où les demi-vies sont indiquées sous les flèches.

### 2.1.3 Section efficace

La section efficace est une grandeur physique reliée à la probabilité d'interaction entre les neutrons et les noyaux. Elle dépend de la nature du noyau cible, de l'énergie cinétique du neutron incident et de l'interaction mise en jeu.

Soit  $n$  neutrons/cm<sup>3</sup> se déplaçant à une vitesse  $v$  cm/s dans un milieu de volume  $V$  cm<sup>3</sup> contenant  $N$  noyaux/cm<sup>3</sup>. Le taux de réactions  $R$  (nombre de réactions par seconde) dans le volume  $V$  est donné par

$$R = \sigma n v N V \quad (2.3)$$

où la constante de proportionnalité  $\sigma$  est la section efficace microscopique.  $\sigma$  est l'étendue apparante des noyaux vue par les neutrons et s'exprime en cm<sup>2</sup> ou en barn (b) avec 1 b =  $1 \times 10^{-24}$  cm<sup>2</sup> (par noyau).

Une section efficace est définie pour chaque type d'interactions. La section efficace totale prend en compte toutes les interactions possibles et est définie comme

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha + \sigma_e + \sigma_{in} + \sum_{x \geq 2} \sigma_{n,xn} \quad (2.4)$$

où les indices  $e$  et  $in$  réfèrent aux interactions  $(n, n)$  et  $(n, n')$  respectivement. Les autres indices mettent clairement en évidence les autres interactions présentées au tableau 2.2. Les sections efficaces de diffusion  $\sigma_s$  ( $s$  mis pour *scattering*) et d'absorption  $\sigma_a$  peuvent être définies de plusieurs manières, par exemple

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_{in} \quad (2.5)$$

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha + \sum_{x \geq 2} \sigma_{n,xn}. \quad (2.6)$$

La section efficace macroscopique, définie de manière générale comme

$$\Sigma = \sigma N, \quad (2.7)$$

est souvent utilisée en physique du réacteur.  $\Sigma$  est, pour un neutron, le nombre probable d'interactions par unité de longueur parcourue dans le milieu donné. L'unité usuelle de  $\Sigma$  est le  $\text{cm}^{-1}$ . Si le milieu considéré est un mélange homogène de  $I$  noyaux de natures différentes, la section efficace macroscopique pour une interaction de type  $x$  est

$$\Sigma_x = \sum_{i=1}^I \sigma_{x,i} N_i \quad (2.8)$$

et la section efficace macroscopique totale est

$$\Sigma = \sum_x \Sigma_x. \quad (2.9)$$

## 2.2 Dérivation de l'équation de transport

Afin de déterminer, entre autre, la distribution de puissance dans le cœur d'un réacteur nucléaire, la distribution des neutrons dans celui-ci doit être déterminée. Cette distribution peut théoriquement être obtenue en résolvant l'équation de transport neutronique pour le réacteur. Cette section énonce tout d'abord les approximations courantes faites en physique du réacteur et les quantités nécessaires à la description d'une distribution de neutrons. Vient

ensuite, la dérivation de l'équation de transport sous ses formes intégral-différentielle, caractéristique et intégrale. Les éléments théoriques apportés dans cette section sont tirés du livre de Hébert (2009) et de celui de Lewis et Miller (1993).

### 2.2.1 Approximations courantes

Dans un réacteur nucléaire, le nombre de neutrons est suffisamment élevé pour que ceux-ci soient traités statistiquement. Le traitement statistique est simplifié en considérant les approximations suivantes.

1. *Les effets relativistes peuvent être négligés.*

Selon la théorie de la relativité restreinte, l'équivalence masse énergie s'exprime comme

$$E = m(v) c^2 = m_0 c^2 + T \quad (2.10)$$

avec

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2.11)$$

où  $E$  est l'énergie de l'objet,  $m(v)$  est la masse de l'objet animé d'une vitesse  $v$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide telle que présentée au tableau 2.1,  $m_0$  est la masse de l'objet au repos et  $T$  son énergie cinétique. À partir des équations (2.10) et (2.11), une expression pour  $v$  peut être obtenue

$$v = \sqrt{1 - \left( \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + T} \right)^2} c. \quad (2.12)$$

Dans un réacteur nucléaire, les neutrons ont, en moyenne, lors de leur émission, une énergie cinétique d'environ  $T = 2$  MeV. L'énergie de masse d'un neutron au repos étant de  $m_0 c^2 = 939.55$  MeV, cette énergie cinétique correspond, selon l'équation (2.12), à une vitesse d'environ  $0.07 c$ . Les effets relativistes se font sentir lorsque la vitesse d'un objet devient supérieure à  $0.10 c$ .

2. *Les interactions entre neutrons peuvent être négligées.*

Dans les réacteurs nucléaires, la concentration en neutrons est relativement faible comparativement à celle des noyaux dans la matière ( $10^{14}$  neutrons/cm<sup>3</sup> contre  $10^{23}$  noyaux/cm<sup>3</sup>). Il est donc beaucoup plus probable qu'un neutron entre en collision avec un noyau plutôt qu'avec un autre neutron.

3. *Les neutrons voyagent en ligne droite entre deux collisions.*

Seules les forces nucléaires (courte portée) agissent sur le neutron. Les forces gravitationnelles sont de loin trop faibles pour influencer la trajectoire des neutrons. Le neutron étant une particule neutre, les champs magnétique et électrique n'influencent pas non plus sa trajectoire.

4. *Les propriétés de la matière peuvent être considérées isotropes dans l'espace.*

Ainsi, les interactions neutron - noyau ne dépendent pas de la direction de déplacement du neutron incident.

5. *Les noyaux sont en équilibre thermique dans la matière.*

Pour une température donnée, la loi de distribution des vitesses de Maxwell est applicable pour la distribution en énergie des noyaux.

### 2.2.2 Définitions de base

Dans les cas les plus généraux, la distribution des neutrons s'exprime à partir des sept variables suivantes :

- trois variables spatiales  $x$ ,  $y$  et  $z$  spécifiant la position des neutrons  $\mathbf{r} = x \mathbf{i} + y \mathbf{j} + z \mathbf{k}$  ;
- une variable d'énergie  $E$  reliée à la vitesse  $V_n$  de déplacement des neutrons, celle-ci étant définie comme la norme du vecteur vitesse  $\mathbf{V}_n = d\mathbf{r}/dt = V_n \mathbf{\Omega}$ . Selon la formulation classique, la relation entre l'énergie cinétique d'un neutron et sa vitesse est

$$E = \frac{1}{2} m_n V_n^2 ; \quad (2.13)$$

- deux variables angulaires  $\mu$  et  $\phi$  spécifiant la direction de déplacement des neutrons  $\mathbf{\Omega} = \mu \mathbf{i} + \sqrt{1 - \mu^2} \cos \phi \mathbf{j} + \sqrt{1 - \mu^2} \sin \phi \mathbf{k}$  qui est un vecteur unitaire ;
- une variable temps  $t$ .

La figure 2.2 présente le système de coordonnées utilisé pour définir les vecteurs  $\mathbf{r}$  et  $\mathbf{\Omega}$  dans l'espace. Les axes  $\mathbf{e}_x = \mathbf{i}$ ,  $\mathbf{e}_y = \mathbf{j}$  et  $\mathbf{e}_z = \mathbf{k}$  du sous-système de coordonnées sont parallèles aux axes X, Y et Z du système de coordonnées principal.

La distribution des neutrons notée  $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  représente la densité de neutrons au point  $(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  de l'espace de phase de sorte que  $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega$  est le nombre attendu de neutrons compris à la fois dans un élément de volume  $d^3r$  autour de  $\mathbf{r}$ , dans un intervalle



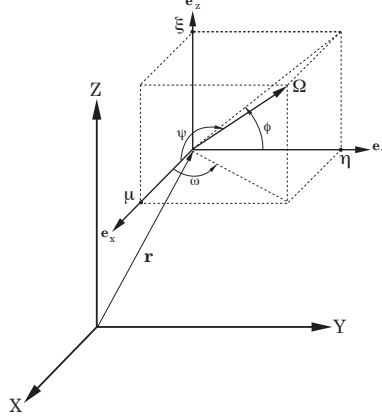


Figure 2.2 Système de coordonnées cartésiennes en trois dimensions

d'énergie  $dE$  autour de  $E$  et dans un élément d'angle solide  $d^2\Omega$  autour de  $\mathbf{\Omega}$  au temps  $t$ . L'équation de transport s'exprime indirectement en termes de  $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  puisqu'il est plus commode de la formuler à partir du flux angulaire

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \equiv V_n(E) n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t). \quad (2.14)$$

Le flux angulaire à lui seul n'a pas de signification physique. Toutefois, son usage est approprié au calcul des taux de réactions. À titre d'exemple, considérons un élément de l'espace de phase  $d^3r dE d^2\Omega$  autour de  $(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$ . Cet élément contient  $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega$  neutrons au temps  $t$ . Ces neutrons voyagent à une vitesse  $V_n(E)$ . Pendant un intervalle de temps  $dt$ , chacun de ces neutrons parcourt une distance  $V_n(E) dt$ . En multipliant le flux angulaire par  $d^3r dE d^2\Omega dt$  et en considérant l'équivalence présentée à l'équation (2.14),

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega dt &= V_n(E) n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega dt \\ &= \left[ n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega \right] [V_n(E) dt] \end{aligned} \quad (2.15)$$

est la somme des distances parcourues pendant  $dt$  par tous les neutrons considérés. Ainsi, le nombre total de réactions par unité de temps dans l'élément de l'espace de phase considéré est

$$R = \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega \quad (2.16)$$

au temps  $t$ .

Le flux angulaire se trouve aussi dans la définition du courant angulaire, une distribution de vecteurs définie comme

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \boldsymbol{\Omega}. \quad (2.17)$$

Soit un élément de surface  $d^2S$  centré en  $\mathbf{r}$  ainsi qu'un vecteur unitaire  $\mathbf{N}$  normal à  $d^2S$  et pointant vers l'extérieur de  $d^2S$ . Les neutrons d'énergie  $E$  et de direction  $\boldsymbol{\Omega}$  qui traversent  $d^2S$  de  $t$  à  $t + dt$  se situent dans l'élément de volume  $d^2S [V_n(E) dt] \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}$  au temps  $t$  et leur nombre est de

$$d^3n = n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \left\{ d^2S [V_n(E) dt] \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N} \right\}. \quad (2.18)$$

En réarrangeant les termes de cette équation,

$$\begin{aligned} \frac{d^3n}{d^2S dt} &= V_n(E) n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}) \\ &= \Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}) \\ &= \mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \cdot \mathbf{N}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Le courant angulaire est donc défini de sorte que  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \cdot \mathbf{N}$  représente le nombre de neutrons d'énergie  $E$  et de direction  $\boldsymbol{\Omega}$  qui traversent au temps  $t$  une surface située en  $\mathbf{r}$  par unité de surface et par unité de temps.

### 2.2.3 Forme intégrro-différentielle

La forme intégrro-différentielle de l'équation de transport s'obtient en déterminant la variation dans le temps du nombre de neutrons contenus dans un volume de contrôle. Cette variation est due à trois phénomènes physiques :

1. Disparitions nettes de neutrons par déplacement ;
2. Disparitions de neutrons par collision avec les noyaux ;
3. Apparitions de neutrons par émission.

Le bilan de neutrons dans le volume de contrôle s'établit de la manière suivante

$$\begin{aligned} \text{Variation du nombre de neutrons} &= - \text{Disparitions nettes de neutrons par déplacement} \\ &\quad - \text{Disparitions de neutrons par collision} \\ &\quad + \text{Apparitions de neutrons.} \end{aligned}$$

Les paragraphes suivants décrivent plus en détails les composantes de ce bilan.

### Variation du nombre de neutrons

Soit un volume de contrôle  $C$  centré en  $\mathbf{r}$  et entouré d'une surface fermée  $\partial C$ . Au temps  $t$ , le nombre de neutrons contenus dans ce volume de contrôle ainsi que compris dans un intervalle  $dE$  autour de  $E$  et dans un intervalle  $d^2\Omega$  autour de  $\Omega$  est

$$\int_C d^3r n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d^2\Omega.$$

Entre les temps  $t$  et  $t + \Delta t$ , ce nombre a varié de

$$\int_C d^3r [n(\mathbf{r}, E, \Omega, t + \Delta t) - n(\mathbf{r}, E, \Omega, t)] dE d^2\Omega. \quad (2.20)$$

### Disparitions nettes de neutrons par déplacement

Pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$ , le nombre net de neutrons compris dans un intervalle  $dE$  autour de  $E$  et dans un intervalle  $d^2\Omega$  autour de  $\Omega$  disparaissant du volume de contrôle en passant à travers  $\partial C$  est

$$\int_{\partial C} d^2r \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) (\Omega \cdot \mathbf{N}) dE d^2\Omega \Delta t$$

où  $\mathbf{N}$  est un vecteur unitaire normal à  $\partial C$  et pointant vers l'extérieur de  $\partial C$ . Ainsi,  $\Omega \cdot \mathbf{N} > 0$  lorsque les neutrons sortent du volume de contrôle et  $\Omega \cdot \mathbf{N} < 0$  lorsque les neutrons y entrent. Le théorème de la divergence

$$\int_C d^3r \nabla \cdot \mathbf{F} = \int_{\partial C} d^2r \mathbf{N} \cdot \mathbf{F} \quad (2.21)$$

exprime la variation d'une grandeur physique  $\mathbf{F}$  à l'intérieur d'un volume de contrôle due aux échanges de cette grandeur avec l'extérieur ayant lieu à la surface du volume de contrôle. Par analogie et par symétrie du produit scalaire ( $\mathbf{x} \cdot \mathbf{y} = \mathbf{y} \cdot \mathbf{x}$ ), il est possible d'écrire

$$\begin{aligned} \int_{\partial C} d^2r \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) (\Omega \cdot \mathbf{N}) dE d^2\Omega \Delta t &= \int_{\partial C} d^2r (\mathbf{N} \cdot \Omega) \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d^2\Omega \Delta t \\ &= \int_C d^3r \nabla \cdot \Omega \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d^2\Omega \Delta t. \end{aligned} \quad (2.22)$$

### Disparitions de neutrons par collision

Le nombre de collisions ayant lieu dans le volume de contrôle pendant  $\Delta t$  est

$$\int_C d^3r \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d^2\Omega \Delta t. \quad (2.23)$$

## Apparitions de neutrons

Le nombre de neutrons apparaissant dans le volume de contrôle pendant  $\Delta t$  est

$$\int_C d^3r Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) dE d^2\Omega \Delta t \quad (2.24)$$

où le terme source  $Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  représente la densité de neutrons émis au point  $(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  de l'espace de phase.

## Bilan neutronique

En considérant les expressions ci-dessus, en ignorant les intégrales volumiques et en divisant tous les termes par  $dE d^2\Omega \Delta t$ , le bilan neutronique s'écrit comme

$$\begin{aligned} \frac{n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t + dt) - n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)}{\Delta t} = & - \nabla \cdot \mathbf{\Omega} \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \\ & - \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) \\ & + Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Lorsque  $\Delta t \rightarrow 0$ , le terme de gauche se transforme en une dérivée partielle de  $n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t)$  par rapport au temps et selon l'équation (2.14), ce terme peut finalement s'écrire à partir du flux angulaire

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = \frac{1}{V_n(E)} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t). \quad (2.26)$$

En réarrangeant les termes et par symétrie du produit scalaire, l'équation de transport écrite sous la forme intégral-différentielle est

$$\frac{1}{V_n(E)} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) + \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t). \quad (2.27)$$

À l'état stationnaire, le flux angulaire est invariable dans le temps. Cet état se définit mathématiquement en posant

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = 0. \quad (2.28)$$

L'équation de transport à l'état stationnaire est donc

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}). \quad (2.29)$$

### 2.2.4 Forme caractéristique

La forme caractéristique de l'équation de transport est l'expression du bilan neutronique réalisé le long d'une trajectoire de direction  $\mathbf{\Omega}$ . La restriction du domaine angulaire à une seule direction de déplacement est l'une des discrétisations pratiquées lors de la résolution de l'équation de transport. Au niveau des calculs de cellule, cela est pris en charge lors du traçage des lignes d'intégration (des trajectoires) sur les géométries.

La dérivation de cette forme de l'équation de transport consiste à écrire l'équation (2.27) à un certain point  $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}$  et temps  $t - s/V_n(E)$  ainsi qu'à adapter l'opérateur  $\frac{1}{V_n(E)} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla$  au domaine de la trajectoire. Comme le montre la figure 2.3, le point  $\mathbf{r}'$  est situé à une distance  $s$  d'un point de référence  $\mathbf{r}$  sur la trajectoire. Les neutrons voyageant à une vitesse  $V_n(E)$  mettent un temps  $s/V_n(E)$  pour passer de  $\mathbf{r}'$  à  $\mathbf{r}$ .

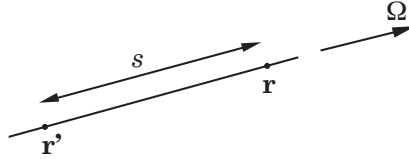


Figure 2.3 Définition d'une trajectoire

La forme caractéristique de l'équation de transport est

$$\begin{aligned}
 -\frac{d}{ds} \Phi(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}, t - s/V_n(E)) \\
 + \Sigma(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, t - s/V_n(E)) \Phi(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}, t - s/V_n(E)) \\
 = Q(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}, t - s/V_n(E)). \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

### 2.2.5 Forme intégrale

La forme intégrale de l'équation de transport est obtenue en résolvant la forme caractéristique de l'équation de transport pour le flux  $\Phi$ . L'équation (2.30) est une équation différentielle du premier ordre pouvant être résolue en introduisant le facteur d'intégration  $e^{-\tau(s,E)}$  où le parcours optique est

$$\tau(s, E) = \int_0^s ds' \Sigma(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}, E). \quad (2.31)$$

Dans le cas d'un milieu infini, la forme intégrale de l'équation de transport est

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = \int_0^\infty ds e^{-\tau(s, E)} Q(\mathbf{r} - s\mathbf{\Omega}, E, \mathbf{\Omega}, t - s/V_n(E)). \quad (2.32)$$

Physiquement, cette équation signifie, premièrement, qu'un faisceau de neutrons d'énergie  $E$  émis au point  $\mathbf{r}'$  et au temps  $t - s/V_n(E)$  voyage le long de sa trajectoire de direction  $\mathbf{\Omega}$  avec une atténuation exponentielle, et deuxièmement, qu'après avoir parcouru la distance  $s$ , seule la portion non atténuée de ce faisceau contribue au flux du point  $\mathbf{r}$ , d'énergie  $E$  et de direction  $\mathbf{\Omega}$  au temps  $t$ . L'intégrale indique que toutes les sources situées sur la trajectoire et derrière le point  $\mathbf{r}$  sont ainsi prises en compte.

### 2.3 Définition du terme source

En général, dans les milieux multiplicateurs, les neutrons apparaissant par émission sont les neutrons diffusés (incluant les neutrons provenant des réactions de diffusion et  $(n, xn)$ ) et les neutrons de fission. Le terme source se sépare donc en un terme source de diffusion et en un terme source de fission

$$Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q^{\text{Diff}}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} Q^{\text{Fiss}}(\mathbf{r}, E) \quad (2.33)$$

en supposant ici que les réactions de fission sont isotropes.

#### 2.3.1 Terme source de diffusion

La contribution des neutrons diffusés au terme source est

$$Q^{\text{Diff}}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') \Phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}') \quad (2.34)$$

où  $\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}')$  est la section efficace différentielle de diffusion définie de sorte que  $\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') dE d^2\Omega$  est la probabilité par unité de longueur parcourue qu'un neutron d'énergie  $E'$  et de direction  $\mathbf{\Omega}'$  soit diffusé dans un intervalle d'énergie  $dE$  autour de  $E$  et dans un élément d'angle solide  $d^2\Omega$  autour de  $\mathbf{\Omega}$  en passant par  $\mathbf{r}$ .

La figure 2.4 présente les directions incidente et diffusée du neutron avec  $0 \leq \theta \leq \pi$  et  $0 \leq \epsilon \leq 2\pi$ . Dans les milieux isotropes, il n'y a pas de préférence particulière pour l'angle  $\epsilon$ . Dans ce cas, la section efficace différentielle de diffusion dépend du cosinus de l'angle de

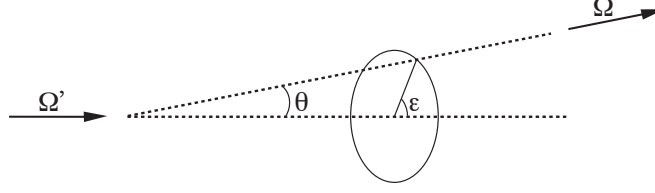


Figure 2.4 Directions de déplacement du neutron avant et après la diffusion

diffusion  $\mu = \cos \theta = \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}'$  avec  $-1 \leq \mu \leq 1$  (et non de  $\mathbf{\Omega}'$  et de  $\mathbf{\Omega}$  individuellement)

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') = \frac{1}{2\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') \quad (2.35)$$

et l'équation (2.34) s'écrit comme

$$Q^{\text{Diff}}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') \Phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}'). \quad (2.36)$$

L'égalité de l'équation (2.35) est obtenue en effectuant une réduction de distribution pour  $\epsilon$  ( $\Sigma_s(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') = \int_0^{2\pi} d\epsilon \Sigma_s(\mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}')$ ).

Il peut être pratique d'écrire la section efficace différentielle de diffusion comme une expansion en polynômes de Legendre

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') = \sum_{\ell=0}^L \frac{2\ell+1}{2} \Sigma_{s,\ell}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') P_\ell(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') \quad (2.37)$$

où  $L$  est l'ordre de l'expansion. Par exemple, l'ordre  $L = 0$  correspond au cas d'une diffusion isotrope tandis qu'une expansion allant jusqu'à l'ordre  $L = 1$  correspond au cas d'une diffusion anisotrope linéaire. Les coefficients de Legendre sont définis comme

$$\Sigma_{s,\ell}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') = \int_{-1}^1 d\mu \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu) P_\ell(\mu) \quad (2.38)$$

où  $\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}'$  a été changé pour  $\mu$ . Les deux premiers polynômes de Legendre sont

$$P_0(\mu) = 1 \quad \text{et} \quad P_1(\mu) = \mu. \quad (2.39)$$

### 2.3.2 Terme source de fission

Le terme source de fission ne dépend pas des variables angulaires et s'écrit à partir du flux scalaire

$$\phi(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (2.40)$$

La contribution des neutrons de fission au terme source est

$$Q^{\text{Fiss}}(\mathbf{r}, E) = \sum_{j=1}^J \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \quad (2.41)$$

où  $J$  est le nombre total d'isotopes fissiles et avec  $\nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \chi_j(E) dE$  le nombre probable de neutrons émis dans un intervalle d'énergie  $dE$  autour de  $E$  par l'isotope fissile  $j$  au point  $\mathbf{r}$  par unité de longueur parcourue par un neutron incident d'énergie  $E'$ . À l'état stationnaire, le nombre moyen de neutrons émis par fission  $\nu$  et le spectre de fission  $\chi$  prennent en considération les neutrons prompts et retardés.

Un réacteur nucléaire opérant à un niveau de puissance constant, c'est-à-dire à un niveau de flux neutronique constant, est dit être en condition critique. Dans cette condition, la production de neutrons est exactement égale aux pertes de neutrons. Si cet équilibre n'est pas maintenu, la population neutronique, et par extension, le niveau de flux et le niveau de puissance, augmente ou diminue avec le temps selon que le système se trouve dans une condition sur-critique ou sous-critique. Comme présenté à l'équation (2.33), le facteur de multiplication effectif  $k_{\text{eff}}$  est incorporé au terme source de fission. Ce facteur permet d'ajuster hypothétiquement le nombre de neutrons produits par fission afin de pouvoir rendre l'égalité de l'équation (2.29) vraie pour une condition non critique. Pour un système critique,  $k_{\text{eff}} = 1$  puisque l'équation (2.29) est intrinsèquement représentative d'une condition critique. Une valeur de  $k_{\text{eff}} < 1$  a pour effet d'augmenter la production de neutrons afin d'atteindre une condition critique fictive. Dans ce cas, le système est sous-critique. Inversement, une valeur de  $k_{\text{eff}} > 1$ , qui a pour effet de diminuer la production de neutrons, indique que le système en produit trop pour être en condition critique. Dans ce cas, le système est sur-critique.

## 2.4 Formalisme multigroupe

La discrétisation du domaine de l'énergie est une autre simplification réalisée lors de la résolution de l'équation de transport. Cela consiste à diviser le domaine de l'énergie en  $G$



groupes d'énergie. Les limites en énergie de ces groupes sont ordonnées comme

$$E_{\min} = E_G < E_{G-1} < \dots < E_g < \dots < E_1 < E_0 = E_{\max}$$

avec  $E_{\min} \approx 10^{-4}$  eV et  $E_{\max} \approx 10$  MeV. La plage d'énergie couverte par un groupe  $g$  est  $E_g < E \leq E_{g-1}$ . Dans tous les groupes, les sections efficaces sont supposées constantes et les neutrons sont monocinétiques. Les bibliothèques de sections efficaces microscopiques multi-groupes en énergie comptent typiquement entre 69 et 361 groupes d'énergie. La procédure de mise en groupes des sections efficaces microscopiques ainsi que l'impact de ce traitement sur la résolution de l'équation de transport seront discutés plus en détails à la section 3.1.1.

La léthargie associée à l'énergie  $E$  est

$$u = \ln(E_{\max}/E) \quad (2.42)$$

et la plage de léthargie couverte par un groupe  $g$  est  $u_{g-1} \leq u < u_g$  avec  $u_0 = 0$  et  $u_G = \ln(E_{\max}/E_{\min})$ . Les flux, sections efficaces macroscopiques, sources et spectres de fission multigroupes sont définis comme suit

$$\Phi^g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Phi(\mathbf{r}, u, \mathbf{\Omega}) \quad (2.43)$$

$$\phi^g(\mathbf{r}) = \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \phi(\mathbf{r}, u) \quad (2.44)$$

$$\Sigma^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{\phi^g(\mathbf{r})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Sigma(\mathbf{r}, u) \phi(\mathbf{r}, u) \quad (2.45)$$

$$\Sigma_s^{g \leftarrow h}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') = \frac{1}{\Phi^h(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}')} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \int_{u_{h-1}}^{u_h} du' \Sigma_s(\mathbf{r}, u \leftarrow u', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') \Phi(\mathbf{r}, u', \mathbf{\Omega}') \quad (2.46)$$

$$\nu \Sigma_{f,j}^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{\phi^g(\mathbf{r})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, u) \phi(\mathbf{r}, u) \quad (2.47)$$

$$Q^g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int_{u_{g-1}}^{u_g} du Q(\mathbf{r}, u, \mathbf{\Omega}) \quad (2.48)$$

$$\chi_j^g = \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \chi_j(u) \quad (2.49)$$

où  $1 \leq g \leq G$ . L'équation de transport doit également être adaptée à cette discrétisation. À l'état stationnaire, la forme intégral-différentielle de l'équation de transport dans le groupe  $g$  est

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla \Phi^g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \Phi^g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = Q^g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}), \quad (2.50)$$

la forme caractéristique de l'équation de transport dans le groupe  $g$  est

$$-\frac{d}{ds}\Phi^g(\mathbf{r}-s\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\Omega})+\Sigma^g(\mathbf{r}-s\boldsymbol{\Omega})\Phi^g(\mathbf{r}-s\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\Omega})=Q^g(\mathbf{r}-s\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\Omega}) \quad (2.51)$$

et la forme intégrale de l'équation de transport dans le groupe  $g$  est, dans le cas infini,

$$\Phi^g(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega})=\int_0^\infty ds e^{-\tau^g(s)}Q^g(\mathbf{r}-s\boldsymbol{\Omega},\boldsymbol{\Omega}) \quad (2.52)$$

où le parcours optique dans le groupe  $g$  est

$$\tau^g(s)=\int_0^s ds' \Sigma^g(\mathbf{r}-s'\boldsymbol{\Omega}). \quad (2.53)$$

Finalement, le terme source dans le groupe  $g$  est

$$\begin{aligned} Q^g(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega}) &= \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s^{g\leftarrow h}(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega}\leftarrow\boldsymbol{\Omega}') \Phi^h(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega}') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \chi_j^g \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j}^h(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2.54)$$

## CHAPITRE 3 RÉSOLUTION DE L'ÉQUATION DE TRANSPORT

En pratique, l'équation de transport n'est pas résolue pour le réacteur dans son intégralité. Un tel problème générerait un nombre trop important d'inconnues (environ  $3 \times 10^{15}$  (Reuss, 2003)) pour la capacité de la plupart des outils informatiques disponibles. Afin de réduire la taille du problème, l'analyse neutronique d'un réacteur est communément effectuée en deux étapes :

1. Résolution de l'équation de transport au niveau de la cellule unitaire à partir d'une cellule très détaillée géométriquement et d'un grand nombre de groupes d'énergie. Ce calcul a pour but de produire des propriétés nucléaires moyennes à peu de groupes d'énergie.
2. Résolution de l'équation de diffusion au niveau du cœur à partir d'un cœur grossièrement défini dans l'espace et des propriétés générées à l'étape précédente.

Cette approche, dite déterministe, est présentée plus en détails dans les deux premières sections de ce chapitre.

La troisième section du chapitre présente succinctement les principaux aspects de l'approche stochastique aussi appelée approche Monte Carlo. Dans cette approche, l'équation de transport n'est pas résolue explicitement et le domaine de l'énergie n'est pas discrétisé. L'idée derrière l'approche Monte Carlo est plutôt de suivre les neutrons pas à pas au cours de leur propagation dans le réacteur comme si une expérience était réalisée.

Les éléments théoriques apportés dans ce chapitre proviennent principalement du livre de Hébert (2009) pour l'approche déterministe et entre autre de la thèse de Leppänen (2007) pour l'approche stochastique. Dans ce projet de recherche, les codes DRAGON 3.06, DONJON 3.02 et SERPENT 1.1.16 ont été utilisés respectivement pour les calculs de cellule, de cœur et Monte Carlo.

### 3.1 Calcul de cellule

La figure 3.1 présente les principales étapes d'un calcul de cellule avec évolution isotopique. La définition des géométries et le traçage des lignes d'intégration sont deux étapes présentant des aspects plus pratiques que théoriques et seront présentés en détails au chapitre 8. La définition des sections efficaces macroscopiques des mélanges dépend du problème étudié. Ces sections efficaces doivent être mises à jour après chaque calcul d'évolution.

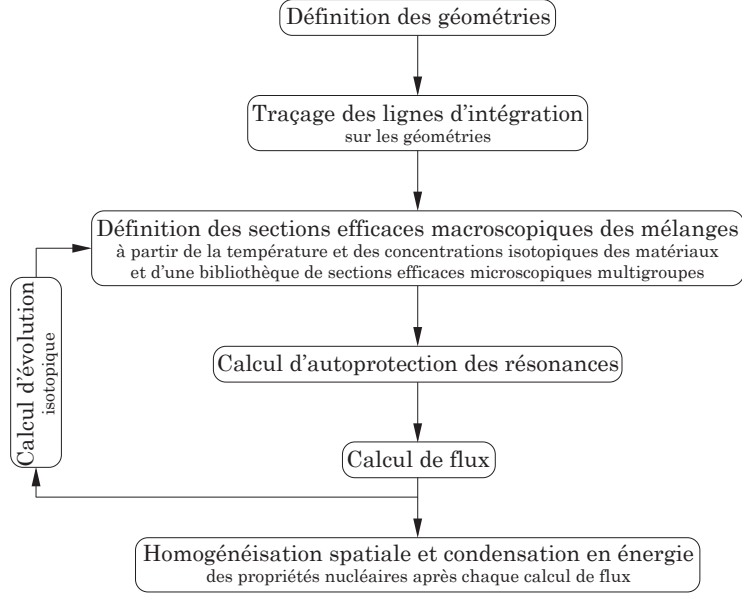


Figure 3.1 Principales étapes d'un calcul de cellule avec évolution isotopique

Cette section présente le principe de l'autoprotection des résonances, la méthode des probabilités de collision, le modèle de fuites  $B_1$  homogènes, les procédures d'homogénéisation et de condensation, les équations de Bateman utilisées en évolution et enfin, les expressions mathématiques définissant les conditions aux frontières.

### 3.1.1 Autoprotection des résonances

De manière similaire à la section 2.4, la procédure de mise en groupes des sections efficaces microscopiques est, pour une réaction  $x$  dans le groupe  $g$ ,

$$\sigma_x^g = \frac{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma_x(u) \phi(u)}{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \phi(u)} \quad (3.1)$$

où  $\sigma_x(u)$  et  $\phi(u)$  sont continus en léthargie. En pratique, le flux de pondération  $\phi(u)$  est inconnu au moment d'évaluer ces intégrales. Ce flux ne peut qu'être approximé ou être obtenu que pour des cas très simples.

Pour les noyaux non résonants et en dehors des résonances dans le cas des noyaux résonants, le flux de pondération choisi est généralement représentatif des principaux phénomènes physiques qui régissent le comportement des neutrons dans les réacteurs. Par exemple, une distribution Maxwellienne, une fonction en  $1/E$  et le spectre de fission peuvent être choisis

pour décrire les domaines thermique ( $E < 0.625$  eV), épithermique ( $0.625 \text{ eV} \leq E < 100$  keV) et rapide ( $E \geq 100$  keV) respectivement. Les sections efficaces ainsi calculées et enregistrées dans les bibliothèques de sections efficaces microscopiques multigroupes peuvent être utilisées directement lors des calculs de cellule.

Le traitement des résonances des noyaux résonants est plus laborieux. Si le découpage en énergie est assez fin pour bien suivre la forme de la résonance, une procédure similaire à la précédente peut être appliquée. Sinon, le flux de pondération doit être calculé et généralement, il ne l'est qu'en milieu homogène infini. Il est considéré que le flux de pondération peut être décomposé comme

$$\phi(\mathbf{r}, u) = \varphi(\mathbf{r}, u) \psi(\mathbf{r}, u) \quad (3.2)$$

où le flux macroscopique  $\psi(\mathbf{r}, u)$  représente la distribution de flux en dehors des résonances et où la fonction de structure fine  $\varphi(\mathbf{r}, u)$  suit la forme du flux à l'intérieur des résonances. Ainsi, pour les sections efficaces microscopiques autoprotégées, l'équation (3.1) s'écrit comme

$$\tilde{\sigma}_x^g(\sigma_e) = \frac{I_x^g(\sigma_e)}{\varphi^g(\sigma_e)} \quad (3.3)$$

où l'intégrale de résonance est donnée par

$$I_x^g(\sigma_e) = \frac{1}{V \Delta u_g} \int_V d^3r \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma_x(\mathbf{r}, u) \varphi(\mathbf{r}, u, \sigma_e) \quad (3.4)$$

avec  $V$  le volume de la géométrie et  $\Delta u_g = u_g - u_{g-1}$ , et où la fonction de structure fine moyenne est donnée par

$$\varphi^g(\sigma_e) = \frac{1}{V \Delta u_g} \int_V d^3r \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \varphi(\mathbf{r}, u, \sigma_e). \quad (3.5)$$

$\varphi(\mathbf{r}, u, \sigma_e)$  est obtenue en résolvant l'équation de ralentissement des neutrons (non détaillée ici) pour un milieu homogène infini composé de noyaux résonants et non résonants. Différents modèles de résonance (étroite, large, intermédiaire, statistique ou toute résonance) peuvent être utilisés lors de cette résolution (Hfaiedh, 2006). Les sections efficaces microscopiques autoprotégées calculées à partir de l'équation (3.3) sont celles appartenant au cas du milieu homogène infini et dépendent de la dilution de ce milieu définie comme

$$\sigma_e = \frac{\Sigma^+}{N_*} \quad (3.6)$$

où  $\Sigma^+$  est la section efficace macroscopique totale du noyau non résonant et  $N^*$  est la concentration du noyau résonant. Les valeurs de  $\tilde{\sigma}_x^g(\sigma_e)$ , de  $I_x^g(\sigma_e)$  et de  $\varphi^g(\sigma_e)$  pour plusieurs dilutions sont conservées dans les bibliothèques de sections efficaces microscopiques multigroupes. Enfin, mentionnons que la mise en groupes des sections efficaces microscopiques est réalisée par des codes spécialisés dans le traitement des sections efficaces tel que NJOY (MacFarlane, 2012).

Au niveau du calcul de cellule, le calcul d'autoprotection des résonances consiste principalement, dans le cas des méthodes par équivalence, à calculer la dilution équivalente associée au cas hétérogène étudié et à calculer, à partir de cette dilution et de l'information contenue dans les bibliothèques, les sections efficaces microscopiques autoprotégées appartenant au cas hétérogène étudié. Dans ce projet de recherche, les calculs d'autoprotection des résonances ont été réalisés à partir de la méthode de Stamm'ler (Hébert et Marleau, 1991).

### 3.1.2 Méthode des probabilités de collision

Dans ce projet de recherche, la méthode des probabilités de collision a été utilisée afin de calculer la distribution de flux dans la cellule unitaire. D'autres méthodes sont présentées dans l'article de Sanchez et McCormick (1982). La méthode des probabilités de collision résout la forme intégrale de l'équation de transport et est le résultat de trois autres simplifications : la discrétisation de l'espace, la limitation aux sources isotropes et la réduction au flux scalaire. La limitation aux sources isotropes signifie que

$$Q^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} Q^g(\mathbf{r}). \quad (3.7)$$

La réduction au flux scalaire signifie que le flux angulaire  $\Phi$  est intégré sur tous les angles solides, c'est-à-dire que

$$\phi^g(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi^g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}). \quad (3.8)$$

En incorporant les équations (2.52) et (3.7) dans l'équation (3.8), le flux scalaire est donné par

$$\phi^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau^g(s)} Q^g(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}) \quad (3.9)$$

où  $\tau^g(s)$  est défini à l'équation (2.53). En introduisant le changement de variable suivant  $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}$  avec  $d^3r' = s^2 d^2\Omega ds$ , l'équation (3.9) s'écrit maintenant comme

$$\phi^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_\infty d^3r' \frac{e^{-\tau^g(s)}}{s^2} Q^g(\mathbf{r}') \quad (3.10)$$

avec  $s = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ .

La discrétisation de l'espace consiste à diviser la cellule unitaire en  $I$  sous-régions de volume  $V_i$ . Lors du calcul de cellule, cette discrétisation est prise en charge à l'étape de la définition des géométries. Le calcul de cellule est généralement réalisé en milieu infini, c'est-à-dire que la cellule unitaire se répète infiniment dans l'espace. En pratique, cela est réalisé en appliquant des conditions de réflexion ou de translation aux frontières de la cellule unitaire. Ainsi, le symbole  $V_i^\infty$  représente le volume  $V_i$  de la sous-région  $i$  répétée à l'infini.

En multipliant tous les termes de l'équation (3.10) par  $\Sigma^g(\mathbf{r})$  et en intégrant ces mêmes termes sur le domaine spatial d'une sous-région  $j$ , il est possible d'écrire, en supposant que le terme source  $Q_i^g$  est constant à l'intérieur de chaque sous-région  $i$ ,

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_j} d^3r \Sigma^g(\mathbf{r}) \sum_i Q_i^g \int_{V_i^\infty} d^3r' \frac{e^{-\tau^g(s)}}{s^2} \quad (3.11)$$

avec

$$Q_i^g = \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,0,i}^{g \leftarrow h} \phi_i^h + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_j^g \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j}^h \phi_i^h \quad (3.12)$$

où la section efficace différentielle de diffusion est écrite jusqu'à l'ordre  $L = 0$  correspondant au cas d'une diffusion isotrope (voir équation (2.37)). L'équation (3.11) peut s'écrire plus simplement comme

$$V_j \Sigma_j^g \phi_j^g = \sum_i Q_i^g V_i P_{ij}^g \quad (3.13)$$

où

$$\phi_j^g = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi^g(\mathbf{r}), \quad (3.14)$$

$$\Sigma_j^g = \frac{1}{V_j \phi_j^g} \int_{V_j} d^3r \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}), \quad (3.15)$$

$$P_{ij}^g = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma^g(\mathbf{r}) \frac{e^{-\tau^g(s)}}{s^2}. \quad (3.16)$$

La probabilité de collision  $P_{ij}^g$  est la probabilité qu'un neutron émis dans une sous-région  $i$  du réseau de subir sa première collision dans la sous-région  $j$  de la cellule unitaire. Si la section efficace  $\Sigma^g(\mathbf{r})$  est constante et égale à  $\Sigma_j^g$  dans la sous-région  $j$ , les probabilités de collision réduites s'expriment comme

$$p_{ij}^g = \frac{P_{ij}^g}{\Sigma_j^g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau^g(s)}}{s^2}. \quad (3.17)$$

En considérant la propriété de réciprocity

$$p_{ij}^g V_i = p_{ji}^g V_j, \quad (3.18)$$

l'équation (3.13) se simplifie d'avantage

$$\phi_i^g = \sum_j Q_j^g p_{ij}^g. \quad (3.19)$$

Enfin la propriété de conservation est

$$\sum_j p_{ij}^g \Sigma_j^g = 1 \quad \forall i. \quad (3.20)$$

### 3.1.3 Modèle de fuites $B_1$ homogènes

Lors du calcul de cellule, la cellule unitaire est répétée à l'infini parce que l'état des cellules avoisinantes n'est pas connu à ce moment. Dans la réalité, le réacteur est fini dans l'espace ce qui doit être pris en compte lors du calcul de cellule. Le seul paramètre du réacteur connu avec certitude est son facteur de multiplication qui doit être égal à 1 à l'état stationnaire. Les modèles de fuites sont les moyens utilisés pour forcer la cellule unitaire calculée en milieu infini à être en condition critique. Les modèles de fuites permettent deux choses en particulier : (1) la détermination d'une distribution de flux dans la cellule unitaire adéquate pour la génération des propriétés nucléaires moyennes à peu de groupes d'énergie et (2) la définition du coefficient de diffusion utilisés lors des calculs de cœur en diffusion (Petrovic et Benoist, 1996).

L'établissement des modèles de fuites débute en exprimant le flux angulaire comme un produit de deux termes, l'un dépendant seulement de la position et l'autre dépendant de la position, de l'énergie et de la direction de déplacement des neutrons

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \psi(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (3.21)$$

$\psi(\mathbf{r})$  représente la distribution macroscopique du flux dans l'espace et répond à l'équation de Helmholtz (Glasstone et Sesonske, 1981)

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + B^2 \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.22)$$



où  $B^2$  est appelé *Buckling* parce que selon l'équation ci-dessus, cette quantité est égale à  $-\nabla^2 \psi(\mathbf{r})/\psi(\mathbf{r})$  qui est la mesure de la courbure de  $\psi(\mathbf{r})$  dans l'espace. Par exemple, résolvons rapidement l'équation (3.22) pour le cas d'une plaque homogène en une dimension avec flux nul aux frontières extrapolées. Pour  $B^2 > 0$  et pour des raisons de symétrie, la solution est de la forme

$$\psi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{A}_n \cos(B_n x) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(x) \quad \text{pour } n \text{ impair} \quad (3.23)$$

où les  $\mathcal{A}_n$  sont des constantes,  $B_n = n\pi/a$  et  $a$  est la largeur de la plaque. Les  $\psi_n$  sont les fonctions propres de l'équation de Helmholtz et sont appelées *modes*. Chaque mode correspond à une valeur propre  $B_n$ . Les modes avec  $n > 1$  disparaissent très rapidement au cours du temps et rendu à l'état stationnaire, il ne reste que le mode avec  $n = 1$  qui porte le nom de *mode fondamentale* et qui correspond à la plus petite valeur propre. Les modes avec  $n > 1$  sont des modes transitoires.

Lorsque la géométrie du réacteur n'est pas connue, la solution de l'équation (3.22) à l'état stationnaire prend la forme générique suivante

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}} \quad (3.24)$$

où  $\mathbf{B}$  est choisi de façon à ce que  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{B} = B^2$ . Il s'en suit que le flux angulaire de l'équation (3.21) s'écrit comme

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (3.25)$$

$\varphi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$  représente la distribution périodique du flux dans l'espace pour une énergie et une direction de déplacement données. Les modèles de fuites homogènes consistent à rendre  $\varphi$  indépendant de  $\mathbf{r}$  et ainsi, à écrire le flux angulaire comme

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) e^{i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}}. \quad (3.26)$$

Cette levée de la dépendance en  $\mathbf{r}$  est effectuée en rendant la cellule unitaire étudiée homogène, c'est-à-dire en la définissant à partir de propriétés nucléaires moyennes et uniformes sur tout son domaine spatial. Pour ce faire, une homogénéisation flux-volume (voir section 3.1.4) est réalisée à partir de la cellule unitaire hétérogène calculée en transport. Dans les modèles de fuites hétérogènes,  $\varphi$  conserve sa dépendance en  $\mathbf{r}$ .

L'étape suivante consiste à écrire l'équation de transport pour la cellule homogène. À partir de l'équation de transport à l'état stationnaire (équation (2.29)) avec terme source explicité (équations (2.34) et (2.41)), il s'agit de remplacer le flux angulaire par l'expression donnée à

l'équation (3.26) pour obtenir

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + i\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\Omega}] \varphi(E, \boldsymbol{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}') \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi k_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{aligned} \quad (3.27)$$

où

$$\varphi(E') = \int_{4\pi} d^2\Omega \varphi(E', \boldsymbol{\Omega}). \quad (3.28)$$

Les modèles de fuites  $B_1$  (à ne pas confondre avec les valeurs propres  $B_n$ , ici, 1 est mis pour  $L = 1$ ) consistent à écrire la section efficace différentielle de diffusion jusqu'à l'ordre  $L = 1$ , c'est-à-dire

$$\begin{aligned} \Sigma_s(E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') &= \frac{1}{2\pi} \Sigma_s(E \leftarrow E', \mu) \\ &= \sum_{\ell=0}^1 \frac{2\ell+1}{4\pi} \Sigma_{s,\ell}(E \leftarrow E') P_\ell(\mu) \\ &= \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s,0}(E \leftarrow E') + \frac{3}{4\pi} \mu \Sigma_{s,1}(E \leftarrow E'). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Une telle expansion correspond au cas d'une diffusion anisotrope linéaire. Les modèles de fuites  $B_0$  quant à eux consistent à écrire la section efficace différentielle de diffusion jusqu'à l'ordre  $L = 0$  seulement.

Après quelques manipulations mathématiques, les deux équations du modèle de fuites  $B_1$  homogènes sont

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + d(B, E)B^2] \varphi(E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_{s,0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ &+ \frac{\chi(E)}{k_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{aligned} \quad (3.30)$$

et

$$d(B, E) = \frac{1}{3 \gamma[B, \Sigma(E)] \Sigma(E)} \left\{ 1 + 3 \int_0^\infty dE' \Sigma_{s,1}(E \leftarrow E') d(B, E') \frac{\varphi(E')}{\varphi(E)} \right\} \quad (3.31)$$

où, en écrivant  $\Sigma$  au lieu de  $\Sigma(E)$  afin de simplifier la notation,

$$\gamma[B, \Sigma] = \frac{1}{3 \Sigma} \frac{\alpha(B, \Sigma)}{\beta(B, \Sigma)} \quad (3.32)$$

$$\alpha(B, \Sigma) = \begin{cases} \frac{1}{B} \tan^{-1} \frac{B}{\Sigma} & \text{si } B^2 > 0; \\ \frac{1}{\Sigma} - \frac{B^2}{3\Sigma^3} + \frac{B^4}{5\Sigma^5} - \frac{B^6}{7\Sigma^7} + \dots & \text{si } B^2 \simeq 0; \\ \frac{1}{2\mathcal{I}(B)} \ln \frac{\Sigma + \mathcal{I}(B)}{\Sigma - \mathcal{I}(B)} & \text{si } B^2 < 0; \end{cases} \quad (3.33)$$

$$\beta(B, \Sigma) = \frac{1}{B^2} [1 - \alpha(B, \Sigma) \Sigma] \quad (3.34)$$

avec  $\mathcal{I}(B)$ , la partie imaginaire de  $B$ .  $d(B, E)$  est le coefficient de fuites.

Un calcul de cellule réalisé avec un modèle de fuites homogènes débute par le calcul de la distribution de flux dans la cellule unitaire hétérogène à l'aide de la méthode des probabilités de collision par exemple. Ce flux est utilisé pour générer les propriétés nucléaires moyennes (mais non condensées) de la cellule homogène. Ensuite, à partir des équations (3.30) et (3.31), la section efficace de fuites  $d(B, E)B^2$ , qui permet de rendre la cellule homogène critique, est calculée. Par la suite, la distribution de flux dans la cellule hétérogène est calculée à nouveau, mais cette fois en prenant les fuites en compte ;  $d(B, E)B^2$  est introduite dans l'équation de transport comme un terme d'absorption supplémentaire. Ce nouveau flux permet de générer les nouvelles propriétés nucléaires moyennes de la cellule homogène qui elle, permet de calculer la nouvelle section efficace de fuites. Ces calculs se répètent jusqu'à l'atteinte de la convergence qui est obtenue lorsque le facteur de multiplication de la cellule hétérogène devient égal à 1.

### 3.1.4 Homogénéisation spatiale et condensation en énergie

Les procédures d'homogénéisation spatiale et de condensation en énergie visent la préservation des taux de réactions puisque ceux-ci ont un sens physique et sont mesurables.

La procédure de condensation pondérée par le flux est la suivante

$$\phi^G(\mathbf{r}) = \sum_{g \in G} \phi^g(\mathbf{r}) \quad (3.35)$$

$$\Sigma^G(\mathbf{r}) = \frac{1}{\phi^G(\mathbf{r})} \sum_{g \in G} \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) \quad (3.36)$$

$$\Sigma_s^{G \leftarrow H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\phi^H(\mathbf{r})} \sum_{g \in G} \sum_{h \in H} \Sigma_s^{g \leftarrow h}(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}) \quad (3.37)$$

$$\nu \Sigma_f^G(\mathbf{r}) = \frac{1}{\phi^G(\mathbf{r})} \sum_{g \in G} \nu \Sigma_f^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) \quad (3.38)$$

$$\chi^G(\mathbf{r}) = \sum_{g \in G} \chi^g(\mathbf{r}) \quad (3.39)$$

où  $G$  et  $H$  sont des macrogroupes contenant un certain nombre de microgroupes  $g$  (ne pas confondre le macrogroupe  $G$  avec le nombre total de groupes d'énergie aussi noté  $G$ ).

La procédure d'homogénéisation flux-volume est la suivante

$$\phi_I^g = \frac{1}{V_I} \sum_{i \in I} V_i \phi_i^g \quad (3.40)$$

$$\Sigma_I^g = \frac{1}{V_I \phi_I^g} \sum_{i \in I} V_i \Sigma_i^g \phi_i^g \quad (3.41)$$

$$\Sigma_{s,I}^{g \leftarrow h} = \frac{1}{V_I \phi_I^h} \sum_{i \in I} V_i \Sigma_{s,i}^{g \leftarrow h} \phi_i^h \quad (3.42)$$

$$\nu \Sigma_{f,I}^g = \frac{1}{V_I \phi_I^g} \sum_{i \in I} V_i \nu \Sigma_{f,i}^g \phi_i^g \quad (3.43)$$

$$\chi_I^g = \frac{1}{V_I \sum_h \nu \Sigma_{f,I}^h \phi_I^h} \sum_{i \in I} V_i \chi_i^g \sum_h \nu \Sigma_{f,i}^h \phi_i^h \quad (3.44)$$

avec

$$V_I = \sum_{i \in I} V_i \quad (3.45)$$

où  $I$  est la macro-région contenant un certain nombre de sous-régions  $i$  (ne pas confondre la macro-région  $I$  avec le nombre total de sous-régions aussi noté  $I$ ).

### 3.1.5 Évolution isotopique

Dans les réacteurs, la concentration des isotopes varie au cours du temps. Tous les isotopes sont normalement assujettis à cette variation. Toutefois, seuls ceux du combustible sont suivis au cours du temps, car ce sont eux qui subissent les plus grandes variations de concentration (consommation du combustible, apparition des produits de fission, désintégration des noyaux radioactifs, etc.) et qui ont le plus d'impacts sur la variation des propriétés nucléaires des réacteurs au cours du temps. La concentration de tous les autres isotopes est déterminée une fois pour toute lors de la définition des matériaux et demeure constante au cours du temps.

Simuler l'évolution du combustible sous irradiation consiste à résoudre les équations de Bateman pour chaque isotope du combustible à chaque période d'évolution. Le système d'équations qui en résulte est résolu par un algorithme Cash-Karp ou Kaps-Renthrop (Press *et al.*,

1992). La variation de la concentration d'un isotope  $i$  au cours du temps est donnée par

$$\begin{aligned} \frac{dN_i(t)}{dt} = & -\lambda_i N_i(t) - N_i(t) \int_0^\infty dE \sigma_{a,i}(E) \phi(E, t) \\ & + \sum_j Y_{i \leftarrow j, \lambda} \lambda_j N_j(t) + \sum_j N_j(t) \sum_x Y_{i \leftarrow j, x} \int_0^\infty dE \sigma_{x,j}(E) \phi(E, t) \end{aligned} \quad (3.46)$$

où

- $N_i(t)$  est la concentration de l'isotope  $i$  ;
- $\lambda_i$  est la constante de désintégration de l'isotope  $i$  ;
- $\sigma_{a,i}(E)$  est la section efficace microscopique d'absorption de l'isotope  $i$  ;
- $\phi(E, t)$  est le flux neutronique auquel le combustible est exposé ;
- $Y_{i \leftarrow j, \lambda}$  est le rendement de production de l'isotope  $i$  résultant de la désintégration de l'isotope  $j$  ;
- $\lambda_j$  est la constante de désintégration de l'isotope  $j$  ;
- $N_j(t)$  est la concentration de l'isotope  $j$  ;
- $Y_{i \leftarrow j, x}$  est le rendement de production de l'isotope  $i$  résultant d'une interaction de type  $x$  entre un neutron et l'isotope  $j$  ;
- $\sigma_{x,j}$  est la section efficace microscopique pour la réaction  $x$  de l'isotope  $j$ .

Les quatre termes à droite de l'égalité de l'équation (3.46) désignent, dans l'ordre d'apparition,

- La disparition de l'isotope  $i$  par désintégration ;
- La disparition de l'isotope  $i$  à la suite de l'absorption d'un neutron ;
- L'apparition de l'isotope  $i$  résultant de la désintégration de l'isotope  $j$  ;
- L'apparition de l'isotope  $i$  à la suite d'une réaction subie par l'isotope  $j$ .

La résolution des équations de Bateman nécessite la connaissance de la distribution de flux en espace et en énergie dans le combustible. La résolution de l'équation de transport dans la cellule unitaire étudiée précède donc toujours celle des équations de Bateman. Il est généralement supposé que cette distribution de flux n'est pas affectée durant la période d'évolution.

Les calculs d'évolution à puissance constante consistent à fixer la puissance au début et à la fin de la période d'évolution, c'est-à-dire  $P(t_0) = P(t_f)$  où

$$P(t_0) = \sum_{i \in \text{comb}} V_i \sum_{k=1}^K N_{k,i}(t_0) \left[ \kappa_{f,k} \int_0^\infty dE \sigma_{f,k}(E) \phi_i(E, t_0) + \kappa_{\gamma,k} \int_0^\infty dE \sigma_{\gamma,k}(E) \phi_i(E, t_0) \right]$$

$$P(t_f) = \sum_{i \in \text{comb}} V_i \sum_{k=1}^K N_{k,i}(t_f) \left[ \kappa_{f,k} \int_0^\infty dE \sigma_{f,k}(E) \phi_i(E, t_f) + \kappa_{\gamma,k} \int_0^\infty dE \sigma_{\gamma,k}(E) \phi_i(E, t_f) \right] \quad (3.47)$$

où

- $P$  est la puissance ;
- $V_i$  est le volume de la sous-région  $i$  du combustible ;
- $N_{k,i}$  est la concentration de l'isotope  $k$  dans la sous-région  $i$  ;
- $\kappa_{f,k}$  et  $\kappa_{\gamma,k}$  sont les énergies relâchées par la fission et par la capture radiative de l'isotope  $k$  ;
- $\sigma_{f,k}$  et  $\sigma_{\gamma,k}$  sont les sections efficaces microscopiques de fission et de capture radiative de l'isotope  $k$  ;
- $\phi_i$  est le flux neutronique auquel le combustible est exposé dans la sous-région  $i$  ;
- $t_0$  et  $t_f$  sont les temps au début et à la fin de la période d'évolution  $\Delta t = t_f - t_0$ .

Pendant la période d'évolution, la concentration des isotopes du combustible varie. Pour que l'égalité  $P(t_0) = P(t_f)$  soit satisfaite, le niveau de flux doit varier en conséquence. Il est généralement supposé que ce niveau varie linéairement au cours de la période d'évolution.

L'usure du combustible se mesure entre autre à partir du taux de combustion  $B$  ( $B$  mis pour *burnup*) donné par

$$B(t) = \frac{V}{W} \int_0^t dt' \int_0^\infty dE H(E) \phi(E, t') \quad (3.48)$$

où  $V$  est le volume du combustible,  $W$  est la masse des isotopes lourds du combustible au temps  $t = 0$  et  $H$  est un facteur utilisé pour calculer l'énergie récupérable des réactions induites par neutrons.

Finalement, mentionnons qu'afin d'éviter des problèmes d'instabilités numériques, les équations de Bateman ne sont pas résolues explicitement pour les isotopes ayant une constante de désintégration effective élevée. Ces isotopes sont parfois traités par des modèles de saturation s'ils ont une contribution importante au bilan neutronique (Hébert, 2009). Autrement, leur taux de production est tout simplement inclus dans celui de leur descendant direct.

### 3.1.6 Conditions aux frontières

Soit une surface délimitant un volume dans l'espace. Soit aussi un point  $\mathbf{r}_s$  situé sur cette surface ainsi qu'un vecteur unitaire  $\mathbf{N}$  normal à la surface et pointant vers l'extérieur du

volume. L'établissement des conditions aux frontières de ce volume consiste à définir le flux entrant (dans le volume) en tout point sur la surface. Des conditions aux frontières de type albédo permettent de déterminer le flux entrant au point  $\mathbf{r}_s$  à partir du flux sortant (du volume) au même point, c'est-à-dire

$$\Phi(\mathbf{r}_s, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \beta \Phi(\mathbf{r}_s, E, \boldsymbol{\Omega}', t) \quad \text{avec} \quad \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) < 0 \quad (3.49)$$

où  $\beta$  est l'albédo et où  $\boldsymbol{\Omega}$  et  $\boldsymbol{\Omega}'$  sont les directions de déplacement des neutrons entrant et sortant respectivement.

Si  $\beta = 0$ , le flux entrant est nul ce qui représente des conditions aux frontières de vide. Si  $\beta = 1$ , il s'agit de conditions aux frontières de réflexion. Dans ce cas, deux situations se présentent. Dans le cas de conditions aux frontières de réflexion spéculaire

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) = -\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) \quad \text{et} \quad (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega}') \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) = 0. \quad (3.50)$$

Dans le cas de conditions aux frontières de réflexion blanche (ou isotrope), les neutrons sortant sont retournés dans le volume selon une distribution angulaire isotrope, c'est-à-dire

$$\Phi(\mathbf{r}_s, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{1}{\pi} \int_{\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) > 0} d^2\Omega' [\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s)] \Phi(\mathbf{r}_s, E, \boldsymbol{\Omega}', t) \quad \text{avec} \quad \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) < 0. \quad (3.51)$$

## 3.2 Calculs de cœur

### 3.2.1 Dérivation de l'équation de diffusion

La dérivation de l'équation de diffusion se fait en deux étapes. La première étape consiste à intégrer l'équation de transport (équation (2.29)) sur tous les angles solides. À l'état stationnaire, le résultat de cette intégration est

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \phi(\mathbf{r}, E') \\ &+ \frac{\chi(\mathbf{r}, E)}{k_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \end{aligned} \quad (3.52)$$

avec

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} d^2\Omega \mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (3.53)$$

où  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$  est le courant angulaire défini à l'équation (2.17). Une fois adaptée au formalisme multigroupe, l'équation (3.52) s'écrit alors

$$\nabla \cdot \mathbf{J}^g(\mathbf{r}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) = \sum_{h=1}^G \Sigma_s^{g \leftarrow h}(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}) + \frac{\chi^g(\mathbf{r})}{k_{\text{eff}}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_f^h(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}). \quad (3.54)$$

L'intégration précédente permet certes de s'affranchir de la dépendance angulaire, mais mène à l'introduction du courant  $\mathbf{J}^g(\mathbf{r})$ , une nouvelle inconnue. Afin de s'affranchir de celle-ci, la *loi de Fick* permet de lier le courant au flux de la manière suivante

$$\mathbf{J}^g(\mathbf{r}) = -D^g(\mathbf{r}) \nabla \phi^g(\mathbf{r}) \quad (3.55)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion. Au niveau du calcul de cœur, le coefficient de diffusion est connu et est mis égal au coefficient de fuites présenté à la section 3.1.3. La loi de Fick décrit le phénomène de diffusion de la matière. Dans le cas d'un réacteur, la diffusion désigne la tendance des neutrons à migrer d'une région où la population neutronique est élevée vers une autre région où la population neutronique est plus faible.

La forme multigroupe de l'équation de diffusion s'obtient finalement en substituant  $\mathbf{J}^g(\mathbf{r})$  dans l'équation (3.54) par l'expression donnée à l'équation (3.55)

$$-\nabla \cdot D^g(\mathbf{r}) \nabla \phi^g(\mathbf{r}) + \Sigma^g(\mathbf{r}) \phi^g(\mathbf{r}) = \sum_{h=1}^G \Sigma_s^{g \leftarrow h}(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}) + \frac{\chi^g(\mathbf{r})}{k_{\text{eff}}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_f^h(\mathbf{r}) \phi^h(\mathbf{r}). \quad (3.56)$$

L'équation de diffusion se résout par les techniques usuelles d'analyse numérique. La méthode des différences finies centrées a été utilisée dans ce projet de recherche (Hébert, 2009).

### 3.2.2 Conditions aux frontières et de continuité

Les conditions de continuité sont

- Le flux est continu en tout point ;
- Le courant est continu aux interfaces.

Afin de montrer mathématiquement à quoi ces conditions correspondent, supposons un plan  $Y - Z$  infini et positionné en  $x_0$ . La condition de continuité du flux implique que

$$\phi^g(x_0^-, y, z) = \phi^g(x_0^+, y, z) \quad \forall y \text{ et } z \quad (3.57)$$



et la condition de continuité du courant implique

$$\mathbf{J}^g(x_0^-, y, z) \cdot \mathbf{N} = \mathbf{J}^g(x_0^+, y, z) \cdot \mathbf{N} \quad \forall y \text{ et } z \quad (3.58)$$

où  $\mathbf{N}$  est un vecteur unitaire, normal au plan infini et pointant vers les  $x$  positifs. En substituant  $\mathbf{J}^g$  par l'expression donnée à l'équation (3.55), l'équation (3.58) devient

$$-D^g(x_0^-, y, z) \nabla \phi^g(x_0^-, y, z) \cdot \mathbf{N} = -D^g(x_0^+, y, z) \nabla \phi^g(x_0^+, y, z) \cdot \mathbf{N} \quad \forall y \text{ et } z \quad (3.59)$$

ou

$$D^g(x_0^-, y, z) \left. \frac{d}{dx} \phi^g(x, y, z) \right|_{x=x_0^-} = D^g(x_0^+, y, z) \left. \frac{d}{dx} \phi^g(x, y, z) \right|_{x=x_0^+} \quad \forall y \text{ et } z. \quad (3.60)$$

Soit maintenant le produit scalaire de  $\mathbf{J}^g$  avec  $\mathbf{N}$  à un certain point  $\mathbf{r}$  situé sur la frontière du réacteur permettant de définir les courants entrant  $J_g^-$  et sortant  $J_g^+$  (où l'identifiant de groupe,  $g$ , a été mis en indice afin de simplifier la notation) du réacteur à ce point

$$\mathbf{J}^g(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}) = J_g^+(\mathbf{r}) - J_g^-(\mathbf{r}) \quad (3.61)$$

où  $\mathbf{N}$  est un vecteur unitaire, normal à la frontière et pointant vers l'extérieur du réacteur. En se mettant dans l'approximation du flux linéairement anisotrope, les courants  $J_g^-(\mathbf{r})$  et  $J_g^+(\mathbf{r})$  sont donnés par

$$J_g^-(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} \phi^g(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} \mathbf{J}^g(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}) \quad (3.62)$$

$$J_g^+(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} \phi^g(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \mathbf{J}^g(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}). \quad (3.63)$$

L'albédo au point  $\mathbf{r}$  est défini comme

$$\beta^g(\mathbf{r}) = \frac{J_g^-(\mathbf{r})}{J_g^+(\mathbf{r})}. \quad (3.64)$$

En substituant  $J_g^-(\mathbf{r})$  et  $J_g^+(\mathbf{r})$  par les expressions données aux équations (3.62) et (3.63) et ensuite, en substituant  $\mathbf{J}^g(\mathbf{r})$  par l'expression donnée à l'équation (3.55), l'équation (3.64) devient

$$D^g(\mathbf{r}) \nabla \phi^g(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta(\mathbf{r})}{1 + \beta(\mathbf{r})} \phi^g(\mathbf{r}) = 0. \quad (3.65)$$

Le même albédo est utilisé pour tous les groupes d'énergie, donc  $\beta^g(\mathbf{r})$  est simplement écrit  $\beta(\mathbf{r})$ . Des conditions aux frontières de courant entrant nul ( $J_g^-(\mathbf{r}) = 0$ ) sont obtenues en posant  $\beta(\mathbf{r}) = 0$ .

### 3.3 Approche stochastique

#### 3.3.1 Fondements mathématiques

Cette section a pour but de présenter brièvement les fondements mathématiques soutenant la méthode Monte Carlo. Ces fondements ainsi que des exemples pertinents aidant à la compréhension peuvent être trouvés dans Carter et Cashwell (1975).

Soit  $p(x)$  une densité de probabilité définie de sorte que  $p(x) dx$  représente la probabilité que la variable  $x$  ait une valeur comprise entre  $x$  et  $x + dx$ . Cette densité de probabilité est normalisée de manière à ce que l'intégration de  $p(x)$  sur tout le domaine de  $x$  soit égale à 1

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1. \quad (3.66)$$

Soit aussi une fonction de répartition  $P(x)$  donnée par

$$P(x) = \int_{-\infty}^x p(x') dx' \quad (3.67)$$

représentant la probabilité que la variable  $x'$  soit inférieure à une certaine valeur  $x$  donnée. Les règles de *tirage* en Monte Carlo s'établissent en égalant cette fonction de répartition à un nombre aléatoire  $r$  uniformément distribué dans l'intervalle  $[0, 1[$

$$P(x) = r \quad (3.68)$$

et selon la méthode d'inversion,

$$x = P^{-1}(r). \quad (3.69)$$

La notion de tirage réfère donc à un processus dans lequel un nombre aléatoire  $r$  est tout d'abord obtenu d'un générateur de nombres aléatoires. Ensuite, une valeur pour  $x$  est déterminée à partir de l'équation (3.69).

#### 3.3.2 Algorithme de simulation

Dans la méthode Monte Carlo, les neutrons sont suivis individuellement à partir de leur apparition dans le système jusqu'à leur disparition. La figure 3.2 présente un exemple typique d'algorithme permettant la simulation du transport des neutrons en Monte Carlo. Les principales étapes de cet algorithme sont décrites dans les paragraphes suivants. Les densités de probabilité décrivant la physique des interactions neutron - noyau et les règles de tirage qui en découlent deviennent rapidement assez complexes et ne seront pas, pour la plupart,

reproduites ici. La manière exacte dont les interactions neutron - noyau sont traitées dépend du code. Par exemple, celles utilisées dans SERPENT sont présentées en partie dans Leppänen (2007) et celles utilisées dans MCNP5 sont présentées avec beaucoup de détails dans X-5 Monte Carlo team (2003).

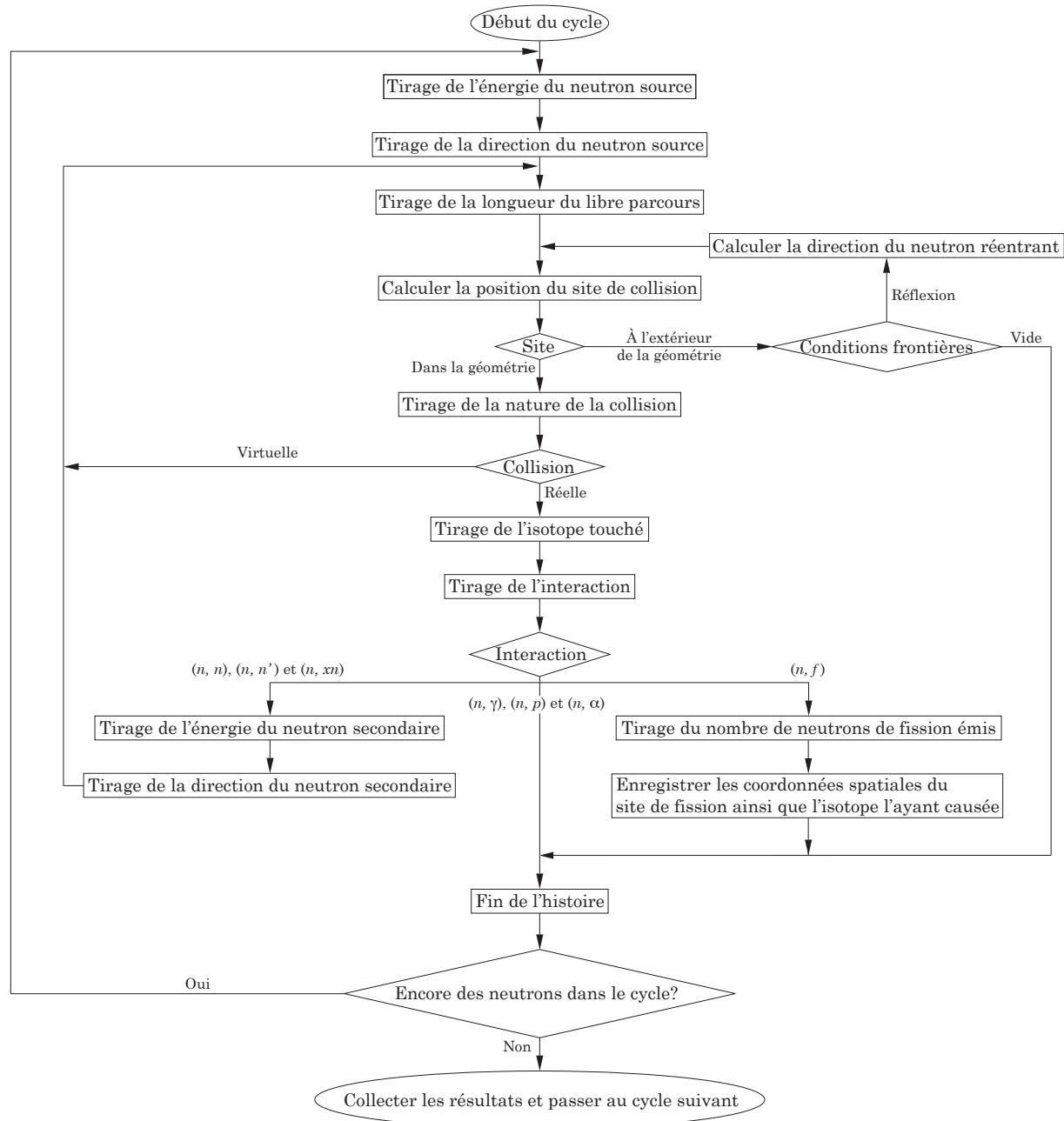


Figure 3.2 Algorithme de simulation avec méthode de Woodcock

Les neutrons sources apparaissent dans le système à la suite de réactions de fission ayant pris place dans le cycle précédent. Pour un neutron source donné, la simulation commence par le tirage de son énergie  $E$  et de sa direction de déplacement  $\Omega$ .

L'étape suivante consiste à tirer la longueur  $L$  du libre parcours du neutron (distance parcourue entre deux collisions). Il peut être démontré que, dans un milieu homogène, cette longueur est donnée par

$$L = -\frac{\ln(r)}{\Sigma} \quad (3.70)$$

où  $r$  est le nombre aléatoire tiré et  $\Sigma$  est la section efficace macroscopique totale du milieu (Carter et Cashwell, 1975). En pratique, les neutrons se déplacent dans des systèmes hétérogènes contenant plusieurs milieux homogènes. Afin de démontrer en quoi cela complique les choses, reprenons un exemple discuté dans Leppänen (2007).

Supposons que le neutron se situe initialement dans un premier milieu homogène de section efficace macroscopique totale  $\Sigma_1$  et que la longueur du libre parcours tirée à partir de l'équation (3.70) avec  $\Sigma_1$  est  $L_1$ . Supposons également que la distance maximale pouvant être parcourue dans ce milieu (dans la direction de déplacement du neutron) est  $d$  et qu'au delà de  $d$  se trouve un deuxième milieu homogène de section efficace macroscopique totale  $\Sigma_2$ . Si  $L_1 > d$ , le neutron n'entre pas en collision avec un noyau du premier milieu et poursuit son chemin dans le deuxième milieu. La distance parcourue par le neutron dans le deuxième milieu peut être obtenue de deux manières. La première manière consiste à ajuster la longueur  $L_2$  du libre parcours dans le deuxième milieu à partir de la distance  $L_1 - d$  non parcourue dans le premier milieu. Dans ce cas,

$$L_2 = (L_1 - d) \frac{\Sigma_1}{\Sigma_2}. \quad (3.71)$$

La deuxième manière consiste à oublier ce qu'il s'est produit avant l'arrivée à la surface du deuxième milieu et à tirer une nouvelle longueur de libre parcours à partir de l'équation (3.70) avec  $\Sigma_2$  et avec un nouveau nombre aléatoire. Dans les deux cas, la distance  $d$  doit être calculée. Cette tâche devient rapidement complexe puisque cette distance dépend de la forme de la surface traversée, de la position initiale du neutron et de la direction de déplacement de celui-ci. Cette tâche exige aussi un temps de calcul non négligeable surtout lorsque le neutron traverse plusieurs milieux avant d'entrer en collision avec un noyau.

La méthode de Woodcock aussi connue sous le nom de *delta-tracking* est une technique de rejet permettant de tirer la longueur du libre parcours sans avoir à prendre en compte la

variation des propriétés nucléaires le long de la trajectoire du neutron (et ainsi, sans avoir à calculer les distances séparant les milieux et sans avoir à ajuster la longueur du libre parcours à chaque fois que le neutron entre dans un nouveau milieu). Selon cette méthode, la longueur du libre parcours est obtenue à partir de la relation suivante

$$L = -\frac{\ln(r)}{\Sigma_{\max}} \quad (3.72)$$

où  $\Sigma_{\max}$  est la section efficace macroscopique totale la plus élevée parmi celles trouvées dans le système. Il n'y a qu'une seule valeur de  $\Sigma_{\max}$  pour un système donné. Ainsi,  $L$  ne dépend plus du milieu puisque, pour tous les tirages, la même valeur de  $\Sigma_{\max}$  est utilisée peu importe où se trouve le neutron. Dans l'algorithme présenté à la figure 3.2, la longueur du libre parcours est déterminée à partir de l'équation (3.72).

Le neutron est ensuite déplacé au site de collision potentielle. Le neutron initialement situé au point  $\mathbf{r}$  se trouvera après le déplacement au point  $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + L\boldsymbol{\Omega}$ . Si le point  $\mathbf{r}'$  se situe à l'extérieur de la géométrie, les conditions aux frontières seront appliquées sur le neutron. Par exemple, des conditions aux frontières de réflexion (spéculaire) nécessitent le calcul de la direction de déplacement du neutron réentrant avant que celui-ci puisse poursuivre son chemin dans le système. Des conditions aux frontières de vide mènent à la fin de l'histoire de ce neutron.

Si le point  $\mathbf{r}'$  se situe à l'intérieur de la géométrie, le tirage de la nature de la collision doit tout d'abord être exercé. La collision est virtuelle ou réelle dépendamment du nombre aléatoire tiré (Hébert, 2009), c'est-à-dire

$$r \begin{cases} \leq \frac{\Sigma_{\max} - \Sigma}{\Sigma_{\max}} & \text{collision virtuelle;} \\ > \frac{\Sigma_{\max} - \Sigma}{\Sigma_{\max}} & \text{collision réelle;} \end{cases} \quad (3.73)$$

où  $\Sigma$  est la section efficace macroscopique totale au point  $\mathbf{r}'$ . La collision virtuelle n'a aucun effet sur l'état du neutron ; il n'interagit pas avec un noyau du milieu et son énergie ainsi que sa direction de déplacement sont conservées. La collision virtuelle, introduite par la méthode de Woodcock, mène simplement au tirage d'une nouvelle longueur du libre parcours afin de déplacer le neutron au site de collision potentielle suivant situé au point  $\mathbf{r}'' = \mathbf{r}' + L\boldsymbol{\Omega}$  où ici  $L$  est la nouvelle longueur tirée. Le neutron avance pas à pas dans le système jusqu'à ce qu'une collision réelle soit tirée.

Si la collision est réelle, l'isotope touché et l'interaction ayant lieu avec celui-ci sont tirés. Ces tirages sont réalisés de la manière suivante (Brown, 2009). Soit un milieu contenant  $I$  isotopes de natures différentes. La section efficace macroscopique totale de ce milieu est

$$\Sigma = \sum_{i=1}^I N_i \sigma_i \quad (3.74)$$

où  $N_i$  et  $\sigma_i$  sont respectivement la concentration et la section efficace microscopique totale de l'isotope  $i$ . La probabilité de toucher l'isotope  $i$  est

$$p_i = \frac{N_i \sigma_i}{\Sigma} \quad \forall i. \quad (3.75)$$

L'isotope  $k$  est touché si

$$P_{k-1} < r \leq P_k \quad (3.76)$$

où

$$P_k = \sum_{i=1}^k p_i \quad \text{avec } P_0 = 0. \quad (3.77)$$

L'interaction est tirée de la même manière, mais en utilisant

$$p_x = \frac{\sigma_x}{\sigma} \quad \forall x, \quad (3.78)$$

la probabilité que l'interaction  $x$  ait lieu, où

$$\sigma = \sum_{x=1}^X \sigma_x \quad (3.79)$$

est la section efficace microscopique totale de l'isotope tiré en considérant que  $X$  interactions différentes sont possibles pour celui-ci.

Les neutrons secondaires apparaissant par diffusion élastique  $(n, n)$ , diffusion inélastique  $(n, n')$  ou à la suite d'une réaction  $(n, xn)$  sont émis dans le système avec une énergie et une direction de déplacement obtenues de tirages caractérisés par la physique de l'interaction mise en jeu. La capture radiative  $(n, \gamma)$ , la transmutation  $(n, p)$  et  $(n, \alpha)$  ainsi que la fission  $(n, f)$  mènent à la fin de l'histoire du neutron. Dans le cas de la fission, le nombre de neutrons de fission émis est tiré et les coordonnées spatiales du site de fission ainsi que la nature de l'isotope l'ayant causée sont enregistrées.

Lors d'un calcul de criticité, la simulation procède par cycles. Un cycle prend fin lorsque tous les neutrons sources et secondaires ont vécu leur histoire (ont été absorbés ou ont fui le système).

### 3.3.3 Estimation des résultats

Même si la méthode Monte Carlo ne fournit pas directement de solution pour le flux, elle permet l'évaluation de toutes grandeurs intégrales de type

$$R = \int_V d^3r \int_E dE f(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E). \quad (3.80)$$

$f(\mathbf{r}, E)$  est une fonction réponse pouvant être mise égale à une section efficace macroscopique si l'objectif est d'obtenir un taux de réactions. Une simulation Monte Carlo peut être comparée à une vraie expérience. Ainsi, la façon la plus directe d'évaluer la grandeur  $R$  de l'équation (3.80) pour une fonction réponse donnée est de compter l'occurrence de l'événement d'intérêt au cours de la simulation, par exemple, le nombre de fissions dans le combustible. Cette stratégie permet de définir l'estimateur analogue du facteur de multiplication

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{nombre de neutrons sources au cycle } n+1}{\text{nombre de neutrons sources au cycle } n} \quad (3.81)$$

où le nombre de neutrons sources au cycle  $n+1$  se trouve à être le nombre de neutrons de fission émis au cycle  $n$ .

Une autre stratégie consiste à compter le nombre de collisions  $N_{\text{coll}}^r$  encourues pendant la simulation et à déduire les grandeurs d'intérêt à partir de ce nombre. Ce comptage peut être limité à un certain volume de l'espace et à une certaine plage en énergie.  $N_{\text{coll}}^r$  représente en d'autres mots le nombre total de réactions et, à la lumière de l'équation (3.80), le flux peut être estimé à partir de

$$\phi = \frac{N_{\text{coll}}^r}{\Sigma} \quad (3.82)$$

où  $\Sigma$  est une section efficace macroscopique totale. Il en résulte que le taux de réactions d'une réaction  $x$  peut être estimé à partir de

$$R_x = N_{\text{coll}}^r \frac{\Sigma_x}{\Sigma}. \quad (3.83)$$

Cette stratégie permet de définir un estimateur implicite (non analogue) du facteur de multiplication

$$k_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{coll}}^r \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma}}{N_{\text{coll}}^r \frac{\Sigma_a}{\Sigma} + N_{\text{fuites}}} \quad (3.84)$$

avec  $N_{\text{fuites}}$  le nombre de fuites. Une fuite est encourue à chaque fois qu'un neutron sort du système via les frontières de flux réentrant nul (conditions aux frontières de vide).

Le paragraphe précédent présente le cas où seules les collisions réelles sont considérées (d'où l'exposant  $r$  de  $N_{\text{coll}}^r$ ). Avec la méthode de Woodcock, il est possible de compter le nombre de collisions réelles et virtuelles  $N_{\text{coll}}^{r+v}$ . Dans ce cas, les équations (3.82) à (3.84) s'expriment de la même façon, mais avec  $N_{\text{coll}}^{r+v}$  et  $\Sigma_{\text{max}}$  au lieu de  $N_{\text{coll}}^r$  et  $\Sigma$ .

### 3.3.4 Collecte des résultats

À chaque cycle, les grandeurs d'intérêt sont estimées. D'un cycle à l'autre, les résultats sont toujours différents puisque la simulation fait appel à des nombres aléatoires. L'exécution de plusieurs cycles permet premièrement d'obtenir des résultats moyens et deuxièmement d'évaluer l'erreur statistique commise.

Soit  $X_n$  la valeur estimée d'une grandeur  $X$  au cycle  $n$ . Après  $N$  cycles, la valeur moyenne de  $X$  est

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X_n. \quad (3.85)$$

$\bar{X}$  est généralement accompagnée d'une erreur statistique relative

$$E(\bar{X}) = \frac{\sigma(\bar{X})}{\bar{X}} \quad (3.86)$$

où l'écart-type  $\sigma(\bar{X})$  se calcul à partir de

$$\sigma(\bar{X}) = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \left[ \sum_{n=1}^N X_n^2 - \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N X_n \right)^2 \right]}. \quad (3.87)$$

Les résultats sont souvent donnés sous la forme  $\bar{X} \pm \sigma(\bar{X})$ .

La loi des grands nombres stipule que l'écart-type tend vers zéro lorsque  $N$  tend vers l'infini. En pratique, l'erreur statistique relative diminue en  $1/\sqrt{H}$  où  $H$  est le nombre total



d'histoires, c'est-à-dire le nombre de cycles multiplié par le nombre de neutrons sources par cycle. Ainsi, pour diminuer l'erreur statistique relative d'un facteur  $x$ , le nombre d'histoires doit être multiplié par  $x^2$ . De plus, le théorème central limite assure, pour un grand  $N$ , que  $\bar{X}$  est distribuée de manière gaussienne.

## CHAPITRE 4 MÉTHODE DE COUPLAGE 2D-1D

Ce chapitre est le premier de quatre qui répondent au premier objectif de recherche qui, rappelons le, est d'établir, pour le réacteur refroidi à eau supercritique canadien, une stratégie de simulation en transport neutronique capable de prendre en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long d'un canal dans le but de calculer, en prenant en compte le plus fidèlement possible la physique du problème, les profils de propriétés neutroniques moyennes le long d'un canal et ce, avec la contrainte d'éviter les calculs en trois dimensions.

La méthode de couplage 2D-1D, aussi appelée méthode fusion 2D-1D (Lee et Cho, 2006), a le potentiel de répondre simultanément à cet objectif et à cette contrainte. Cette méthode est implémentée dans les codes DeCART (Hursin, 2010; Cho et Joo, 2006; Cho *et al.*, 2007), CHAPELET-3D (Kosaka et Takeda, 2004), CRX (Cho *et al.*, 2002) et AGENT (Hursin *et al.*, 2006) ainsi que dans le solveur MICADO (Févotte et Lathuillère, 2013) avec plus ou moins de variantes dépendamment des approximations faites au cours de la procédure de calculs. Les performances de cette méthode ont été démontrées avec succès par Joo *et al.* (2004) par exemple.

Ce chapitre se divise en deux parties. La première partie présente la méthode de couplage 2D-1D. La deuxième partie présente comment cette méthode a été adaptée au canal de combustible étudié dans ce projet de recherche.

### 4.1 Présentation de la méthode de couplage 2D-1D

La méthode de couplage 2D-1D permet la résolution de l'équation de transport pour un cœur entier sans avoir à faire de calcul direct en trois dimensions. Comme le montre la figure 4.1, le principe de la méthode est simple. Le cœur est discrétisé de manière cartésienne en un certain nombre de plans et de colonnes. L'équation de transport en deux dimensions est résolue pour chaque plan et l'équation de transport en une dimension est résolue pour chaque colonne. Le couplage entre les plans et les colonnes est assuré par des termes de fuites radiales et axiales déterminés respectivement lors des calculs de plans et de colonnes et pris en compte respectivement lors des calculs de colonnes et de plans.

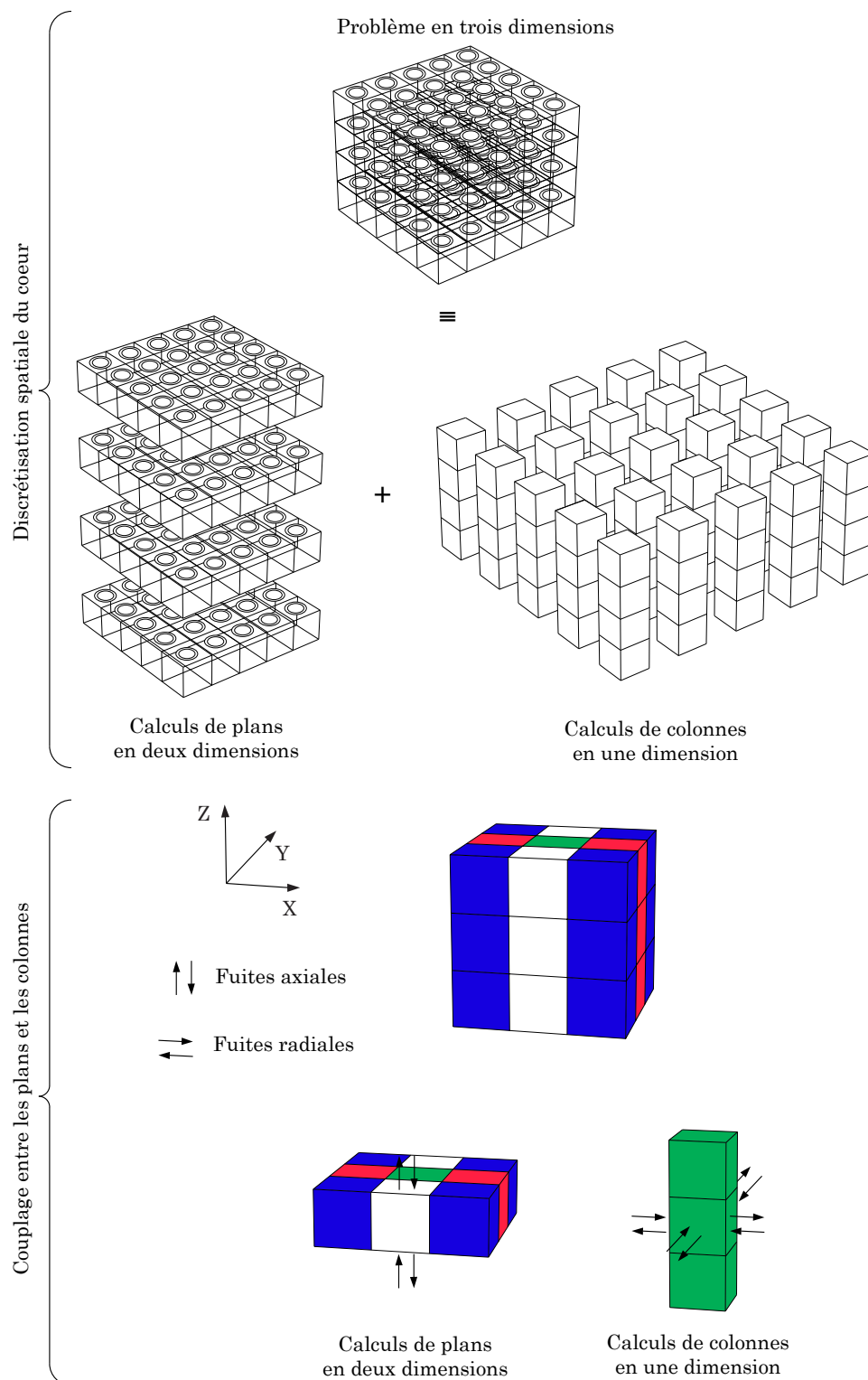


Figure 4.1 Principe de la méthode de couplage 2D-1D

#### 4.1.1 Découplage partiel des composantes radiale et axiale du flux

Soit l'équation de transport à l'état stationnaire présentée à l'équation (2.29). Pour une énergie  $E$  et une direction de déplacement  $\mathbf{\Omega}$  données, l'équation spatiale à résoudre est, en coordonnées cartésiennes,

$$\mu \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial x} + \eta \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial y} + \xi \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial z} + \Sigma(x, y, z) \psi(x, y, z) = q(x, y, z) \quad (4.1)$$

où  $\mathbf{\Omega} = \mu \mathbf{i} + \eta \mathbf{j} + \xi \mathbf{k}$  d'après la figure 2.2 et où  $\psi(x, y, z)$ ,  $\Sigma(x, y, z)$  et  $q(x, y, z)$  sont le flux angulaire, la section efficace macroscopique totale et le terme source (incluant le terme source de diffusion et celui de fission) au point  $(x, y, z)$ .

Pour tout point  $(x, y, z)$ , la composante radiale du flux  $\psi_R$  (dans le plan  $X - Y$ ) et la composante axiale du flux  $\psi_A$  (le long de l'axe  $Z$ ) peuvent être partiellement découplées en reformulant l'équation (4.1) en un système de trois équations (Févotte et Lathuilière, 2013)

$$\mu \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial x} + \eta \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial y} + \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) = q(x, y, z) - \xi \frac{\partial \psi_A(x, y, z)}{\partial z} \quad (4.2a)$$

$$\xi \frac{\partial \psi_A(x, y, z)}{\partial z} + \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) = q(x, y, z) - \mu \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial x} - \eta \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial y} \quad (4.2b)$$

$$\psi_R(x, y, z) = \psi_A(x, y, z). \quad (4.2c)$$

Pour tout point  $z$ , l'équation (4.2a) est l'expression courante de l'équation de transport à l'état stationnaire en deux dimensions, d'inconnue  $\psi_R$  et contenant un terme source modifié par un terme représentant les fuites axiales. De même, pour tout point  $(x, y)$ , l'équation (4.2b) est l'expression courante de l'équation de transport à l'état stationnaire en une dimension, d'inconnue  $\psi_A$  et contenant un terme source modifié par un terme représentant les fuites radiales. L'équation (4.2c) assure que la solution en deux dimensions et celle en une dimension sont équivalentes en tout point ce qui est normalement observé pour la solution globale en trois dimensions.

#### Détermination de l'équation en 2D à résoudre dans un plan

Soit un plan  $k$  situé entre les points  $z_{k-1/2}$  et  $z_{k+1/2}$ . Intégrons l'équation (4.2a) le long de l'axe  $Z$  sur le domaine axial du plan  $k$  et divisons tous les termes de l'équation par l'épaisseur

du plan  $\Delta_k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \mu \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial x} dz + \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \eta \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial y} dz \\
& + \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) dz \\
& = \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} q(x, y, z) dz - \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \xi \frac{\partial \psi_A(x, y, z)}{\partial z} dz. \quad (4.3)
\end{aligned}$$

Afin de simplifier l'écriture des termes faisant intervenir  $\psi_R(x, y, z)$ , posons

$$\psi_{R,k}(x, y) = \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \psi_R(x, y, z) dz. \quad (4.4)$$

En considérant la définition donnée à l'équation (4.4), la simplification de l'écriture des deux premiers termes du membre de gauche de l'équation (4.3) est directe et ne nécessite pas plus de détails (voir le résultat de cette simplification à l'équation (4.10)). L'écriture du troisième terme du membre de gauche de l'équation (4.3) se simplifie en effectuant les manipulations mathématiques suivantes

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) dz &= \frac{\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) dz}{\psi_{R,k}(x, y)} \psi_{R,k}(x, y) \\
&= \frac{\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) dz}{\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \psi_R(x, y, z) dz} \psi_{R,k}(x, y) \\
&= \Sigma_k(x, y) \psi_{R,k}(x, y) \quad (4.5)
\end{aligned}$$

où

$$\Sigma_k(x, y) = \frac{\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_R(x, y, z) dz}{\frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \psi_R(x, y, z) dz}. \quad (4.6)$$

Pour le premier terme du membre de droite de l'équation (4.3), posons

$$q_k(x, y) = \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} q(x, y, z) dz. \quad (4.7)$$

L'intégration du tout dernier terme de l'équation (4.3) peut être réalisée directement

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \xi \frac{\partial \psi_A(x, y, z)}{\partial z} dz &= \frac{\xi}{\Delta_k} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} d\psi_A(x, y, z) \\ &= \frac{\xi}{\Delta_k} \psi_A(x, y, z) \Big|_{z=z_{k-1/2}}^{z=z_{k+1/2}} \\ &= \frac{\xi}{\Delta_k} [\psi_A(x, y, z)|_{z=z_{k+1/2}} - \psi_A(x, y, z)|_{z=z_{k-1/2}}] \\ &= \frac{\xi}{\Delta_k} [\psi_{A,k+1/2}(x, y) - \psi_{A,k-1/2}(x, y)] \end{aligned} \quad (4.8)$$

où

$$\psi_{A,k\pm 1/2}(x, y) = \psi_A(x, y, z)|_{z=z_{k\pm 1/2}}. \quad (4.9)$$

Ainsi, l'équation de transport à l'état stationnaire en deux dimensions à résoudre dans le plan  $k$  est, en utilisant une notation simplifiée,

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \psi_{R,k}(x, y)}{\partial x} + \eta \frac{\partial \psi_{R,k}(x, y)}{\partial y} + \Sigma_k(x, y) \psi_{R,k}(x, y) \\ = q_k(x, y) - \frac{\xi}{\Delta_k} [\psi_{A,k+1/2}(x, y) - \psi_{A,k-1/2}(x, y)] \end{aligned} \quad (4.10)$$

Les équations (4.4), (4.6) et (4.7) rappellent la procédure d'homogénéisation spatiale flux-volume présentée à la section 3.1.4. Ainsi,  $\psi_{R,k}(x, y)$ ,  $\Sigma_k(x, y)$  et  $q_k(x, y)$  sont la composante radiale du flux, la section efficace macroscopique totale et le terme source au point  $(x, y)$  moyennés sur le domaine axial du plan  $k$ .  $\psi_{A,k+1/2}(x, y)$  et  $\psi_{A,k-1/2}(x, y)$  sont les composantes axiales du flux aux frontières du plan  $k$  au point  $(x, y)$ .

### Détermination de l'équation en 1D à résoudre dans une colonne

Un traitement similaire est réalisé afin de déterminer l'équation de transport à l'état stationnaire en une dimension à résoudre dans une colonne. Soit une colonne  $ij$  située entre les points  $x_{i-1/2}$ ,  $x_{i+1/2}$ ,  $y_{j-1/2}$  et  $y_{j+1/2}$ . Intégrons l'équation (4.2b) le long des axes  $X$  et  $Y$  sur le domaine radial de la colonne  $ij$  et divisons tous les termes de l'équation par la largeur

$\Delta_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$  et la profondeur  $\Delta_j = y_{j+1/2} - y_{j-1/2}$  de la colonne

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \xi \frac{\partial \psi_A(x, y, z)}{\partial z} dy dx + \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) dy dx \\
&= \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} q(x, y, z) dy dx - \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \mu \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial x} dy dx \\
&\quad - \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \eta \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial y} dy dx. \quad (4.11)
\end{aligned}$$

Afin de simplifier l'écriture des termes faisant intervenir  $\psi_A(x, y, z)$ , posons

$$\psi_{A,ij}(z) = \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_A(x, y, z) dy dx. \quad (4.12)$$

En considérant la définition donnée à l'équation (4.12), la simplification de l'écriture du premier terme de l'équation (4.11) est directe et ne nécessite pas plus de détails (voir le résultat de cette simplification à l'équation (4.22)). L'écriture du deuxième terme du membre de gauche de l'équation (4.11) se simplifie en effectuant les manipulations mathématiques suivantes

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) dy dx \\
&= \frac{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) dy dx}{\psi_{A,ij}(z)} \psi_{A,ij}(z) \\
&= \frac{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) dy dx}{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_A(x, y, z) dy dx} \psi_{A,ij}(z) \\
&= \Sigma_{ij}(z) \psi_{A,ij}(z) \quad (4.13)
\end{aligned}$$

où

$$\Sigma_{ij}(z) = \frac{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma(x, y, z) \psi_A(x, y, z) dy dx}{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_A(x, y, z) dy dx}. \quad (4.14)$$

Pour le premier terme du membre de droite de l'équation (4.11), posons

$$q_{ij}(z) = \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} q(x, y, z) dy dx. \quad (4.15)$$

Pour les deux derniers termes de l'équation (4.11), au moins une des deux intégrations peut être réalisée directement

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \mu \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial x} dy dx \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i \Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} dy \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} d\psi_R(x, y, z) \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i \Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} dy \psi_R(x, y, z) \Big|_{x=x_{i-1/2}}^{x=x_{i+1/2}} \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i \Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} dy [\psi_R(x, y, z)|_{x=x_{i+1/2}} - \psi_R(x, y, z)|_{x=x_{i-1/2}}] \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i \Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} dy [\psi_{R,i+1/2}(y, z) - \psi_{R,i-1/2}(y, z)] \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i} \left[ \frac{1}{\Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_{R,i+1/2}(y, z) dy - \frac{1}{\Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_{R,i-1/2}(y, z) dy \right] \\ &= \frac{\mu}{\Delta_i} [\psi_{R,i+1/2,j}(z) - \psi_{R,i-1/2,j}(z)] \end{aligned} \quad (4.16)$$

où

$$\psi_{R,i\pm 1/2}(y, z) = \psi_R(x, y, z)|_{x=x_{i\pm 1/2}} \quad (4.17)$$

$$\psi_{R,i\pm 1/2,j}(z) = \frac{1}{\Delta_j} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_{R,i\pm 1/2}(y, z) dy \quad (4.18)$$

et

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \eta \frac{\partial \psi_R(x, y, z)}{\partial y} dy dx \\ &= \frac{\eta}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dx \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} d\psi_R(x, y, z) \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
&= \frac{\eta}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dx \, \psi_R(x, y, z) \Big|_{y=y_{j-1/2}}^{y=y_{j+1/2}} \\
&= \frac{\eta}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dx \, [\psi_R(x, y, z)|_{y=y_{j+1/2}} - \psi_R(x, y, z)|_{y=y_{j-1/2}}] \\
&= \frac{\eta}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} dx \, [\psi_{R,j+1/2}(x, z) - \psi_{R,j-1/2}(x, z)] \\
&= \frac{\eta}{\Delta_j} \left[ \frac{1}{\Delta_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \psi_{R,j+1/2}(x, z) dx - \frac{1}{\Delta_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \psi_{R,j-1/2}(x, z) dx \right] \\
&= \frac{\eta}{\Delta_j} [\psi_{R,i,j+1/2}(z) - \psi_{R,i,j-1/2}(z)] \tag{4.19}
\end{aligned}$$

où

$$\psi_{R,j\pm 1/2}(x, z) = \psi_R(x, y, z)|_{y=y_{j\pm 1/2}} \tag{4.20}$$

$$\psi_{R,i,j\pm 1/2}(z) = \frac{1}{\Delta_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \psi_{R,j\pm 1/2}(x, z) dx. \tag{4.21}$$

Ainsi, l'équation de transport à l'état stationnaire en une dimension à résoudre dans la colonne  $ij$  est, en utilisant une notation simplifiée,

$$\begin{aligned}
&\xi \frac{d\psi_{A,ij}(z)}{dz} + \Sigma_{ij}(z) \psi_{A,ij}(z) \\
&= q_{ij}(z) - \frac{\mu}{\Delta_i} [\psi_{R,i+1/2,j}(z) - \psi_{R,i-1/2,j}(z)] - \frac{\eta}{\Delta_j} [\psi_{R,i,j+1/2}(z) - \psi_{R,i,j-1/2}(z)]. \tag{4.22}
\end{aligned}$$

Les équations (4.12), (4.14) et (4.15) mettent en évidence le fait que  $\psi_{A,ij}(z)$ ,  $\Sigma_{ij}(z)$  et  $q_{ij}(z)$  sont la composante axiale du flux, la section efficace macroscopique totale et le terme source au point  $z$  moyennés sur le domaine radial de la colonne  $ij$ .  $\psi_{R,i+1/2,j}(z)$ ,  $\psi_{R,i-1/2,j}(z)$ ,  $\psi_{R,i,j+1/2}(z)$  et  $\psi_{R,i,j-1/2}(z)$  sont les composantes radiales des flux moyens aux frontières de la colonne  $ij$  au point  $z$ .

#### 4.1.2 Algorithme de calcul de la méthode de couplage 2D-1D

Il est naturel de résoudre le système d'équations (4.2) de manière itérative puisque les fuites axiales doivent être connues afin de pouvoir résoudre l'équation de transport en deux dimensions dans les plans et puisque les fuites radiales doivent être connues afin de pouvoir résoudre l'équation de transport en une dimension dans les colonnes. Le système d'équations

à résoudre, pour une itération  $n$  donnée (Févotte et Lathuilière, 2013), est

$$\mu \frac{\partial \psi_R^n(x, y, z)}{\partial x} + \eta \frac{\partial \psi_R^n(x, y, z)}{\partial y} + \Sigma(x, y, z) \psi_R^n(x, y, z) = q(x, y, z) - \xi \frac{\partial \psi_A^{n-1}(x, y, z)}{\partial z} \quad (4.23a)$$

$$\xi \frac{\partial \psi_A^n(x, y, z)}{\partial z} + \Sigma(x, y, z) \psi_A^n(x, y, z) = q(x, y, z) - \mu \frac{\partial \psi_R^n(x, y, z)}{\partial x} - \eta \frac{\partial \psi_R^n(x, y, z)}{\partial y} \quad (4.23b)$$

$$|\psi_R^n(x, y, z) - \psi_A^n(x, y, z)| \rightarrow 0. \quad (4.23c)$$

La figure 4.2 présente un exemple d'algorithme permettant le calcul d'un cœur entier selon la méthode de couplage 2D-1D.

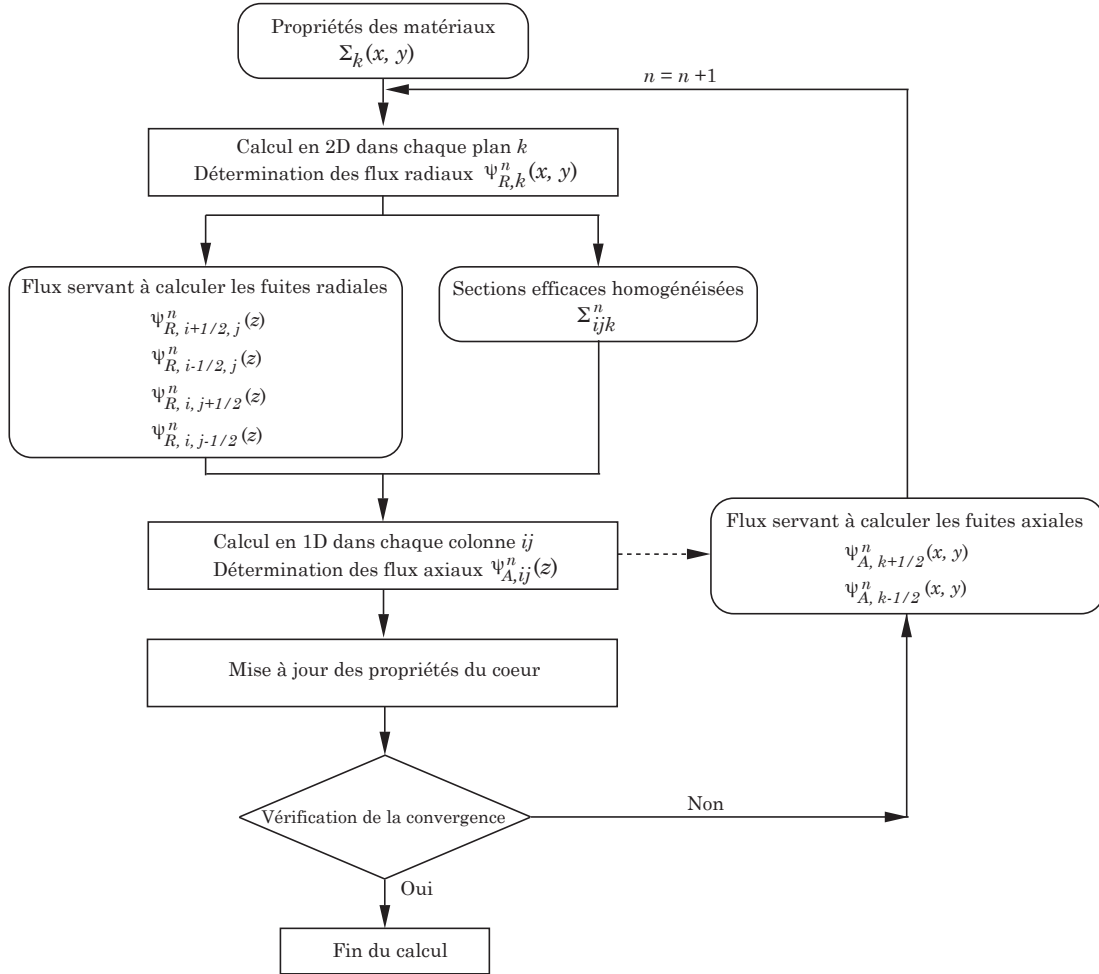


Figure 4.2 Algorithme de calcul de la méthode de couplage 2D-1D

En pratique, les profils axiaux des conditions des matériaux sont constants par plan, c'est-à-dire qu'à l'intérieur de chaque plan,  $\Sigma(x, y, z)$  est constante en  $z$ , mais varie en  $x$  et en  $y$ . De ce fait, l'homogénéisation spatiale de  $\Sigma(x, y, z)$  sur le domaine axial d'un plan (équation (4.6)) n'a pas d'effet. Ainsi, il n'est pas nécessaire de connaître la composante radiale du flux  $\psi_R(x, y, z)$  pour déterminer  $\Sigma_k(x, y)$ . Toutefois, afin de préserver l'essence de la définition de  $\Sigma_k(x, y)$ , les conditions choisies doivent être représentatives des conditions moyennes des plans. Évidemment, un nombre élevé de plans permet de mieux suivre les profils axiaux des conditions des matériaux.

Les calculs débutent par la résolution de l'équation de transport en deux dimensions (équation (4.10)) dans tous les plans en géométrie exacte. Les distributions de flux radial  $\psi_{R,k}(x, y)$  ainsi obtenues dans les plans permettent de déterminer les flux  $\psi_{R,i+1/2,j}(z)$ ,  $\psi_{R,i-1/2,j}(z)$ ,  $\psi_{R,i,j+1/2}(z)$  et  $\psi_{R,i,j-1/2}(z)$  servant à calculer les fuites radiales à appliquer aux colonnes.  $\Sigma_{ij}(z)$  (équation (4.14)) doit aussi être déterminée pour chaque colonne.  $\Sigma_{ij}(z)$  dépend de la composante axiale du flux  $\psi_A(x, y, z)$  qui est inconnue à cette étape de la boucle de calculs. En pratique, ce problème est contourné en estimant  $\psi_A(x, y, z)$  à partir des  $\psi_{R,k}(x, y)$  qui viennent tout juste d'être calculés dans les plans. Ainsi, les sections efficaces macroscopiques le long des colonnes sont en pratique déterminées comme suit

$$\Sigma_{ijk} = \frac{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma_k(x, y) \psi_{R,k}(x, y) dy dx}{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \psi_{R,k}(x, y) dy dx}. \quad (4.24)$$

Les calculs se poursuivent avec la résolution de l'équation de transport en une dimension (équation (4.22)) dans toutes les colonnes homogènes par parties. Au niveau des colonnes, les volumes  $ijk$  sont en effet rendus homogènes. Les distributions de flux axial  $\psi_{A,ij}(z)$  ainsi obtenues dans les colonnes permettent la détermination des flux  $\psi_{A,k+1/2}(x, y)$  et  $\psi_{A,k-1/2}(x, y)$  servant à calculer les fuites axiales à appliquer aux plans.

Un critère de convergence peut être posé sur les flux et/ou sur le facteur de multiplication du cœur. Si la convergence de la solution est atteinte à la suite des derniers calculs de colonnes, le calcul de cœur prend fin. Sinon, une nouvelle itération est enclenchée avec de nouveaux calculs de plans prenant en compte les fuites axiales calculées à l'itération précédente.

## 4.2 Stratégie de simulation proposée

### 4.2.1 Application de la méthode de couplage 2D-1D au canal de combustible étudié

La méthode de couplage 2D-1D présentée à la section 4.1 permet la résolution de l'équation de transport pour un cœur entier. Dans ce projet de recherche, la géométrie étudiée se limite à un seul canal de combustible. De ce fait, la stratégie de simulation proposée est dans un premier temps beaucoup plus simple que la méthode de couplage 2D-1D (figure 4.1) comme le présente la figure 4.3. Le canal est discrétisé de manière cartésienne en un certain nombre

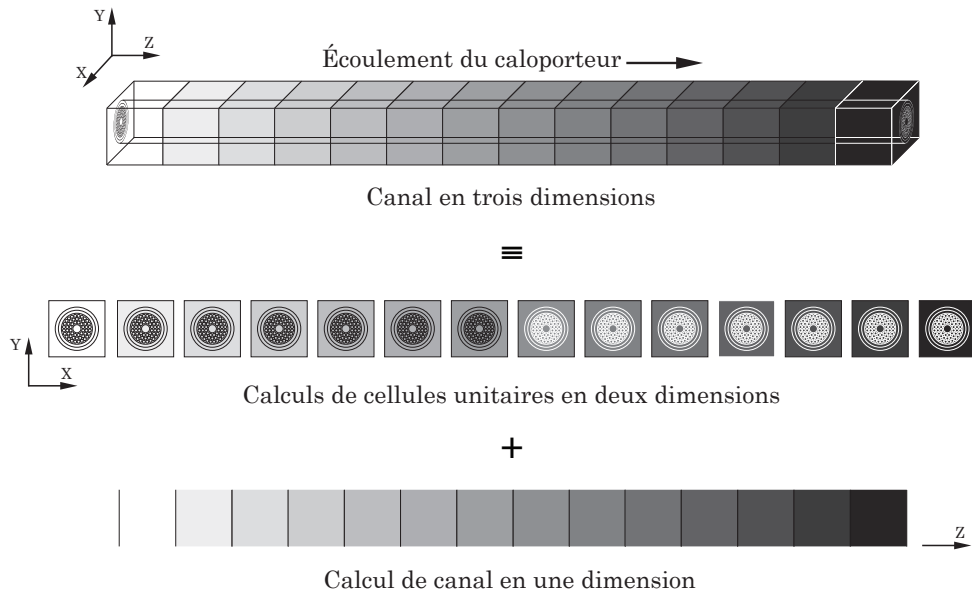


Figure 4.3 Principe de la stratégie de simulation proposée

de plans et en une seule colonne. Au chapitre 5, il sera démontré qu'un minimum de quatorze plans sont nécessaires pour représenter adéquatement le canal en trois dimensions selon les critères de discrétisation utilisés. L'équation de transport en deux dimensions est résolue pour chaque cellule unitaire (ou plan) et l'équation de transport en une dimension est résolue pour le canal en une dimension (ou colonne).

Ce projet de recherche s'intéresse uniquement aux effets axiaux (le long du canal). Afin d'éliminer les possibles effets radiaux, le canal étudié est mis en milieu infini radialement. Ce cas peut être représentatif d'un canal situé au centre du cœur si les canaux voisins à ce canal et lui-même sont approximativement dans le même état et si le cœur est suffisamment gros pour que les effets de bords radiaux soient peu importants. Un milieu infini radialement

signifie en d'autres mots qu'il n'y a pas de fuites radiales. L'équation de transport à l'état stationnaire en une dimension à résoudre dans le canal en une dimension se réduit à

$$\xi \frac{d\tilde{\psi}_{A,ij}(z)}{dz} + \tilde{\Sigma}_{ij}(z) \tilde{\psi}_{A,ij}(z) = \tilde{q}_{ij}(z) \quad (4.25)$$

où le symbole tilde marque le fait que cette équation se distingue de l'équation originale (équation (4.22)) en ne prenant pas en compte les fuites radiales puisqu'elles sont nulles dans le présent contexte. L'indice  $ij$  est conservé bien qu'il n'y ait vraiment qu'un seul canal dans la géométrie.

La méthode de couplage 2D-1D a été simplifiée davantage en ne réalisant que la première itération de l'algorithme de calcul (figure 4.2). Cela a pour effet de négliger les fuites axiales lors des calculs de cellules unitaires en deux dimensions. Dans ce cas, l'équation de transport à l'état stationnaire en deux dimensions à résoudre dans les cellules unitaires se réduit à

$$\mu \frac{\partial \tilde{\psi}_{R,k}(x, y)}{\partial x} + \eta \frac{\partial \tilde{\psi}_{R,k}(x, y)}{\partial y} + \Sigma_k(x, y) \tilde{\psi}_{R,k}(x, y) = \tilde{q}_k(x, y). \quad (4.26)$$

Il s'en suit que les sections efficaces macroscopiques le long du canal en une dimension sont déterminées comme suit

$$\tilde{\Sigma}_{ijk} = \frac{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \Sigma_k(x, y) \tilde{\psi}_{R,k}(x, y) dy dx}{\frac{1}{\Delta_i \Delta_j} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \tilde{\psi}_{R,k}(x, y) dy dx} \quad (4.27)$$

c'est-à-dire à partir de distributions de flux radial  $\tilde{\psi}_{R,k}(x, y)$  dans les cellules unitaires ne prenant pas en compte les fuites axiales. Ainsi, le couplage axial entre les cellules unitaires est limité au couplage réalisé intrinsèquement lors du calcul de canal en une dimension via  $\tilde{\Sigma}_{ijk}$ .

#### 4.2.2 Algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée

La figure 4.4 présente l'algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée. Les  $\Sigma_k(x, y)$  qui tiennent compte des profils des conditions des matériaux dans le canal sont déterminées de la même manière que précédemment. Les calculs débutent par la résolution de l'équation de transport en deux dimensions (équation (4.26)) dans toutes les cellules unitaires en géométrie exacte. Les distributions de flux radial  $\tilde{\psi}_{R,k}(x, y)$  ainsi obtenues dans les cellules unitaires sont utilisées pour déterminer les sections efficaces macroscopiques  $\tilde{\Sigma}_{ijk}$

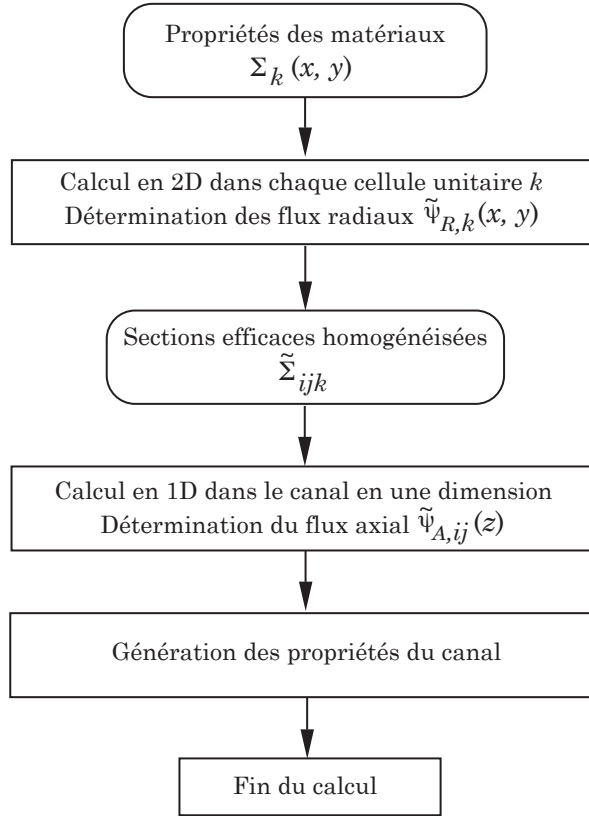


Figure 4.4 Algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée

(équation (4.27)) le long du canal en une dimension. L'équation de transport en une dimension (équation (4.25)) est ensuite résolue dans le canal en une dimension homogène par parties. La distribution de flux axial  $\tilde{\psi}_{A,ij}(z)$  ainsi obtenue dans le canal est finalement utilisée pour générer les propriétés neutroniques moyennes finales le long du canal.

## CHAPITRE 5 DESCRIPTION DES MODÈLES SERPENT

Ce chapitre et le chapitre suivant démontrent que la stratégie de simulation proposée est à peu près équivalente à un calcul de canal en trois dimensions bien que les fuites ne soient pas prises en compte comme elles devraient l'être. Afin de réaliser cette démonstration, la stratégie de simulation proposée aurait pu être confrontée à la méthode de couplage 2D-1D. Toutefois, cette confrontation aurait comparé la solution de la première itération à la solution convergée, sans savoir si la solution convergée tend vers la solution en trois dimensions. Cette affirmation ne tente pas de mettre en doute les performances de la méthode de couplage 2D-1D. Elle est soulevée simplement afin de mettre en évidence que la stratégie de simulation proposée doit plutôt être confrontée à un calcul direct de canal en trois dimensions.

DRAGON possède la capacité de résoudre l'équation de transport en trois dimensions (Marleau, 2004; Harrisson et Marleau, 2011). Toutefois, pour des problèmes tridimensionnels de plus de quelques mètres cubes en géométrie exacte, la méthode des probabilités de collision et la méthode des caractéristiques sont encore trop dispendieuses à exécuter (Sanchez, 2012) (de récentes études ont montré certains progrès dans cet axe de recherche (Le Tellier *et al.*, 2008; Lajoie *et al.*, 2013)). Ainsi, SERPENT a été utilisé pour réaliser les calculs directs de canal en trois dimensions puisqu'il permet le calcul de géométries tridimensionnelles volumineuses en géométrie exacte dans des temps raisonnables et au moyen de la mémoire disponible dans les ordinateurs usuels.

Afin que la démonstration mentionnée plus haut soit consistante, la stratégie de simulation proposée doit être appliquée en utilisant les mêmes conditions que celles du canal en trois dimensions (les mêmes sections efficaces microscopiques, les mêmes mélanges, la même description géométrique et la même méthode de calcul). Cela implique que la stratégie de simulation proposée doit aussi se baser sur SERPENT. Afin de renforcer ce point, mentionnons que certaines études réalisées pour le réacteur refroidi à eau supercritique canadien et à partir de différents codes ont révélé des résultats incohérents : des différences systématiques sont observées entre les facteurs de multiplication obtenus de WIMS-AECL, de DRAGON, de SERPENT et de KENO-VI (Harrisson et Marleau, 2012; Langton *et al.*, 2012) ainsi qu'entre les puissances linéiques maximales obtenues de WIMS-AECL et de DRAGON (Pencer *et al.*, 2012b; Hummel et Novog, 2012). Ces observations furent l'objet d'une étude de cas qui avait pour but de mettre en lumière ces incohérences (Pencer *et al.*, 2012a). Leur origine n'est toujours pas connue avec exactitude (Marleau *et al.*, 2012).

Finalement, en ce qui concerne la stratégie de simulation proposée, seules les cellules unitaires en deux dimensions ont en pratique été modélisées avec SERPENT. Le canal en une dimension a été modélisé avec DRAGON parce que SERPENT ne permet pas à ce jour la définition de mélanges à partir de sections efficaces macroscopiques. Comme il sera démontré au chapitre suivant, l'impact de ce changement de code au niveau du calcul en une dimension est limité et les désavantages qui en résultent peuvent être contrôlés assez facilement.

Ce chapitre présente en premier lieu, le modèle du canal de combustible en trois dimensions et en deuxième lieu, le modèle des cellules unitaires en deux dimensions développés avec SERPENT dans le but de démontrer que la stratégie de simulation proposée est à peu près équivalente à un calcul de canal en trois dimensions.

## 5.1 Modèle du canal de combustible en 3D

### 5.1.1 Choix des bibliothèques de sections efficaces microscopiques et de diffusion thermique

SERPENT lit des sections efficaces microscopiques continues en énergie de format ACE. Le module d'installation de SERPENT offre quatre bibliothèques de sections efficaces microscopiques chacune basée sur une évaluation de données nucléaires : ENDF/B-VII.0, ENDF/B-VI.8, JEFF3.1 ou JEF-2.2. Dans ces bibliothèques, les propriétés nucléaires de 436 isotopes sont définies à six températures : 300 K, 600 K, 900 K, 1200 K, 1500 K et 1800 K. Le nombre élevé d'isotopes ainsi que la large plage de températures disponibles dans ces bibliothèques permettent de définir sans problème tous les matériaux présentés au tableau 1.4 à partir de la commande `mat`. L'option `tmp` de cette commande permet de spécifier la température des mélanges (Viitanen, 2009). La bibliothèque de sections efficaces microscopiques se sélectionne à partir de la commande `set acelib`.

Pour certains isotopes modérateurs, les sections efficaces de diffusion thermique remplacent, à faible énergie, les sections efficaces de diffusion dérivées de la théorie du gaz libre. Les sections efficaces de diffusion thermique tiennent compte des liaisons atomiques que le noyau cible établit au sein de la molécule, liaisons qui ont un impact sur la dynamique de la réaction de diffusion à faible énergie. La modélisation d'un système thermique à partir de sections efficaces de diffusion dérivées de la théorie du gaz libre entraîne des erreurs significatives dans les résultats (Bell et Glasstone, 1970). Des sections efficaces de diffusion thermique ont été attribuées à l'hydrogène et au deutérium de l'eau du caloporteur, du revêtement, de l'isolant et du modérateur à partir de l'option `moder` de la commande `mat`.



Tableau 5.1 Sections efficaces de diffusion thermique disponibles dans les bibliothèques

Éval.	ENDF/B-VII.0		ENDF/B-VI.8		JEFF3.1		JEF-2.2	
Eau	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O
<b>T e m p é r a t u r e  (K)</b>	293.6	293.6	296.0	296.0	293.6	293.6	293.6	293.6
	-	-	-	-	323.6	323.6	323.6	323.6
	350.0	350.0	350.0	350.0	-	-	-	-
	-	-	-	-	373.6	373.6	373.6	373.6
	400.0	400.0	400.0	400.0	-	-	-	-
	-	-	-	-	423.6	423.6	423.6	423.6
	450.0	450.0	450.0	450.0	-	-	-	-
	-	-	-	-	473.6	473.6	473.6	473.6
	500.0	500.0	500.0	500.0	-	-	-	-
	-	-	-	-	523.6	523.6	523.6	523.6
	550.0	550.0	-	-	-	-	-	-
	-	-	-	-	573.6	573.6	573.6	573.6
	600.0	600.0	600.0	600.0	-	-	-	-
	-	-	-	-	623.6	-	623.6	623.6
	650.0	650.0	-	-	647.2	643.9	-	-
	800.0	-	800.0	800.0	800.0	-	-	-
	-	-	1000.0	1000.0	1000.0	-	-	-

Le module d'installation de SERPENT offre quatre bibliothèques de sections efficaces de diffusion thermique chacune basée sur une des évaluations mentionnées précédemment. Dans ces bibliothèques, les sections efficaces de diffusion thermique de l'hydrogène et du deutérium dans l'eau sont définies aux températures présentées au tableau 5.1. Dans SERPENT, il n'est pas possible d'extrapoler en température au-delà des plus hautes températures disponibles dans ces bibliothèques. Par contre, il est possible d'interpoler en température au sein de celles-ci à partir de la commande `therm`. Puisque cette commande n'est pas documentée dans le guide de l'utilisateur de SERPENT, présentons-la maintenant.

```
therm <thname> <Tint> <libmin> <Tmin> <libmax> <Tmax>
```

où

- <thname> est l’identifiant de l’isotope pour lequel des sections efficaces de diffusion thermique doivent être attribuées (identifiant défini à partir de **moder** lors de la définition du mélange concerné) ;
- <Tint> est la température du mélange ;
- <Tmin> et <Tmax> sont les températures minimale et maximale utilisées pour faire l’interpolation (températures à choisir parmi celles disponibles dans la bibliothèque concernée (tableau 5.1)) ;
- <libmin> et <libmax> sont les identifiants de la bibliothèque associés aux températures <Tmin> et <Tmax> (identifiants disponibles dans le fichier SSS\_THERMAL joint au module d’installation de SERPENT).

Par exemple, pour du caloporteur, porté à une température de 643.36 K et constitué d’eau légère avec des impuretés d’eau lourde, défini comme suit :

```
mat calo -0.53921 tmp 643.36 moder lwtrc 1001 moder hwtrc 1002
1001.06c -1.1189507E+01
1002.06c -3.4890084E-03
8016.06c -8.8807007E+01
```

les sections efficaces de diffusion thermique à attribuer à l’hydrogène (1001) et au deutérium (1002) sont déterminées comme suit :

```
therm lwtrc 643.36 lwj3.13t 623.6 lwj3.14t 647.2
therm hwtrc 643.36 hwj3.11t 573.6 hwj3.14t 643.9
```

en utilisant la bibliothèque basée sur l’évaluation JEFF3.1. Cette commande a été testée afin de s’assurer de son bon fonctionnement. À la suite des résultats concluants présentés à l’annexe A, elle a été intégrée aux modèles SERPENT.

Le choix de la bibliothèque de sections efficaces de diffusion thermique repose donc sur sa capacité à prendre en charge les profils de températures attendues le long du canal. Comme l’indiquent le tableau 1.4 et la figure 1.7, l’eau du caloporteur ainsi que celle du revêtement passent d’environ 625 K à 900 K entre l’entrée et la sortie du canal, l’eau de l’isolant passe d’environ 550 K à 730 K entre l’entrée et la sortie du canal et l’eau du modérateur reste à

342.16 K sur toute la longueur du canal. La bibliothèque basée sur l'évaluation JEF-2.2 a été rejetée immédiatement puisque la plus haute température disponible est inférieure à la température minimale de l'eau du caloporteur. La bibliothèque basée sur l'évaluation ENDF/B-VII.0 a été rejetée parce qu'elle ne couvre que partiellement les températures rencontrées le long du canal. Bien que la bibliothèque basée sur l'évaluation ENDF/B-VI.8 réponde entièrement aux exigences de températures, elle a été rejetée parce que celle basée sur l'évaluation JEFF3.1, qui répond aussi aux exigences de températures pour l'hydrogène, possède plus de points d'interpolation entre 500 K et 1000 K ce qui peut améliorer l'évaluation des sections efficaces interpolées. La bibliothèque basée sur l'évaluation JEFF3.1 ne se qualifie pas pour le deutérium, mais la quantité d'eau lourde dans l'eau du caloporteur, du revêtement et de l'isolant est tellement petite (0.0156 % atomique) que son impact devrait être très faible.

Finalement, la bibliothèque de sections efficaces de diffusion thermique basée sur l'évaluation JEFF3.1 a été choisie. Pour être consistant envers les évaluations, la bibliothèque de sections efficaces microscopiques basée sur l'évaluation JEFF3.1 a aussi été choisie.

### 5.1.2 Choix de la discrétisation axiale

Le canal de combustible en trois dimensions modélisé mesure  $25\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 500\text{ cm}$  et préserve la géométrie de la cellule unitaire (figure 1.6) sur toute sa longueur. Aucun mécanisme de contrôle de la réactivité ou autre matériau ne s'insère dans le canal. Pour le moment, le canal ne contient pas de matériau réflecteur à ses extrémités ; le chapitre 7 est consacré à la prise en charge du réflecteur axial.

SERPENT a recours à des géométries modulaires pour modéliser les structures compliquées. Cela veut dire que la structure en question est divisée en plusieurs modules, ou univers, indépendants et qu'une fois construits, ces univers sont emboîtés les uns dans les autres et/ou disposés comme la structure le prescrit. Le canal en trois dimensions est modélisé à partir de la commande `lat` et de l'option `vertical stack` (`<type> = 9`) qui permettent l'empilement d'univers. Le canal en trois dimensions est donc divisé axialement en un certain nombre de plans où chaque plan est construit de manière individuelle dans son univers (voir section 5.2). Pour chacun de ces plans, les conditions des matériaux (composition, masse volumique et température) sont invariantes en  $z$ . Pour un plan donné, les conditions choisies sont celles trouvées dans le canal de combustible (continu) au point  $z$  correspondant à la position axiale du centre du plan. L'impact du nombre de plans utilisé pour décrire le canal de combustible en trois dimensions a été évalué.

Avant de passer aux résultats de cette évaluation, mentionnons que la géométrie du canal est limitée dans l'espace par l'ajout de surfaces à ses frontières. Deux cas se présentent dépendamment des conditions aux frontières à imposer sur ces surfaces (**set bc**). Afin de pouvoir imposer des conditions aux frontières de réflexion spéculaire sur les surfaces radiales et axiales, la géométrie doit être entourée d'un cuboïde (**surf cuboid**). Afin de pouvoir imposer des conditions aux frontières de réflexion spéculaire sur les surfaces radiales et de vide sur les surfaces axiales, la géométrie doit être entourée d'un cylindre carré parallèle à l'axe  $Z$  (**surf sqc**) et de deux plans perpendiculaires à l'axe  $Z$  (**surf pz**). Pour l'évaluation mentionnée plus haut, le deuxième cas a été appliqué.

Les figures 5.1 et 5.2 présentent l'impact de la discrétisation axiale sur le facteur de multiplication effectif et sur les sections efficaces macroscopiques du canal. Dans ces figures, une barre d'erreur représentant l'erreur statistique du calcul accompagne chaque donnée. Pour cette évaluation, des canaux contenant de un à soixante-quatre plans de même épaisseur ont été modélisés (plus précisément : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 24, 32, 48 et 64 plans). Les sections efficaces macroscopiques ont été homogénéisées sur l'ensemble du canal et condensées à deux groupes d'énergie. Pour cette condensation, une énergie de coupure fixée à 0.625 eV a été utilisée et les groupes identifiés 1 et 2 sont mis pour le groupe rapide et pour le groupe thermique respectivement.

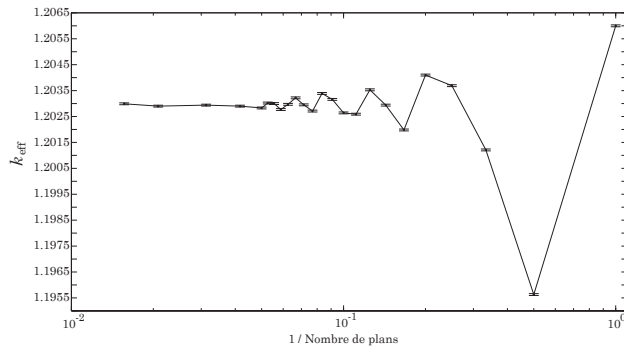


Figure 5.1 Impact de la discrétisation axiale sur le facteur de multiplication effectif du canal

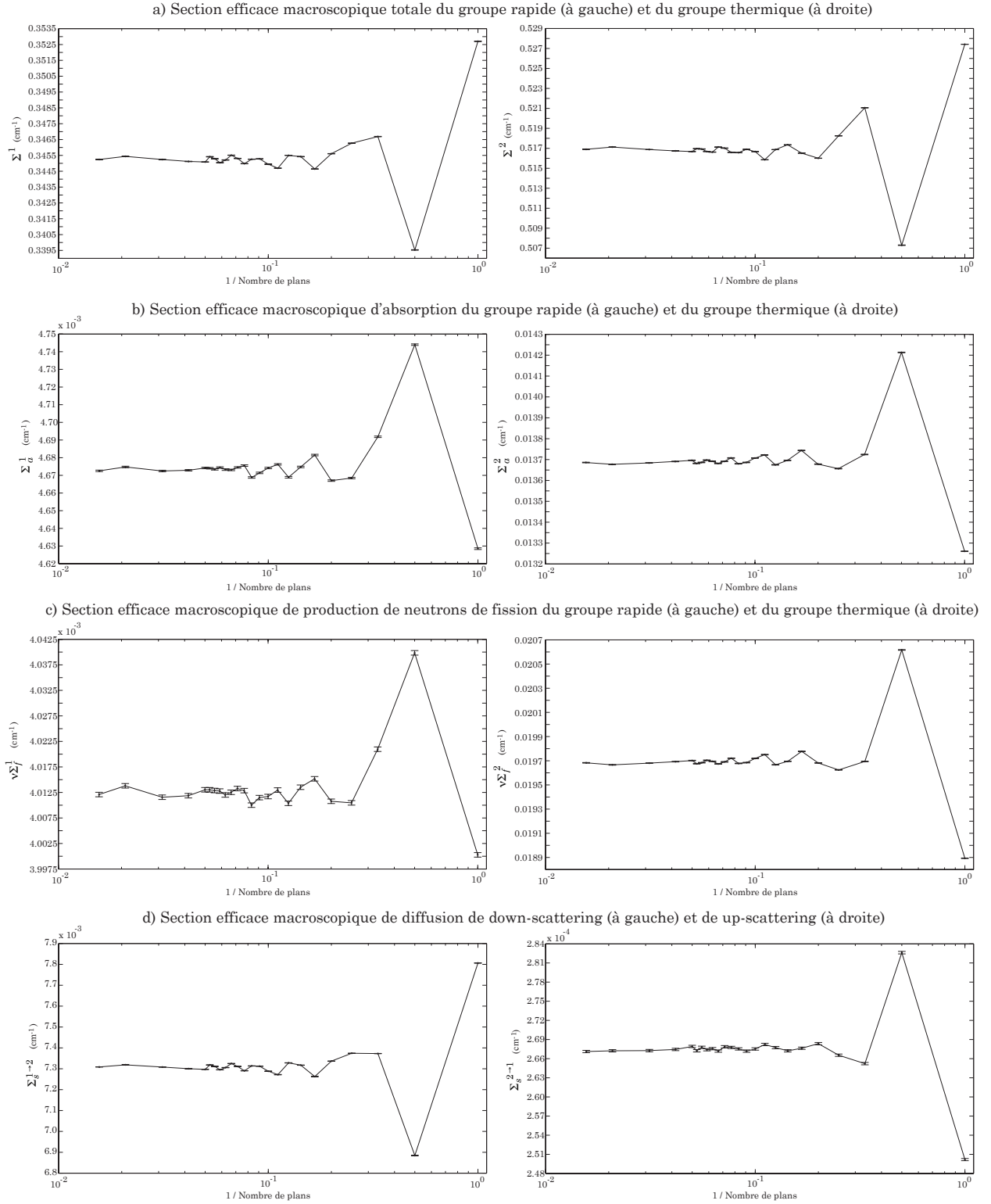


Figure 5.2 Impact de la discrétisation axiale sur les sections efficaces macroscopiques du canal

Les propriétés neutroniques du canal varient beaucoup d'un nombre de plans à l'autre avant de converger vers une valeur d'équilibre. Les propriétés commencent à se stabiliser à partir de quatorze plans. Ensuite, l'ajout de plans supplémentaires n'améliore pas significativement la précision des propriétés. Comme indiqué au tableau 5.2, de faibles différences sont

Tableau 5.2 Différences entre les propriétés des canaux divisés en 14 et 64 plans

Propriété neutronique	Différence
$k_{\text{eff}}$	$0.04 \pm 0.07 \text{ mk}$
$\Sigma^1$	$0.018 \pm 0.007 \%$
$\Sigma^2$	$0.023 \pm 0.007 \%$
$\Sigma_a^1$	$0.04 \pm 0.02 \%$
$\Sigma_a^2$	$0.04 \pm 0.02 \%$
$\nu\Sigma_f^1$	$0.03 \pm 0.02 \%$
$\nu\Sigma_f^2$	$0.04 \pm 0.03 \%$
$\Sigma_s^{1 \rightarrow 2}$	$0.03 \pm 0.02 \%$
$\Sigma_s^{2 \rightarrow 1}$	$0.3 \pm 0.1 \%$

observées entre les propriétés du canal divisé en quatorze plans et celles du canal divisé en soixante-quatre plans : une différence de  $0.04 \pm 0.07 \text{ mk}$  entre les facteurs de multiplication, une différence d'au plus de  $0.04 \pm 0.03 \%$  entre les sections efficaces macroscopiques et exceptionnellement, une différence de  $0.3 \pm 0.1 \%$  entre les  $\Sigma_s^{2 \rightarrow 1}$ . Cette exception s'explique par le fait que cette section efficace est de un à trois ordres de grandeur plus faible que les autres sections efficaces ( $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  contre  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  à  $10^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Ainsi, même une légère variation de sa valeur peut mener à une grande différence. Les données présentées au tableau 5.2 ont été calculées comme suit :

$$\Delta k_{\text{eff}} (\text{mk}) = |k_{\text{eff, Canal 64 plans}} - k_{\text{eff, Canal 14 plans}}| \times 1000$$

et

$$\Delta \Sigma_x^g (\%) = \left| \frac{\Sigma_{x, \text{Canal 64 plans}}^g - \Sigma_{x, \text{Canal 14 plans}}^g}{\Sigma_{x, \text{Canal 64 plans}}^g} \right| \times 100.$$

Finalement, et comme la figure 4.3 l'a déjà illustrée, une discrétisation axiale en quatorze plans a été choisie pour modéliser le canal de combustible en trois dimensions. Chaque plan a une épaisseur d'environ 35.71 cm. La figure 5.3 présente les températures et masses volumiques variables le long du canal discrétisé en quatorze plans.

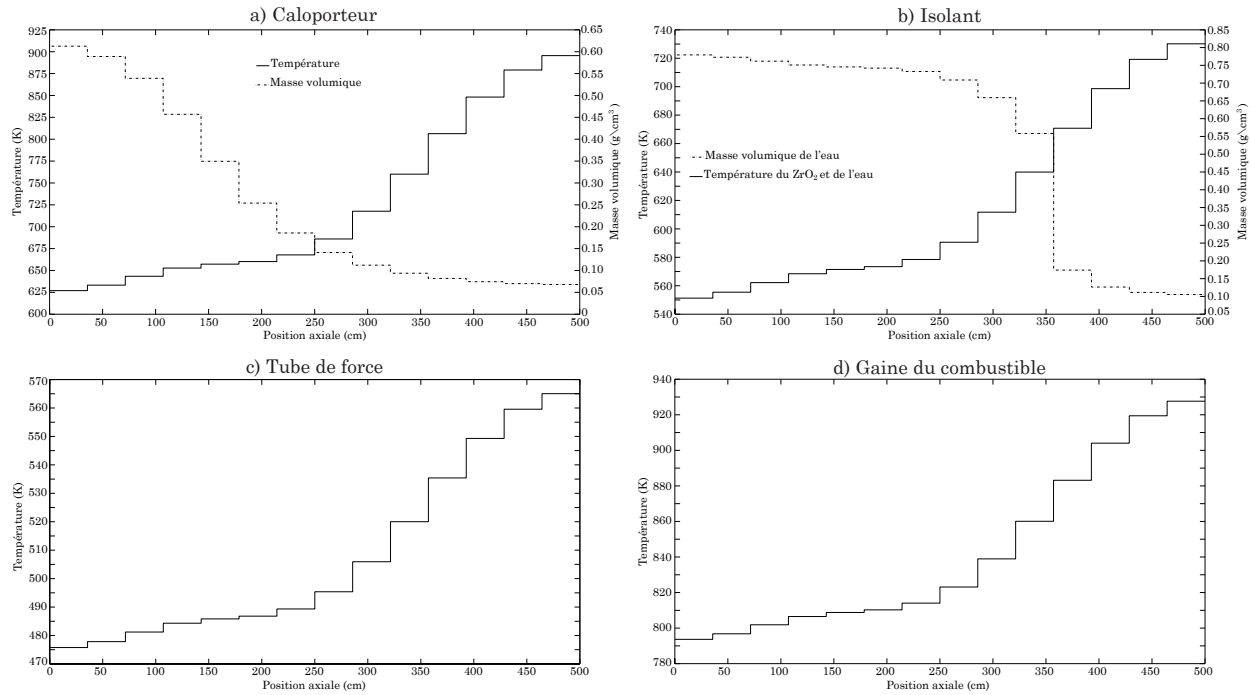


Figure 5.3 Températures et masses volumiques variables le long du canal discrétisé en quatorze plans

### 5.1.3 Choix des paramètres de calculs

Dans SERPENT, plusieurs cycles sont réalisés lors d'un calcul de criticité. Pour un cycle donné, la distribution initiale des neutrons dans le système est définie à partir de la distribution des réactions de fission ayant pris place dans le cycle précédent. Au début du calcul, les cycles inactifs sont utilisés pour faire converger ces distributions. La figure 5.4 a) présente l'impact du nombre de cycles inactifs sur le facteur de multiplication effectif du canal de combustible en trois dimensions. Après une très importante montée d'environ 50 mk entre le 1<sup>er</sup> et le 100<sup>e</sup> cycle inactif, le facteur de multiplication oscille autour d'une valeur moyenne. 200 cycles inactifs ont été choisis afin d'éviter de comptabiliser cette montée lors de l'évaluation des résultats.

Lorsque les distributions mentionnées plus haut ont convergé, le calcul continue avec les cycles actifs. Seuls les cycles actifs sont utilisés pour évaluer les résultats. Comme présenté à la section 3.3.4, la précision des résultats peut être augmentée dans un premier temps en augmentant le nombre de cycles actifs. La figure 5.4 b) présente l'impact du nombre de cycles actifs sur le facteur de multiplication effectif du canal en trois dimensions et sur l'écart-type

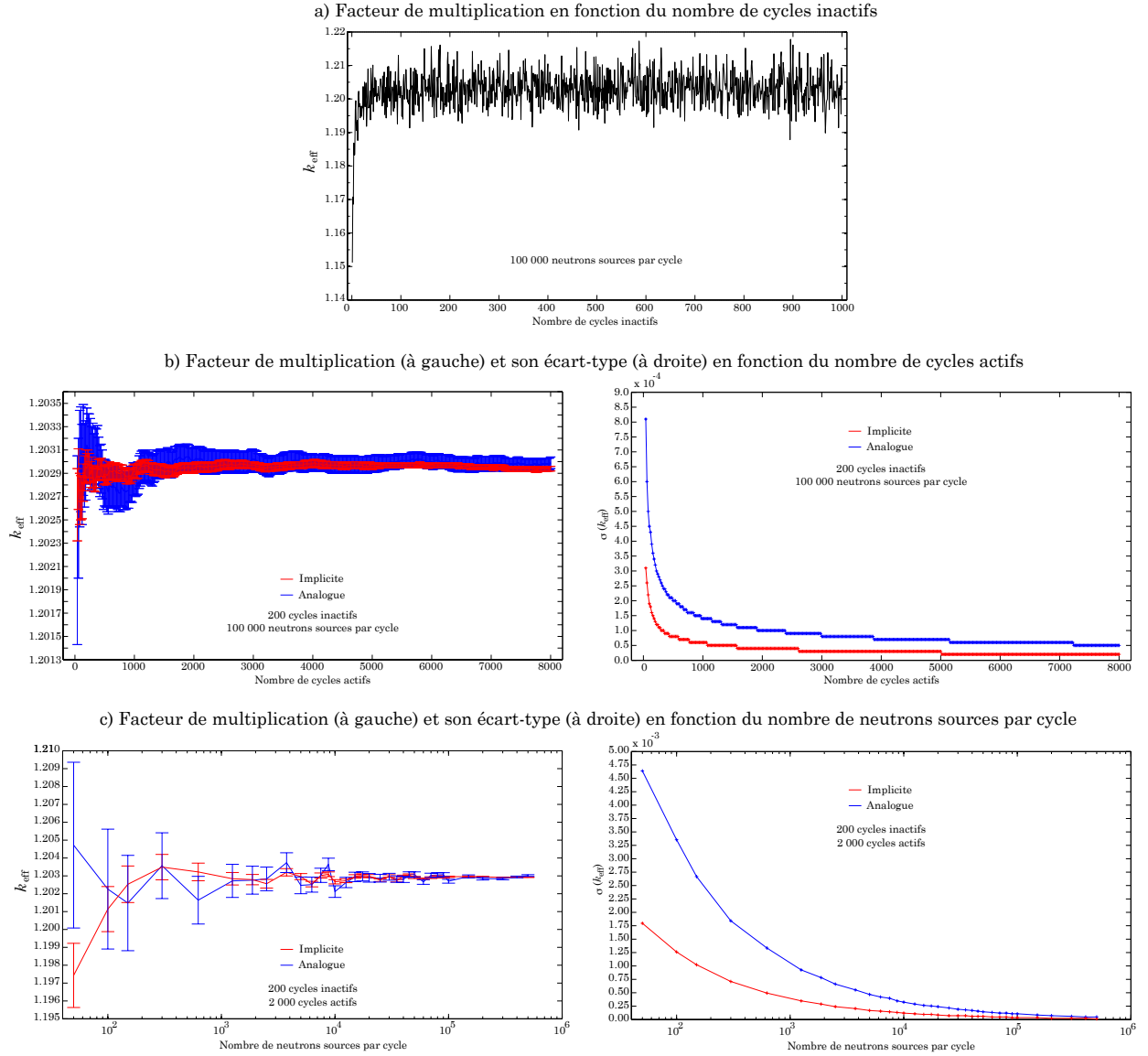


Figure 5.4 Impact des paramètres de calculs Monte Carlo sur le facteur de multiplication effectif du canal de combustible en trois dimensions et sur l'écart-type de ce facteur de multiplication (lorsque disponible)

de ce facteur de multiplication. Les graphiques présentent une donnée à tous les 20 cycles. 2000 cycles actifs ont été choisis afin de permettre au facteur de multiplication et à son écart-type de se stabiliser.

Pour augmenter encore plus la précision des résultats, il est généralement suggéré d'augmenter le nombre de neutrons sources par cycle plutôt que d'augmenter davantage le nombre



de cycles actifs. La figure 5.4 c) présente l'impact du nombre de neutrons sources par cycle sur le facteur de multiplication effectif du canal en trois dimensions et sur l'écart-type de ce facteur de multiplication. 100000 neutrons sources par cycle ont été choisis pour les mêmes raisons que celles avancées au paragraphe précédent. La commande `set pop` permet de choisir ces paramètres de calculs.

## 5.2 Modèle des cellules unitaires en 2D

### 5.2.1 Définition des cellules unitaires

Comme le présente la figure 4.3, la stratégie de simulation proposée fait appel à quatorze cellules unitaires en deux dimensions. Dans cette figure, les différents tons de gris indiquent que chaque cellule unitaire est associée à un plan du canal de combustible en trois dimensions ; un ton est attribué à chaque paire. Plus précisément, cela signifie que les mélanges d'une cellule unitaire donnée sont les mêmes que ceux du plan auquel celle-ci est appariée. Par ailleurs, soulignons que les plans du canal de combustible en trois dimensions sont définis à partir des cellules unitaires en deux dimensions. C'est l'option `vertical stack` de la commande `lat` qui permet l'attribution d'une troisième dimension aux cellules unitaires pour former les plans.

SERPENT permet la modélisation de la cellule unitaire (figure 1.6) à partir de la commande `pin` pour la description des crayons de combustible, de la commande `lat` et de l'option `circular cluster array (<type> = 4)` pour la description de la grappe de combustible (tableau 1.3) et d'un arrangement de cylindres circulaires (`surf cyl`) pour la description du canal à haute efficacité (tableau 1.2). Les ouvertures faites à travers le revêtement et l'isolant ne sont pas modélisées explicitement puisque SERPENT, tout comme DRAGON, ne traite pas ce type de géométrie. Afin de les modéliser, le revêtement et l'isolant sont en pratique décrits par des mélanges homogènes d'eau légère et d'acier inoxydable (70 % et 30 % volumique) et d'eau légère et de zircone (70 % et 30 % volumique) respectivement. La géométrie de la cellule unitaire est limitée dans le plan  $X - Y$  par un cylindre carré (`surf sqc`).

Des conditions aux frontières de réflexion spéculaire ont été appliquées sur toutes les surfaces extérieures de la géométrie afin de simuler les cellules unitaires en milieu infini. Tout comme précédemment, les bibliothèques basées sur l'évaluation JEFF3.1, 100000 neutrons sources par cycle, 2000 cycles actifs et 200 cycles inactifs ont été utilisés pour réaliser les calculs en deux dimensions.

### 5.2.2 Définition des mélanges du canal en 1D

Comme le présente l’algorithme de calcul de la stratégie de simulation proposée (figure 4.4), les calculs de cellules unitaires en deux dimensions (réalisés ici par SERPENT) aboutissent avec la détermination des sections efficaces macroscopiques  $\tilde{\Sigma}_{ijk}$  utilisées par la suite pour définir les mélanges du canal en une dimension (calculé par DRAGON).

Les sections efficaces macroscopiques des cellules unitaires ont été homogénéisées sur l’ensemble de la cellule (commande `set gcu 0` de SERPENT). DRAGON lit des sections efficaces multigroupes en énergie. Les sections efficaces macroscopiques des cellules unitaires ont donc aussi été condensées en énergie (commande `set nfg` de SERPENT) : à 2, 69 et 172 groupes. Dans la structure énergétique à 2 groupes, le groupe rapide se situe au-dessus de 0.625 eV et le groupe thermique, en-dessous de cette limite. Les structures énergétiques à 69 et 172 groupes sont celles définies dans les bibliothèques de format WIMS-D (International Atomic Energy Agency, 2013). Les résultats de ces traitements sont enregistrés dans des fichiers .m (MATLAB) générés par SERPENT (un fichier par cellule).

Le module **MAC** : de DRAGON permet la définition de mélanges à partir de sections efficaces macroscopiques. Les propriétés neutroniques prises en charge par ce module sont

- **EFISS**, l’énergie relâchée par fission de chaque spectre de fission ;
- **TOTAL**, la section efficace macroscopique totale de chaque groupe ;
- **TRAN**, la section efficace macroscopique associée à la correction de transport de chaque groupe ;
- **NUSIGF**, la section efficace macroscopique de production de neutrons de fission de chaque groupe ;
- **NFTOT**, la section efficace macroscopique de fission de chaque groupe ;
- **CHI**, le spectre de fission ;
- **SCAT**, la matrice de sections efficaces macroscopiques de diffusion.

Toutes ces propriétés sont disponibles dans les fichiers de résultats de SERPENT. Ici, la principale difficulté est d’assurer la cohérence de l’information transférée de SERPENT à DRAGON. En particulier, une attention doit être prêtée à la section efficace de diffusion puisqu’elle est définie, dans les fichiers de résultats de SERPENT, de trois manières différentes dépendamment du contexte dans lequel elle est utilisée

$$\begin{aligned}
\text{ELAXS} + \text{INELAXS} &\rightarrow \Sigma_s = \Sigma_e + \Sigma_{in} \\
\text{SCATTXS ou GTRANSFXS} &\rightarrow \Sigma_s = \Sigma_e + \Sigma_{in} + \sum_{x \geq 2} \Sigma_{n,xn} \\
\text{SCATTPRODXS ou GPRODXS} &\rightarrow \Sigma_s = \Sigma_e + \Sigma_{in} + \sum_{x \geq 2} x \Sigma_{n,xn}.
\end{aligned}$$

Le premier cas correspond à la définition physique de la réaction de diffusion présentée à la section 2.1.2. Les deux autres cas prennent en compte les réactions  $(n, xn)$ . Le second cas reflète l'aspect différentiel des réactions  $(n, xn)$  (en faisant référence seulement au fait qu'un neutron incident change de direction et de vitesse de propagation à la suite d'une collision avec un noyau). Le troisième cas prend, en plus, en compte les  $x$  neutrons produits par les réactions  $(n, xn)$ . Dans tous les cas, la section efficace totale est  $\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a$  et la définition de la section efficace d'absorption est ajustée afin de respecter cette dernière relation. Afin que le bilan de neutrons soit respecté, ce sont les sections efficaces **GPRODXS** qui ont été transférées à DRAGON comme Fridman et Leppänen (2012) le recommandent.

De plus, il n'y a que la matrice d'ordre  $L = 0$  de disponible dans les fichiers de résultats de SERPENT. Afin de prendre en compte l'anisotropie de la source de diffusion, une correction dite de transport peut être apportée aux sections efficaces. Pour l'ordre  $L = 0$  et dans l'approximation de la micro-réversibilité, cette correction est donnée par (Hébert, 2009)

$$\Delta \Sigma_{tr}^g = \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,1}^{h \leftarrow g} \quad (5.1)$$

et correspond aux sections efficaces **SCATT1** dans les fichiers de résultats de SERPENT.

Tableau 5.3 Propriétés neutroniques transférées de SERPENT à DRAGON

Propriété neutronique	Mot clé DRAGON	Mot clé SERPENT
$\kappa_f$	EFISS	FISSE
$\Sigma$	TOTAL	TOTXS
$\Delta \Sigma_{tr}$	TRAN	SCATT1
$\nu \Sigma_f$	NUSIGF	NSF
$\Sigma_f$	NFTOT	FISSXS
$\chi$	CHI	CHI
$\Sigma_s$	SCAT	GPRODXS

Le tableau 5.3 présente les propriétés neutroniques transférées de SERPENT à DRAGON. Une fonction MATLAB, présentée à l'annexe B, a été écrite afin d'automatiser ce transfert. Brièvement, la fonction se divise en trois parties

- Extraction des propriétés enregistrées dans les fichiers de résultats de SERPENT ;
- Conversion des propriétés dans le format reconnu par DRAGON ;
- Impression des propriétés selon les exigences du module **MAC:** de DRAGON.

La fonction retourne la description des quatorze mélanges du canal en une dimension. Cette description est ensuite utilisée par **MAC:** afin de produire une bibliothèque interne de sections efficaces macroscopiques (une **MACROLIB**).

## CHAPITRE 6    PERFORMANCES DE LA STRATÉGIE DE SIMULATION PROPOSÉE

Ce chapitre a pour but d'évaluer les performances de la stratégie de simulation proposée. Pour ce faire, quatre canaux ont été étudiés

- Un canal avec caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de réflexion ;
- Un canal avec caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de vide ;
- Un canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de réflexion ;
- Un canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de vide.

Pour tous les canaux, des conditions aux frontières de réflexion ont été appliquées sur les surfaces radiales. Dans les cas sans caloporteur, toute l'eau normalement présente à l'intérieur du tube de force a été retirée et l'espace normalement occupé par celle-ci a été remplacé par du vide. Pour cette évaluation,

- le facteur de multiplication des canaux,
- les sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie le long des canaux et
- la distribution de flux le long des canaux

obtenus des calculs 2D-1D ont été comparés à ceux obtenus des calculs directs en trois dimensions. L'évaluation a été réalisée pour du combustible neuf seulement.

Ce chapitre débute par la présentation du modèle du canal de combustible en une dimension développé avec DRAGON et pour la stratégie de simulation proposée. La deuxième partie de ce chapitre présente les propriétés neutroniques des canaux obtenues des calculs 2D-1D et des calculs directs en trois dimensions. Finalement, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des résultats.

### 6.1    Modèle du canal de combustible en 1D

#### 6.1.1    Définition de la géométrie à plaques

Comme le présente la figure 4.3, la stratégie de simulation proposée fait appel en deuxième lieu à un canal en une dimension contenant quatorze plaques. Cette géométrie a été définie dans DRAGON à partir de l'option **CAR1D** du module **GEO**:. Chaque plaque a une largeur d'environ 35.71 cm et est délimitée dans l'espace à partir de l'option **MESHX**. Le canal mesure au total cinq mètres de long. Des conditions aux frontières de réflexion (**X- REFL X+**

REFL) spéculaire ou de vide (X- VOID X+ VOID) ont été appliquées sur les surfaces axiales extérieures.

Un mélange homogène est attribué à chaque plaque via l'option **MIX**. Les propriétés neutroniques des quatorze mélanges homogènes ont tout d'abord été déterminées grâce aux calculs de cellules unitaires en deux dimensions et ont ensuite été enregistrées dans une **MACROLIB** créée à l'aide du module **MAC** : (section 5.2). La figure 4.3 indique la façon dont les plaques et les cellules unitaires sont appariées ; un ton de gris est associé à chaque paire.

Dans **DRAGON**, les géométries à plaques peuvent être analysées par les modules **JPMT** : et **SYBILT** :. **JPMT** : utilise une approximation majeure en appliquant la méthode des courants d'interface (méthode  $J_{\pm}$ ) au niveau de toutes les interfaces de la géométrie. Brièvement, cela implique qu'en arrivant à une interface, les neutrons oublient leur direction de déplacement puisqu'ils sont ensuite émis de manière isotrope dans la région se trouvant de l'autre côté de l'interface traversée. Certaines corrections peuvent toutefois être apportées afin d'améliorer cette méthode (Hébert, 2009). Cette méthode n'est plus très utilisée puisqu'avec les ordinateurs maintenant disponibles, des calculs tout aussi rapides peuvent être effectués à partir de méthodes beaucoup plus performantes en termes de précision. En une dimension, **SYBILT** : applique la méthode des probabilités de collision sur l'ensemble de la géométrie en ne faisant pas d'approximation au niveau des interfaces. Le canal de combustible en une dimension modélisé a donc été analysé par **SYBILT** :. Les modules **ASM** : et **FLU** : ont ensuite été utilisés conjointement afin de calculer la distribution de flux dans le canal à partir de la méthode des probabilités de collision.

Aucun calcul d'autoprotection des résonances n'a été réalisé lors des calculs de canal en une dimension. Pratiquement, les isotopes pour lesquels un tel calcul est généralement réalisé ne peuvent pas être identifiés puisqu'ici, les mélanges sont définis à partir de sections efficaces macroscopiques homogénéisées (et non à partir de descriptions isotopiques localisées). En réalité, aucun calcul d'autoprotection n'est nécessaire puisque la mise en groupes des sections efficaces macroscopiques a correctement été réalisée ; les géométries et les distributions de flux utilisées lors de ce traitement sont celles appartenant réellement aux cas étudiés.

### 6.1.2 Impact du nombre de groupes d'énergie et de la discrétisation spatiale

Un nombre de groupes d'énergie et une discrétisation spatiale élevés réduisent généralement l'impact de la discrétisation des variables énergie  $E$  et position  $\mathbf{r}$  introduite dans la

méthode des probabilités de collision. Ici, le nombre de groupes d'énergie est déterminé lors de la mise en groupes des sections efficaces macroscopiques des cellules unitaires en deux dimensions. La discrétisation spatiale quant à elle est déterminée à partir de l'option `SPLITX` lors de la déclaration de la géométrie à plaques. 2, 69 et 172 groupes d'énergie ainsi que de 1 à 240 sous-régions (ou sous-plaques) par plaque ont été testés comme le présente la figure 6.1.

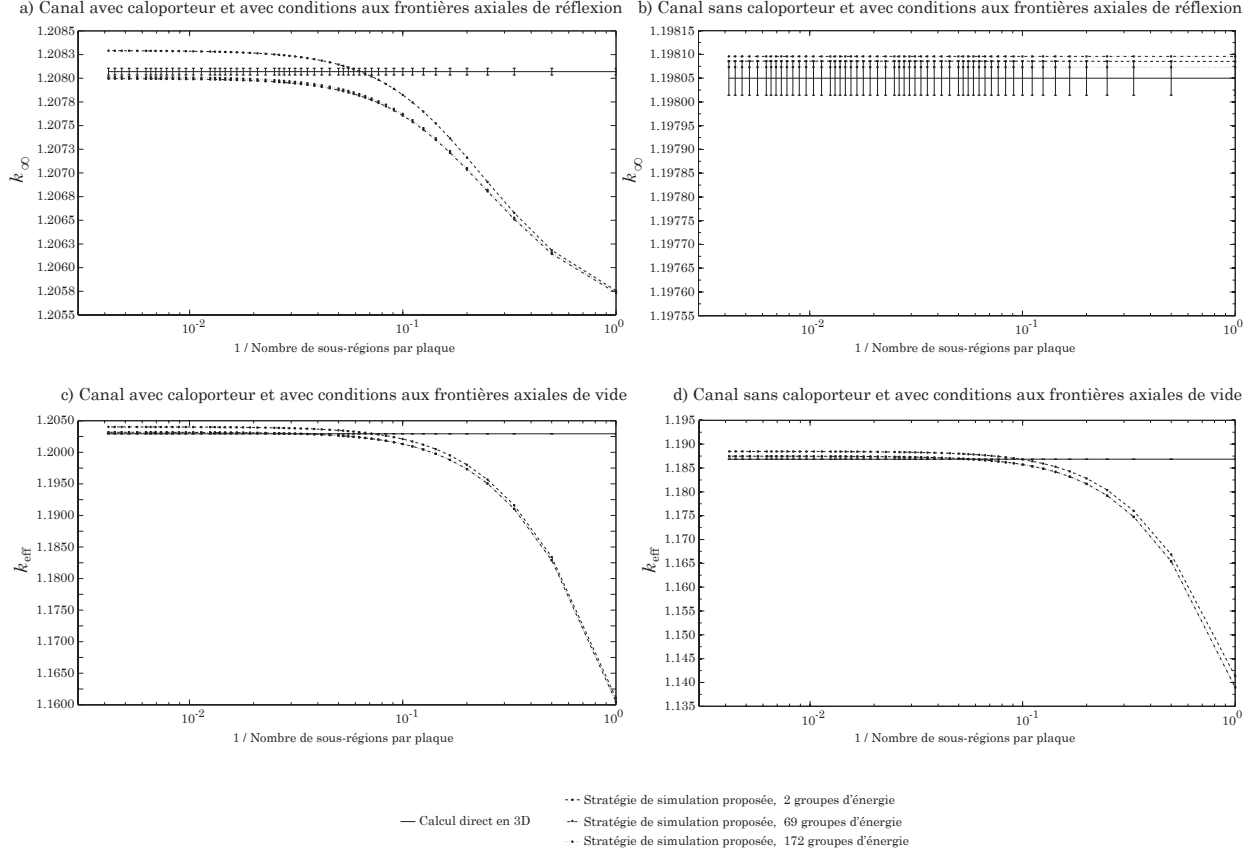


Figure 6.1 Impact du nombre de groupes d'énergie et de la discrétisation spatiale du canal en une dimension sur le facteur de multiplication des canaux

Pour chaque graphique, la ligne horizontale représente le facteur de multiplication du canal en trois dimensions. Celui-ci a été tracé sur tout le domaine des abscisses afin de mettre en évidence le fait que la solution de la stratégie de simulation proposée tend vers celle du calcul direct en trois dimensions lorsque le nombre de groupes d'énergie et la discrétisation spatiale du canal en une dimension augmentent. Les résultats obtenus à partir des calculs directs en trois dimensions sont accompagnés de leur barre d'erreur. Celles-ci sont peu visibles dans les deux graphiques situés à droite parce qu'elles sont plus petites que l'épaisseur de la courbe.

Face aux résultats présentés à la figure 6.1, il est évident qu'un nombre élevé de groupes d'énergie et qu'une discrétisation spatiale fine le long de la direction axiale doivent être utilisés lors des calculs de canal en une dimension.

Les paramètres de modélisation du canal en une dimension ont peu d'effets sur le facteur de multiplication du canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de réflexion. La section suivante montrera aussi que les propriétés neutroniques de ce canal se distinguent nettement de celles des trois autres canaux étudiés. La section 6.3.1 discutera plus en détails de ces observations.

## 6.2 Évaluation des propriétés neutroniques des canaux de combustible

Étant donné les résultats présentés à la section 6.1.2, tous les calculs de canal en une dimension réalisés dans le cadre de l'évaluation des performances de la stratégie de simulation proposée ont été accomplis à partir de MACROLIBs à 172 groupes d'énergie et d'une discrétisation spatiale de 240 sous-régions par plaque.

### 6.2.1 Facteur de multiplication des canaux

Le tableau 6.1 présente le facteur de multiplication des canaux étudiés ainsi que les coefficients de réactivité de vide qui peuvent en être déduits. La méthode nommée «Stratégie 2D-1D» est mise pour la stratégie de simulation proposée.

Tableau 6.1 Facteur de multiplication et coefficient de réactivité de vide des canaux

Méthode	$k_{\text{Avec caloporteur}}$	$k_{\text{Sans caloporteur}}$	CRV (mk)
	Conditions aux frontières axiales de réflexion		
<b>Calcul direct en 3D</b>	$1.20807 \pm 0.00004$	$1.19800 \pm 0.00004$	$-6.96 \pm 0.06$
<b>Stratégie 2D-1D</b>	1.20801	1.19802	-6.90
$\Delta$ (mk)	$0.06 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.04$	$0.06 \pm 0.06$
	Conditions aux frontières axiales de vide		
<b>Calcul direct en 3D</b>	$1.20293 \pm 0.00004$	$1.18685 \pm 0.00005$	$-11.26 \pm 0.06$
<b>Stratégie 2D-1D</b>	1.20317	1.18742	-11.02
$\Delta$ (mk)	$0.24 \pm 0.04$	$0.57 \pm 0.05$	$0.24 \pm 0.06$



Pour une méthode et des conditions aux frontières axiales données, le coefficient de réactivité de vide a été calculé comme suit

$$\text{CRV (mk)} = \left( \frac{k_{\text{Sans caloporteur}} - k_{\text{Avec caloporteur}}}{k_{\text{Sans caloporteur}} k_{\text{Avec caloporteur}}} \right) \times 1000 \quad (6.1)$$

où les indices «Avec caloporteur» et «Sans caloporteur» indiquent l'état de refroidissement du canal. Pour un état de refroidissement et des conditions aux frontières axiales donnés, la différence entre les facteurs de multiplication a été calculée comme suit

$$\Delta \text{ (mk)} = |k_{3\text{D}} - k_{2\text{D-1D}}| \times 1000. \quad (6.2)$$

Finalement, pour des conditions aux frontières axiales données, la différence entre les coefficients de réactivité de vide a été calculée comme suit

$$\Delta \text{ (mk)} = |\text{CRV}_{3\text{D}} \text{ (mk)} - \text{CRV}_{2\text{D-1D}} \text{ (mk)}|. \quad (6.3)$$

### 6.2.2 Sections efficaces macroscopiques le long des canaux

Les sections efficaces macroscopiques ont été homogénéisées par plan dans le cas des calculs directs en trois dimensions, par cellule unitaire dans le cas des calculs en deux dimensions et par plaque dans le cas des calculs en une dimension (commande `set gcu` de SERPENT et option `MERGE MIX` du module `EDI` de DRAGON). Les sections efficaces macroscopiques ont aussi été condensées à deux groupes d'énergie (commande `set nfg` de SERPENT et option `COND` du module `EDI` de DRAGON). Une énergie de coupure fixée à 0.625 eV a été utilisée pour cette condensation. Les macrogroupes identifiés 1 et 2 sont mis pour le groupe rapide et pour le groupe thermique respectivement.

En reprenant la notation utilisée au chapitre 4, les sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie sont calculées comme suit pour un plan  $k$

$$\Sigma_{x,ijk,3\text{D}}^G = \frac{\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{u_{G-1}}^{u_G} \Sigma_x(x, y, z, u) \psi(x, y, z, u) du dz dy dx}{\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{u_{G-1}}^{u_G} \psi(x, y, z, u) du dz dy dx} \quad (6.4)$$

pour une cellule unitaire  $k$

$$\Sigma_{x,ijk,2D}^G = \frac{\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{u_{G-1}}^{u_G} \Sigma_{x,k}(x, y, u) \tilde{\psi}_{R,k}(x, y, u) du dy dx}{\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{u_{G-1}}^{u_G} \tilde{\psi}_{R,k}(x, y, u) du dy dx} \quad (6.5)$$

et pour une plaque  $k$

$$\Sigma_{x,ijk,1D}^G = \frac{\sum_{\ell \in k} L_\ell \sum_{g \in G} \Sigma_{x,ij\ell}^g \tilde{\psi}_{A,ij\ell}^g}{\sum_{\ell \in k} L_\ell \sum_{g \in G} \tilde{\psi}_{A,ij\ell}^g} \quad (6.6)$$

où  $L_\ell$  est la largeur de la sous-région  $\ell$  de la plaque  $k$  avec  $\sum_{\ell \in k} L_\ell$  la largeur totale de la plaque  $k$ ,

$$\Sigma_{x,ij\ell}^g = \Sigma_{x,ijk,2D}^g \quad \forall \ell \in \text{de la plaque } k \quad (6.7)$$

et

$$\Sigma_x(x, y, z, u) = \Sigma_{x,k}(x, y, u) \quad \forall z \in \text{du plan } k. \quad (6.8)$$

Les  $\Sigma_{x,ijk,2D}^g$  se calculent à partir de l'équation (6.5) sur le domaine énergétique des micro-groupes  $g$ . Les  $\Sigma_{x,k}(x, y, u)$  sont les sections efficaces macroscopiques trouvées dans le canal de combustible (continu) aux points  $z$  correspondant aux positions axiales du centre des plans (section 5.1.2). Rappelons aussi que le flux  $\psi(x, y, z, u)$  de l'équation (6.4) prend explicitement en compte toutes les interactions pouvant avoir lieu dans le canal de combustible. Le flux  $\tilde{\psi}_{R,k}(x, y, u)$  de l'équation (6.5) quant à lui est calculé en négligeant totalement les fuites axiales et est infini et uniforme axialement. Finalement, le flux  $\tilde{\psi}_{A,ij\ell}^g$  de l'équation (6.6) prend en compte le couplage axial pouvant être reconstruit à partir du calcul en une dimension.

La figure 6.2 présente les différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des canaux en trois dimensions et des cellules unitaires en deux dimensions

$$\Delta \Sigma_{x,ijk}^G (\%) = \left( \frac{\Sigma_{x,ijk,3D}^G - \Sigma_{x,ijk,2D}^G}{\Sigma_{x,ijk,3D}^G} \right) \times 100. \quad (6.9)$$

La figure 6.3 présente les différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des canaux en trois dimensions et des canaux en une dimension

$$\Delta \Sigma_{x,ijk}^G (\%) = \left( \frac{\Sigma_{x,ijk,3D}^G - \Sigma_{x,ijk,1D}^G}{\Sigma_{x,ijk,3D}^G} \right) \times 100. \quad (6.10)$$

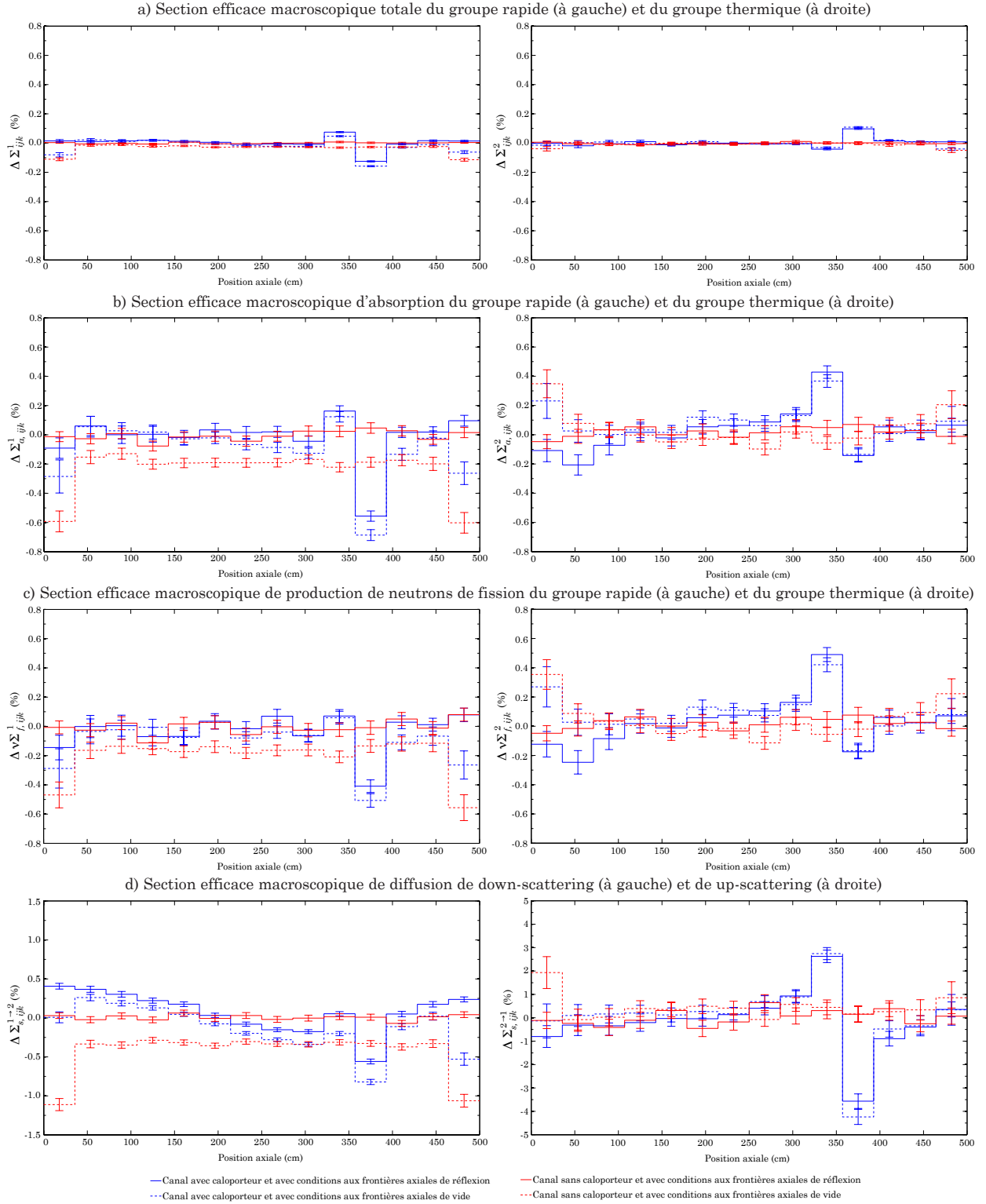


Figure 6.2 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des canaux en 3D et des cellules unitaires en 2D

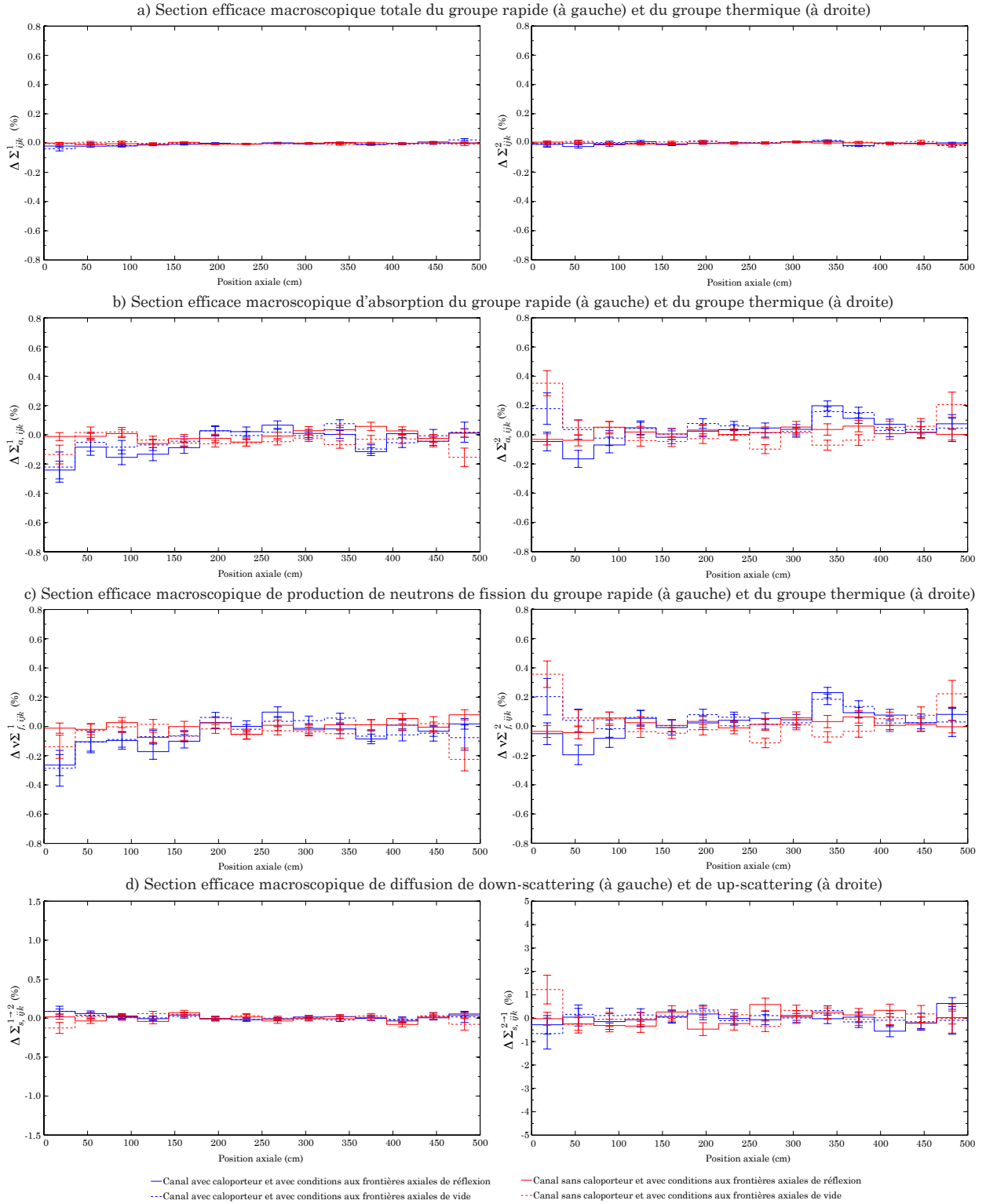


Figure 6.3 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques des canaux en 3D et des canaux en 1D

### 6.2.3 Distributions de flux le long des canaux

Les flux ont été homogénéisés par plan dans le cas des calculs directs en trois dimensions et par plaque dans le cas des calculs en une dimension. Les flux ont aussi été condensés à deux groupes d'énergie avec 0.625 eV comme énergie de coupure. Les groupes rapide et thermique se situent au-dessus et en-dessous de cette limite respectivement. En reprenant la notation utilisée au chapitre 4, les flux moyens à peu de groupes d'énergie sont calculés comme suit pour un plan  $k$

$$\psi_{ijk,3D}^G = \frac{1}{\Delta_i \Delta_j \Delta_k} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{u_{G-1}}^{u_G} \psi(x, y, z, u) du dz dy dx \quad (6.11)$$

et pour une plaque  $k$

$$\psi_{ijk,1D}^G = \frac{1}{\Delta_k} \sum_{\ell \in k} L_\ell \sum_{g \in G} \tilde{\psi}_{A,ij\ell}^g. \quad (6.12)$$

De plus, les flux ont été normalisés par rapport au flux total du canal puisque SERPENT et DRAGON normalisent différemment les taux de réactions. Dans SERPENT, le taux de perte, incluant le taux d'absorption et le taux de fuite, est fixé par défaut à un neutron perdu par seconde pour toute la géométrie. Dans DRAGON, le taux de production, incluant seulement la production par fission, est fixé par défaut à un neutron produit par seconde pour toute la géométrie. Les figures 6.4 et 6.5 présentent les différences relatives et absolues entre les flux des canaux en trois dimensions et en une dimension respectivement calculées comme

$$\Delta \psi_{ijk}^G (\%) = \left( \frac{\psi_{ijk,3D}^G - \psi_{ijk,1D}^G}{\psi_{ijk,3D}^G} \right) \times 100 \quad (6.13)$$

et

$$\Delta \psi_{ijk}^G (\text{normalisé}) = \left| \psi_{ijk,3D}^G - \psi_{ijk,1D}^G \right|. \quad (6.14)$$

La figure 6.6 présente les distributions de flux le long des canaux. Les distributions de flux obtenues des calculs directs en trois dimensions sont bien accompagnées de barres d'erreur ; celles-ci sont toutefois peu visibles puisqu'elles sont plus petites que l'épaisseur de la courbe.

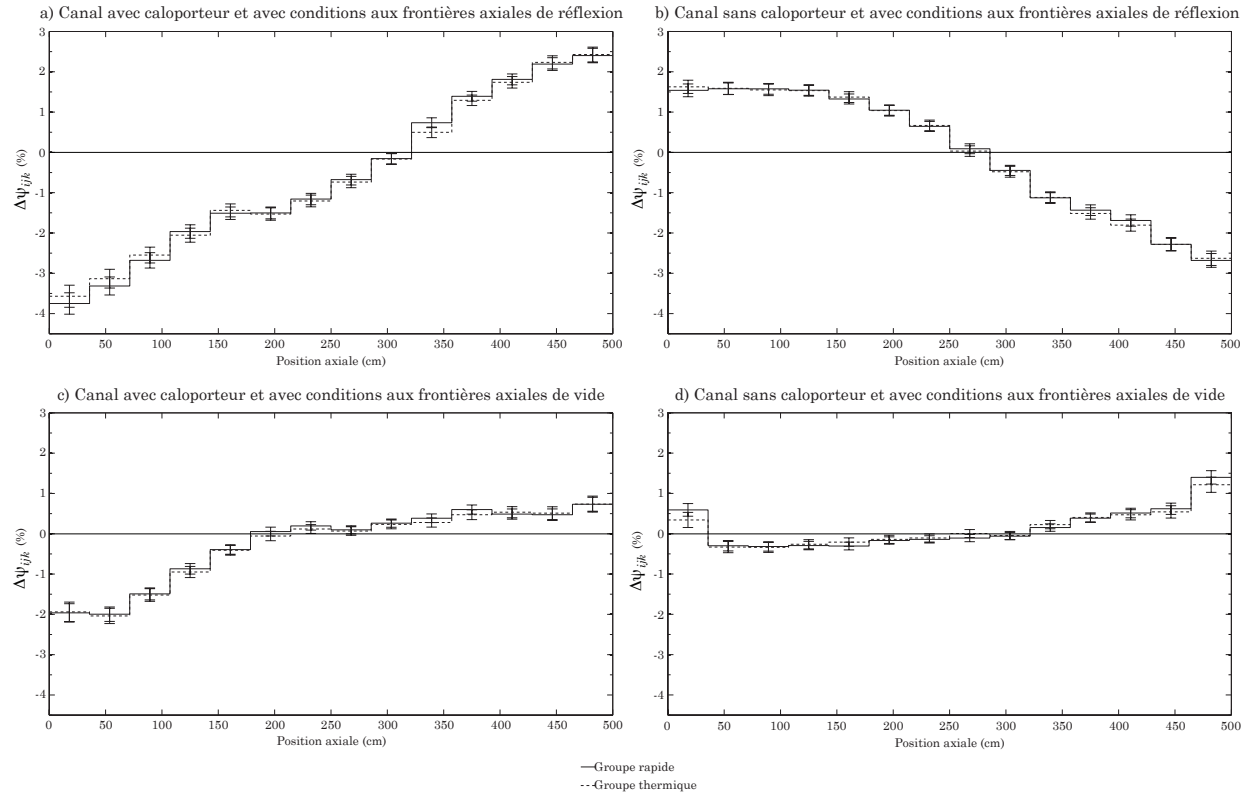


Figure 6.4 Différences relatives entre les flux des canaux en 3D et en 1D

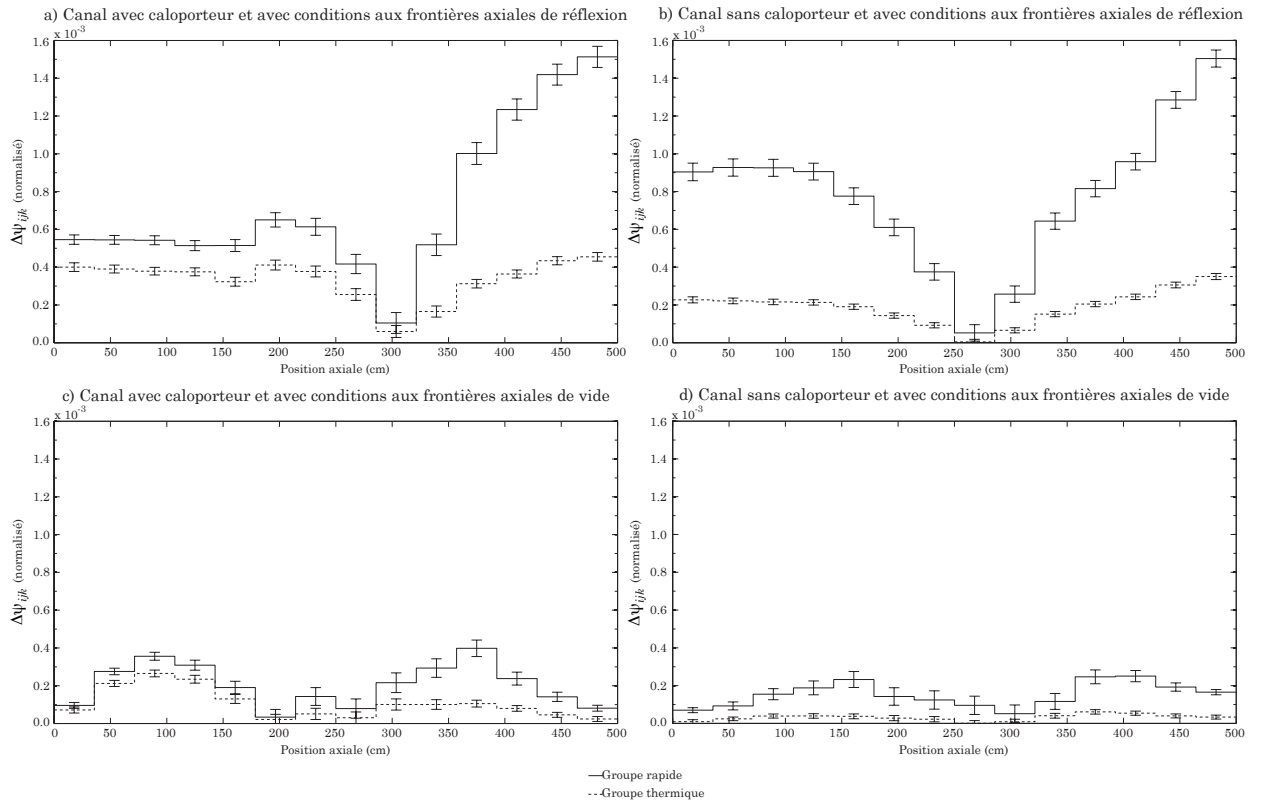


Figure 6.5 Différences absolues entre les flux des canaux en 3D et en 1D

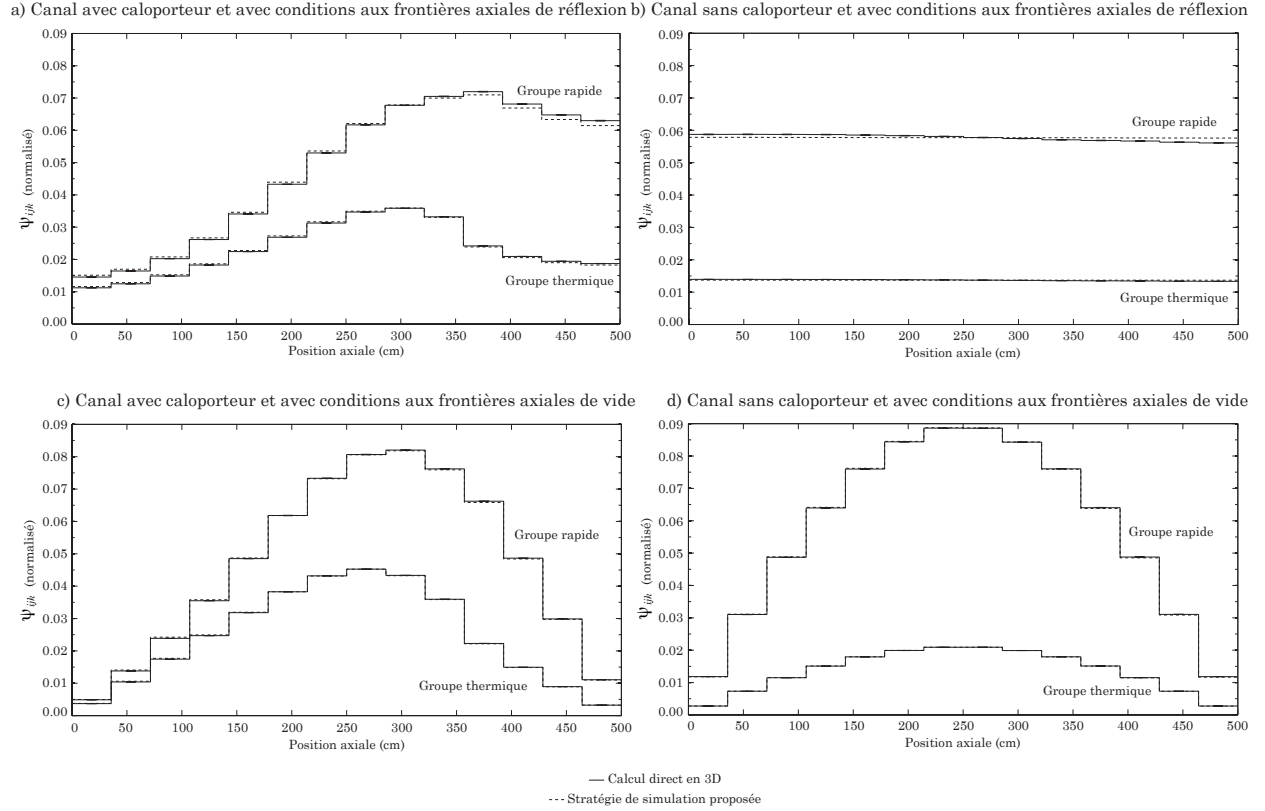


Figure 6.6 Distributions de flux le long des canaux

## 6.3 Analyse des résultats

### 6.3.1 Observations générales

Le tableau 6.1 montre que le coefficient de réactivité de vide est plus élevé (en valeur absolue) lorsque des conditions aux frontières axiales de vide sont appliquées. En analysant l'équation (6.1), cela s'explique par la combinaison d'un numérateur plus élevé (en valeur absolue) et d'un dénominateur plus faible. Par exemple, analysons les résultats obtenus des calculs directs en trois dimensions (l'analyse des résultats obtenus de la stratégie de simulation proposée mène aux mêmes conclusions). Premièrement, le numérateur est plus élevé (en valeur absolue) parce que la différence entre  $k_{\text{Sans caloporteur}}$  et  $k_{\text{Avec caloporteur}}$  est plus importante (en valeur absolue) : 16.08 mk dans le cas des conditions aux frontières axiales de vide contre 10.07 mk dans le cas des conditions aux frontières axiales de réflexion. Deuxièmement, le dénominateur est plus faible parce que  $k_{\text{Avec caloporteur}}$  et  $k_{\text{Sans caloporteur}}$  sont plus faibles : 1.20293 et 1.18685 donnent un dénominateur de 1.42770 dans le cas des conditions aux frontières axiales de vide et 1.20807 et 1.19800 donnent un dénominateur de 1.44727 dans le



cas des conditions aux frontières axiales de réflexion.

En reprenant la notation utilisée au chapitre 2, le facteur de multiplication effectif se définit comme

$$k_{\text{eff}} = \frac{\sum_{j=1}^J \int_V d^3r \int_0^\infty dE \chi_j(\mathbf{r}, E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E')}{\int_V d^3r \int_0^\infty dE \Sigma_a(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) + R_{\text{fuites}}}. \quad (6.15)$$

C'est donc le rapport entre le taux de production de neutrons de fission et le taux de perte de neutrons par absorption et fuite. Selon le tableau 6.1, pour un état de refroidissement donné, le facteur de multiplication diminue lorsque les conditions aux frontières axiales passent de réflexion à vide. Cette diminution est directement liée à l'augmentation du taux de fuite :  $R_{\text{fuites}} = 0$  pour les canaux simulés en milieu infini et  $R_{\text{fuites}} > 0$  pour les canaux simulés en milieu semi-infini. Aussi, pour des conditions aux frontières axiales données, le facteur de multiplication diminue à la suite de la vidange du caloporteur. Une fois retirée du canal, l'eau légère du caloporteur ne participe plus au ralentissement des neutrons. Dans ce cas, il est probable que cette dernière diminution du facteur de multiplication soit due à une augmentation du taux d'absorption non productive dans les résonances du combustible et à une diminution du taux de fission. Une analyse plus détaillée des taux de réactions serait nécessaire afin de pouvoir expliquer avec précision le comportement des facteurs de multiplication présentés au tableau 6.1.

Selon la figure 6.6, les distributions de flux sont dissymétriques le long des canaux avec caloporteur. Premièrement, les flux rapide et thermique sont décalés vers la seconde moitié des canaux et deuxièmement, la différence entre ces flux est plus importante dans la seconde moitié que dans la première moitié des canaux. À l'inverse, les distributions de flux sont presque symétriques le long des canaux sans caloporteur. Le rapport entre le flux rapide et le flux thermique présenté à la figure 6.7 pour les quatre canaux étudiés, met en évidence ces observations. La dissymétrie observée est principalement due à la variation des conditions du caloporteur le long du canal. Puisque la masse volumique du caloporteur diminue le long du canal (figure 5.3), celui-ci contribue de moins en moins au ralentissement des neutrons. À la sortie du canal, les neutrons sont laissés à un niveau d'énergie plus élevé (augmentation du flux rapide) et de ce fait, la production de neutrons thermiques devient moins importante (diminution du flux thermique). L'inverse est aussi vrai à l'entrée du canal. Le caloporteur participe aussi de moins en moins à l'absorption des neutrons le long du canal. Cela peut contribuer à faire augmenter les flux à la sortie du canal. Cet aspect est toutefois moins important que celui du ralentissement puisque pour l'hydrogène dans l'eau légère, la section

efficace microscopique d'absorption est de 100 fois (à basse énergie) à 10 000 fois (à haute énergie) plus faible que celle de diffusion (International Atomic Energy Agency, 2013).

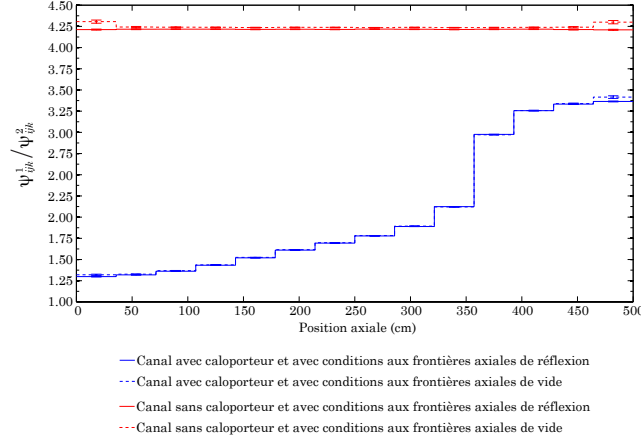


Figure 6.7 Rapport entre le flux rapide et le flux thermique

À première vue, il peut être étonnant de voir que le canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de réflexion ne se comporte pas comme les autres : les paramètres de modélisation du canal en une dimension ont très peu d'effets sur le facteur de multiplication du canal (figure 6.1) et les distributions de flux varient très peu le long du canal (figure 6.6). Premièrement, cela est dû au fait que ce canal est entièrement constitué de matériaux mis à peu près dans les mêmes conditions. En effet, seules quelques températures varient le long de ce canal (celle du revêtement, de l'isolant, du tube de force, de la gaine de la région centrale et de la gaine du combustible) ; toutes les autres conditions sont constantes le long de ce canal (tableau 1.4). Deuxièmement, cela est dû au fait que ce canal est simulé en milieu infini. Ce canal peut donc être vu comme une simple cellule unitaire en deux dimensions simulée en milieu infini (pour laquelle la troisième dimension a été spécifiée, mais où les conditions aux frontières axiales de réflexion assurent que la géométrie s'étende jusqu'à l'infini axialement). Il est donc normal que le flux soit à peu près uniforme axialement. Les propriétés neutroniques et le flux étant à peu près uniformes axialement, il est donc aussi normal que les paramètres de modélisation du canal en une dimension n'aient pas beaucoup d'effets.

### 6.3.2 Précision de la stratégie de simulation proposée

La stratégie de simulation proposée retourne des résultats cohérents avec ceux des calculs directs en trois dimensions. Dans l'ensemble, des différences inférieures ou égales à

- 0.57 mk pour le facteur de multiplication et 0.24 mk pour le coefficient de réactivité de vide (tableau 6.1) ;
- 1.23 % pour les sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie (figure 6.3) ;
- 3.75 % pour la distribution axiale du flux (figure 6.4) ;

sont observées entre les calculs 2D-1D et les calculs directs en trois dimensions.

La stratégie de simulation proposée néglige les fuites axiales lors des calculs de cellules unitaires en deux dimensions (équation (4.26)). Ainsi, plus les fuites axiales sont importantes, moins la stratégie de simulation proposée est précise. Rappelons que le terme représentant les fuites axiales dans l'équation de transport à résoudre en deux dimensions est (équation (4.10))

$$\frac{\xi}{\Delta_k} [\psi_{A,k+1/2}(x, y) - \psi_{A,k-1/2}(x, y)]$$

où  $\xi$  est la composante axiale du vecteur  $\Omega$ ,  $\Delta_k$  est l'épaisseur du plan  $k$  ou la largeur de la plaque  $k$  et  $\psi_{A,k+1/2}(x, y)$  et  $\psi_{A,k-1/2}(x, y)$  sont les flux aux frontières axiales du plan  $k$  ou de la plaque  $k$ . Ce terme signifie que plus le gradient du flux axial est important, plus les fuites axiales sont importantes. Ce terme s'exprime à partir du flux angulaire, mais peut être évalué qualitativement à partir du flux scalaire. En effet, en comparant les distributions de flux le long des canaux (figure 6.6) aux facteurs de multiplication des canaux (tableau 6.1), il est possible de constater que plus les variations dans la distribution de flux sont importantes, moins le facteur de multiplication obtenu du calcul 2D-1D est près de celui obtenu du calcul direct en trois dimensions. Comparativement aux conditions aux frontières axiales de réflexion, les conditions aux frontières axiales de vide réduisent la précision de la stratégie de simulation proposée puisqu'elles ont pour effet de courber davantage les distributions de flux le long des canaux. Le canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de vide est le cas le moins précis parce qu'il présente la distribution de flux la plus accentuée et inversement, le canal sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de réflexion est le cas le plus précis parce que sa distribution de flux est la plus aplatie.

La même chose peut être constatée avec les sections efficaces macroscopiques des cellules unitaires en deux dimensions (figure 6.2) (évidemment puisque, dans la stratégie de simulation proposée, ces grandeurs sont les premières, via  $\tilde{\psi}_{R,k}(x, y)$ , à être affectées par l'omission

des fuites axiales (équations (4.26) et (4.27))). La figure 6.2 montre aussi que les différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie des canaux en trois dimensions et des cellules unitaires en deux dimensions s'élèvent systématiquement aux extrémités des canaux avec des conditions aux frontières axiales de vide et à la hauteur du dixième et du onzième plans (entre 321 cm et 392 cm) des canaux avec caloporteur. Cela est probablement dû à la variation rapide des conditions des matériaux dans ces régions. Dans le premier cas, les neutrons traversant les frontières axiales passent d'une région combustible au vide. Les différences relatives ne s'élèvent pas aussi fortement aux extrémités des canaux avec des conditions aux frontières axiales de réflexion, car dans ceux-ci, les neutrons arrivant aux frontières axiales sont réfléchis d'une région combustible vers la même région. Dans le deuxième cas, il s'agit d'une baisse très rapide de la masse volumique de l'eau contenue dans l'isolant : cette eau passe de 0.56 g/cm<sup>3</sup> à 0.17 g/cm<sup>3</sup> du dixième au onzième plan (figure 5.3). Les différences relatives ne s'élèvent pas de manière particulière à la hauteur de ces plans dans les canaux sans caloporteur, car dans ceux-ci, l'eau contenue dans l'isolant a été extraite lors de la vidange du caloporteur. Finalement, le calcul en une dimension réussit à coupler les cellules unitaires entre elles : les différences relatives présentées à la figure 6.3 sont significativement plus faibles que celles présentées à la figure 6.2. La différence relative maximale passe de 4.24 % en deux dimensions à 1.23 % en une dimension.

Les figures 6.4 et 6.5 montrent que les différences entre les flux  $\psi_{ijk,3D}^G$  et  $\psi_{ijk,1D}^G$  sont minimales au centre des canaux. Cela est probablement dû au fait que les gradients de flux sont faibles à cet endroit (figure 6.6). Aux extrémités des canaux, les différences entre les flux  $\psi_{ijk,3D}^G$  et  $\psi_{ijk,1D}^G$  des canaux avec des conditions aux frontières axiales de réflexion sont plus élevées que celles des canaux avec des conditions aux frontières axiales de vide. Cela peut être dû au fait que les mélanges homogènes des canaux en une dimension reproduisent moins bien le comportement des neutrons réfléchis aux frontières axiales. Dans les canaux en trois dimensions, les neutrons qui atteignent les frontières axiales sont réfléchis dans la géométrie exacte tandis que dans les canaux en une dimension, ces neutrons sont réfléchis dans un milieu homogène. Dans les canaux avec des conditions aux frontières axiales de vide, les neutrons qui franchissent les frontières axiales sont perdus autant dans les calculs en une dimension que dans les calculs en trois dimensions.

Dans le cas de la stratégie de simulation proposée, il n'est pas nécessairement souhaitable d'avoir  $\psi_{ijk,3D}^G - \psi_{ijk,1D}^G = 0$ . En effet, si les sections efficaces macroscopiques des cellules unitaires en deux dimensions  $\Sigma_{x,ijk,2D}^G$  sont en erreur (figure 6.2), la distribution de flux dans

le canal en une dimension  $\psi_{ijk,1D}^G$  doit aussi être en erreur (figures 6.4 et 6.5) afin de pouvoir ramener les sections efficaces macroscopiques du canal en une dimension  $\Sigma_{x,ijk,1D}^G$  aux valeurs de celles du canal en trois dimensions  $\Sigma_{x,ijk,3D}^G$  (figure 6.3). Comparativement aux canaux avec des conditions aux frontières axiales de réflexion, les canaux avec des conditions aux frontières axiales de vide présentent en général des  $\Sigma_{x,ijk,2D}^G$  plus en erreur assorties avec des  $\psi_{ijk,1D}^G$  moins en erreur ce qui mène en général à des  $\Sigma_{x,ijk,1D}^G$  plus en erreur et à des facteurs de multiplication moins précis (tableau 6.1).

## CHAPITRE 7 PRISE EN CHARGE IDÉALE DU RÉFLECTEUR AXIAL

Le cœur d'un réacteur nucléaire est généralement entouré d'un réflecteur. Son rôle est de réduire les pertes de neutrons en renvoyant dans le cœur les neutrons qui autrement s'en échapperaient. Afin d'en renvoyer le plus possible, le réflecteur doit être peu absorbant et avoir de bonnes propriétés diffusantes. Dans les réacteurs à neutrons thermiques, le réflecteur est généralement constitué d'eau (légère ou lourde), de graphite, de béryllium ou d'autres matériaux de structure (Glasstone et Sesonske, 1981).

En neutronique, le réflecteur peut être représenté concrètement à partir de propriétés neutroniques ou abstraitement à partir de coefficients de réflexion (albédos) qui restituent l'effet du réflecteur. Le problème du réflecteur dans les réacteurs à eau pressurisée a par exemple été abordé par Nisan et Reuss (1976), Lebigot et Lefebvre (1978), Hébert (1981), Mondot (1983), Martin del Campo (1987), Maidou (1993), Argaud (1995) et Richebois (1999) et plus récemment par Bejaoui (2012). L'étude d'un canal de combustible complet mène éventuellement à la prise en charge du réflecteur axial. Dans ce projet de recherche, le réflecteur axial est en définitive représenté physiquement dans l'espace à partir de ses propriétés neutroniques moyennes.

Ce chapitre débute par présenter comment le réflecteur axial a été intégré au canal en trois dimensions et comment il devrait être intégré à la stratégie de simulation proposée idéalement. La deuxième partie de ce chapitre présente l'effet du réflecteur axial sur les propriétés neutroniques des canaux ainsi que celui des plans de combustible sur celles du réflecteur axial. Finalement, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des résultats.

### 7.1 Modèle du réflecteur axial

Cette section se base sur le canal en trois dimensions, les cellules unitaires en deux dimensions et le canal en une dimension décrits en détails dans les trois chapitres précédents. Les mêmes options de calcul sont utilisées sauf lorsque spécifié.

### 7.1.1 Définition du réflecteur axial simulé

En trois dimensions, le réflecteur axial est défini de manière exacte c'est-à-dire à partir de la géométrie réelle et des compositions isotopiques des matériaux qui le composent. Dans les plans de réflecteur, la structure du canal de combustible à haute efficacité est maintenue, mais l'espace normalement occupé par la grappe de combustible est rempli de caloporteur (ou est complètement vide dans le cas sans caloporteur). La figure 7.1 présente une coupe du réflecteur axial.

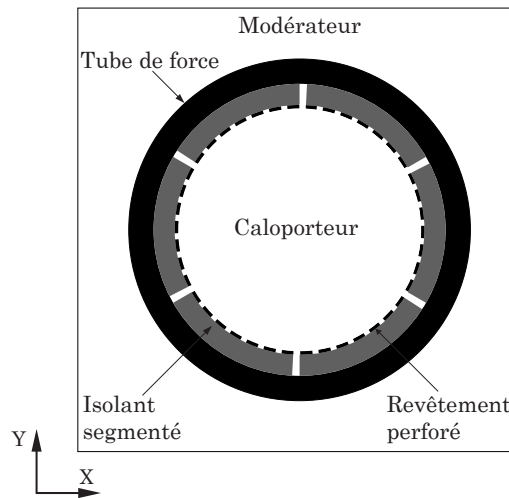


Figure 7.1 Coupe du réflecteur axial

Dans le canal en trois dimensions, deux plans de réflecteur ont été ajoutés aux quatorze plans de combustible définis précédemment : l'un est placé à l'entrée et l'autre à la sortie du canal. Tous les plans de ce canal mesurent  $25\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 35.71\text{ cm}$ . Ici, il sera supposé que les conditions (compositions, masses volumiques et températures) ne varient pas de manière significative au delà des plans de combustible. Ainsi, les conditions appliquées dans les plans de réflecteur sont les mêmes que celles trouvées dans les plans de combustible adjacents à ceux-ci (tableau 1.4 et figure 5.3).

Des conditions aux frontières de réflexion spéculaire et de vide ont respectivement été imposées sur les surfaces radiales et axiales du canal en trois dimensions avec réflecteur axial.

### 7.1.2 Génération des mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en 1D

Dans le canal en une dimension et de manière similaire à la section précédente, deux plaques de réflecteur axial ont été ajoutées aux quatorze plaques de combustible. Toutes les plaques de ce canal ont une largeur de 35.71 cm.

En une dimension, le réflecteur est défini à partir de mélanges homogènes. Ces mélanges homogènes ne peuvent pas être générés comme ceux du combustible, c'est-à-dire à partir d'une simple cellule unitaire en deux dimensions (en l'occurrence, celle présentée à la figure 7.1), puisqu'il n'est normalement pas possible de réaliser un calcul de transport neutronique sans neutrons. En effet, la source de fission est nulle dans le réflecteur et le flux qui alimente le réflecteur est inconnu au niveau des calculs en deux dimensions. Étant donné la nature géométrique du problème, les mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en une dimension devraient idéalement être générés à partir de calculs en trois dimensions. Pour ce faire, sept modèles ont été étudiés comme le présente la figure 7.2. Ces modèles contiennent un plan de réflecteur et de un à sept plans de combustible. Les plans de combustible situés dans la première moitié du canal sont utilisés dans les modèles du réflecteur à l'entrée et réciproquement, les plans de combustible situés dans la deuxième moitié du canal sont utilisés dans les modèles du réflecteur à la sortie.

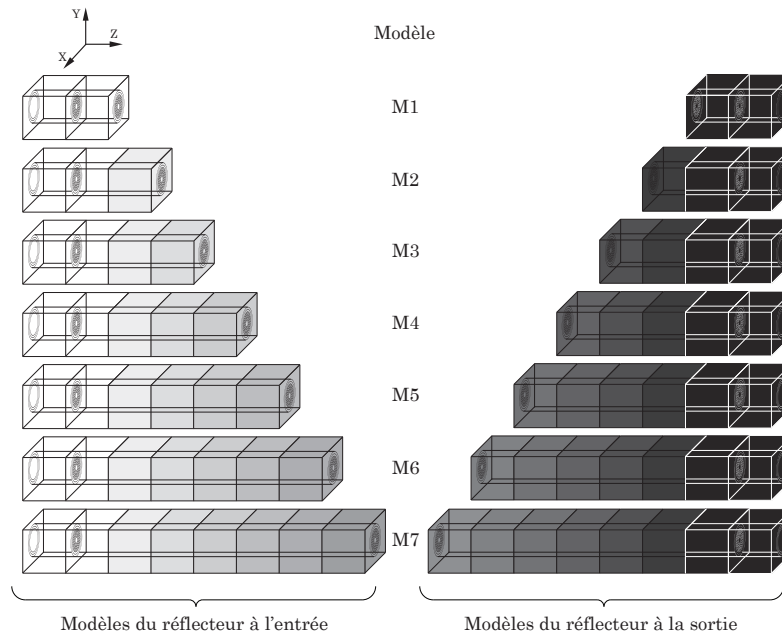


Figure 7.2 Canaux partiels en 3D étudiés pour la génération des mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en 1D



Des conditions aux frontières de réflexion spéculaire ont été imposées sur les surfaces radiales de ces canaux partiels en trois dimensions. Axialement, des conditions aux frontières de vide ont été imposées après le plan de réflecteur et de réflexion spéculaire après le dernier plan de combustible. Les propriétés neutroniques ont été homogénéisées par plan et condensées à 172 groupes d'énergie. Une fois générées par SERPENT, ces propriétés ont été traitées par la fonction `MacXS` (section 5.2.2 et annexe B).

### 7.1.3 Stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal

Le principe de la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal est illustré à la figure 7.3. Cette stratégie se divise en trois étapes ; pour un modèle M de réflecteur donné :

1. Deux calculs de canaux partiels en trois dimensions avec SERPENT, un pour l'entrée et un autre pour la sortie du canal, suivis d'une homogénéisation par plan et d'une condensation à 172 groupes d'énergie. Cette étape de calcul apparaît à la fois dans la stratégie R (R mis pour Réflecteur) et dans la stratégie R&C (R&C mis pour Réflecteur et Combustible).
2. Quatorze ou douze calculs de cellules unitaires en deux dimensions avec SERPENT suivis d'une homogénéisation par cellule et d'une condensation à 172 groupes d'énergie. La stratégie R fait appel aux quatorze cellules unitaires définies précédemment tandis que la stratégie R&C ne fait appel qu'à douze de ces cellules (les cellules mises en contact direct avec le réflecteur ne sont pas utilisées).
3. Un calcul de canal en une dimension avec réflecteur axial avec DRAGON à partir des propriétés neutroniques homogènes générées aux deux étapes précédentes suivi d'une homogénéisation par plaque et d'une condensation à 2 groupes d'énergie. Dans le cas de la stratégie R, les propriétés des plaques de réflecteur sont tirées des canaux partiels et celles de toutes les plaques de combustible sont tirées des cellules unitaires. Dans le cas de la stratégie R&C, les propriétés des plaques de réflecteur et celles des plaques de combustible mises en contact direct avec le réflecteur sont tirées des canaux partiels et celles des autres plaques de combustible sont tirées des cellules unitaires.

À la figure 7.3, les lignes pointillées dans les canaux partiels en trois dimensions reflètent le nombre variable de plans de combustible pouvant être utilisés tandis que les lignes pleines dans ces mêmes canaux montrent les propriétés homogènes tirées de ceux-ci.

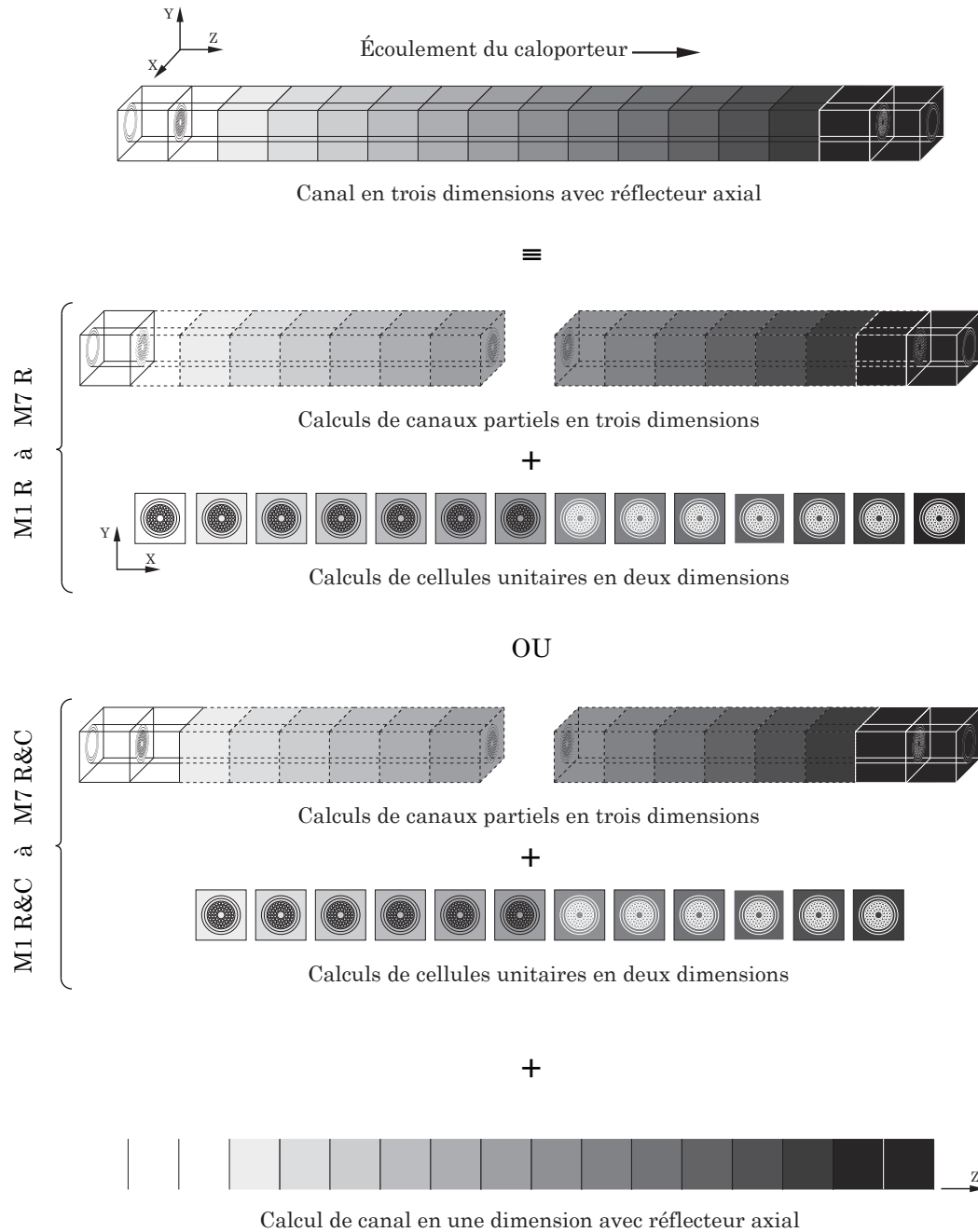


Figure 7.3 Principe de la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal

## 7.2 Évaluation des propriétés neutroniques des canaux de combustible avec réflecteur axial

Une évaluation similaire à celle présentée à la section 6.2 a été réalisée pour les canaux de combustible avec réflecteur axial. La présente évaluation se limite à deux canaux

- Un canal avec réflecteur axial, avec caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de vide ;
- Un canal avec réflecteur axial, sans caloporteur et avec des conditions aux frontières axiales de vide.

La méthode nommée «Stratégie 3D-2D-1D» est mise pour la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal. Les résultats présentés dans cette section ont été calculés à partir des équations (6.1), (6.2), (6.3), (6.9), (6.10), (6.13) et (6.14). Aux équations (6.2) et (6.3), l'indice «3D-2D-1D» devrait être lu à la place de «2D-1D». Pour les canaux partiels en trois dimensions, l'indice «2D» de l'équation (6.9) doit être remplacé par «3D partiel».

### 7.2.1 Facteur de multiplication des canaux avec réflecteur axial

Le tableau 7.1 présente le facteur de multiplication des canaux étudiés ainsi que les coefficients de réactivité de vide qui peuvent en être déduits.

### 7.2.2 Sections efficaces macroscopiques le long des canaux avec réflecteur axial

Les figures 7.4 et 7.5 présentent, pour le cas avec caloporteur, les différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques

- Du canal en trois dimensions et des canaux partiels en trois dimensions ;
- Du canal en trois dimensions et des cellules unitaires en deux dimensions ;
- Du canal en trois dimensions et du canal en une dimension.

Les figures 7.6 et 7.7 présentent la même chose pour le cas sans caloporteur.

### 7.2.3 Distributions de flux le long des canaux avec réflecteur axial

Les figures 7.8, 7.9 et 7.10 présentent, pour le cas avec caloporteur,

- La distribution axiale du flux dans le canal en trois dimensions et dans le canal en une dimension ;
- Les différences relatives et absolues entre les flux du canal en trois dimensions et du canal en une dimension.

Les figures 7.11, 7.12 et 7.13 présentent la même chose pour le cas sans caloporteur.

Tableau 7.1 Facteur de multiplication et coefficient de réactivité de vide des canaux avec réflecteur axial

Méthode	$k_{\text{Avec caloporteur}}$	$k_{\text{Sans caloporteur}}$	CRV (mk)
Calcul direct en 3D	$1.20371 \pm 0.00004$	$1.18847 \pm 0.00005$	$-10.65 \pm 0.06$
Stratégie 3D-2D-1D			
M1 R	1.20391	1.18917	-10.30
M2 R	1.20391	1.18917	-10.30
M3 R	1.20391	1.18917	-10.30
M4 R	1.20391	1.18917	-10.30
M5 R	1.20391	1.18917	-10.30
M6 R	1.20391	1.18917	-10.29
M7 R	1.20391	1.18918	-10.29
$\Delta_{\text{M1 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M2 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M3 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M4 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M5 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M6 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M7 R}} \text{ (mk)}$	$0.20 \pm 0.04$	$0.71 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
Stratégie 3D-2D-1D			
M1 R&C	1.20396	1.18927	-10.26
M2 R&C	1.20395	1.18922	-10.28
M3 R&C	1.20394	1.18921	-10.29
M4 R&C	1.20394	1.18921	-10.29
M5 R&C	1.20394	1.18921	-10.29
M6 R&C	1.20394	1.18921	-10.29
M7 R&C	1.20394	1.18921	-10.29
$\Delta_{\text{M1 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.25 \pm 0.04$	$0.80 \pm 0.05$	$0.39 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M2 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.24 \pm 0.04$	$0.75 \pm 0.05$	$0.37 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M3 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.23 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M4 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.23 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M5 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.23 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M6 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.23 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$
$\Delta_{\text{M7 R\&C}} \text{ (mk)}$	$0.23 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.06$

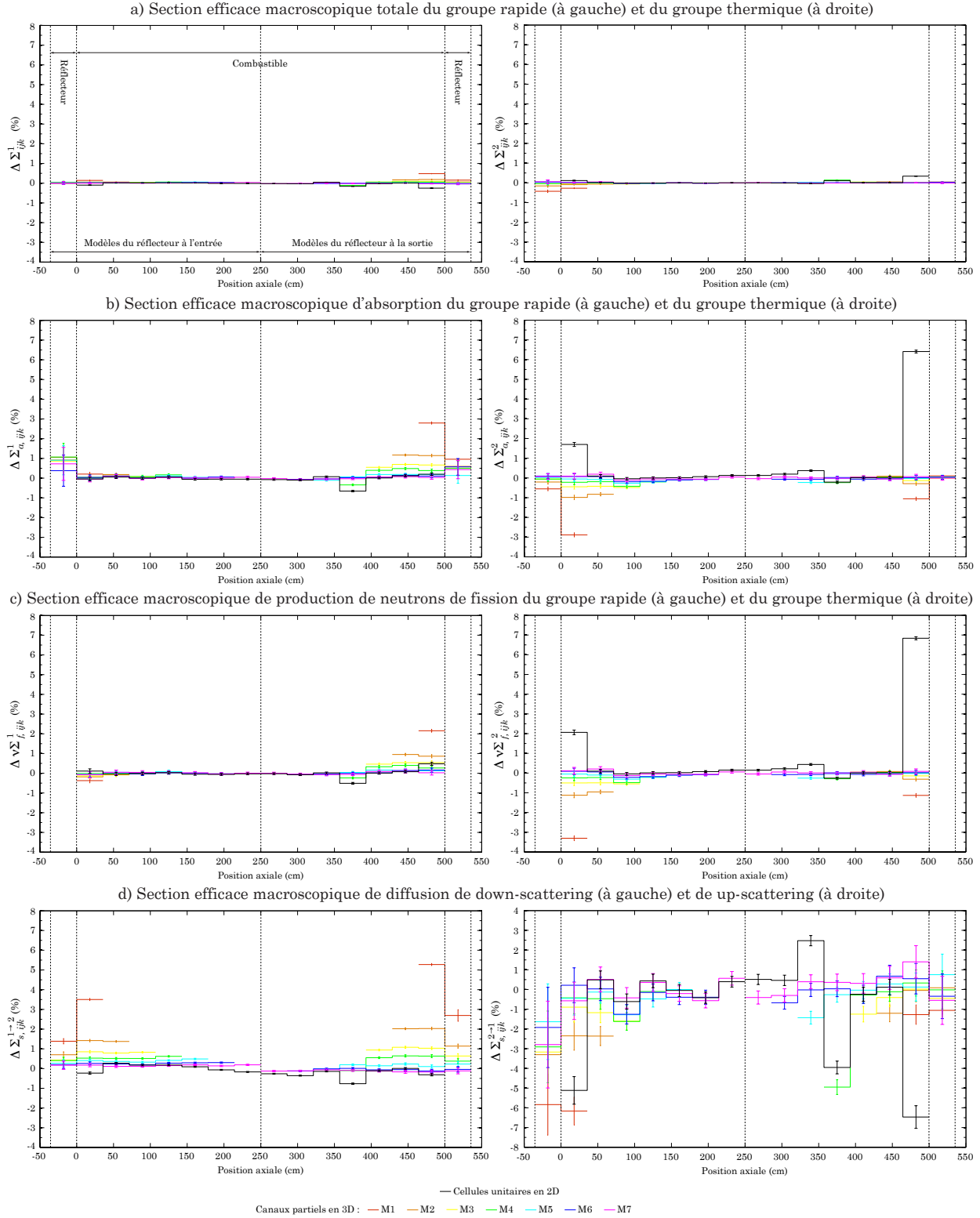


Figure 7.4 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et des canaux partiels en 3D ainsi que du canal en 3D et des cellules unitaires en 2D - avec caloporteur

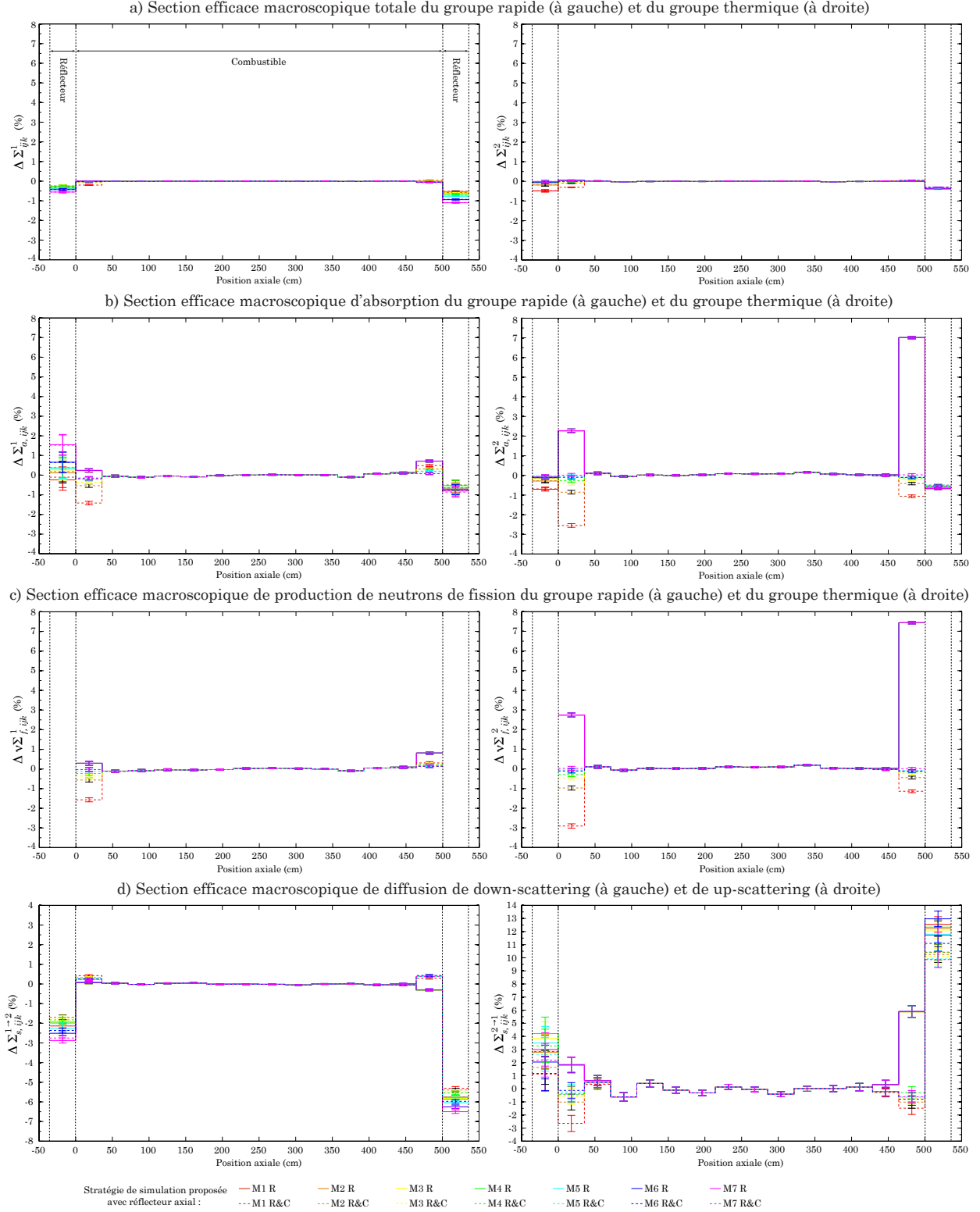


Figure 7.5 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et du canal en 1D - avec caloporteur

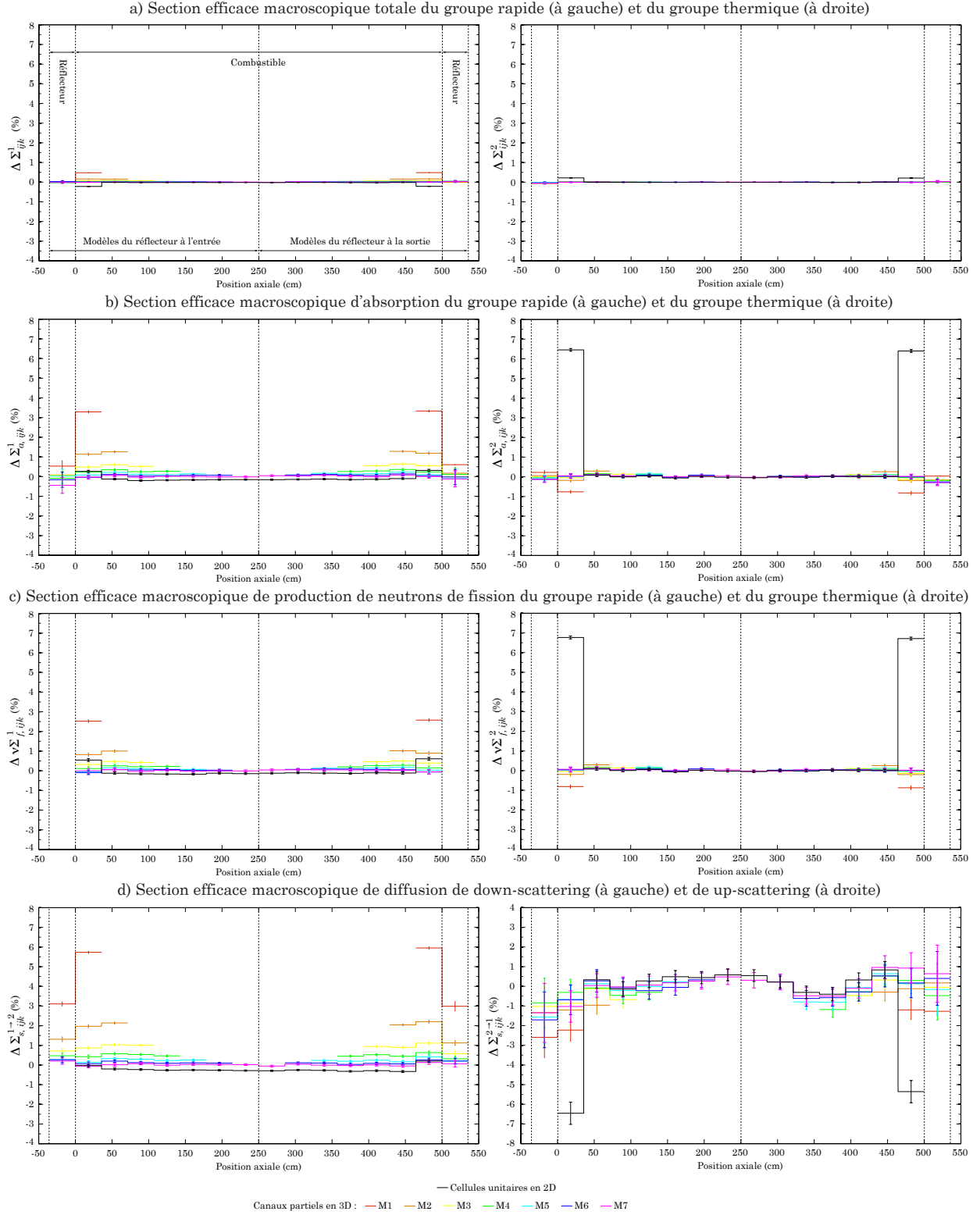


Figure 7.6 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et des canaux partiels en 3D ainsi que du canal en 3D et des cellules unitaires en 2D - sans caloporteur

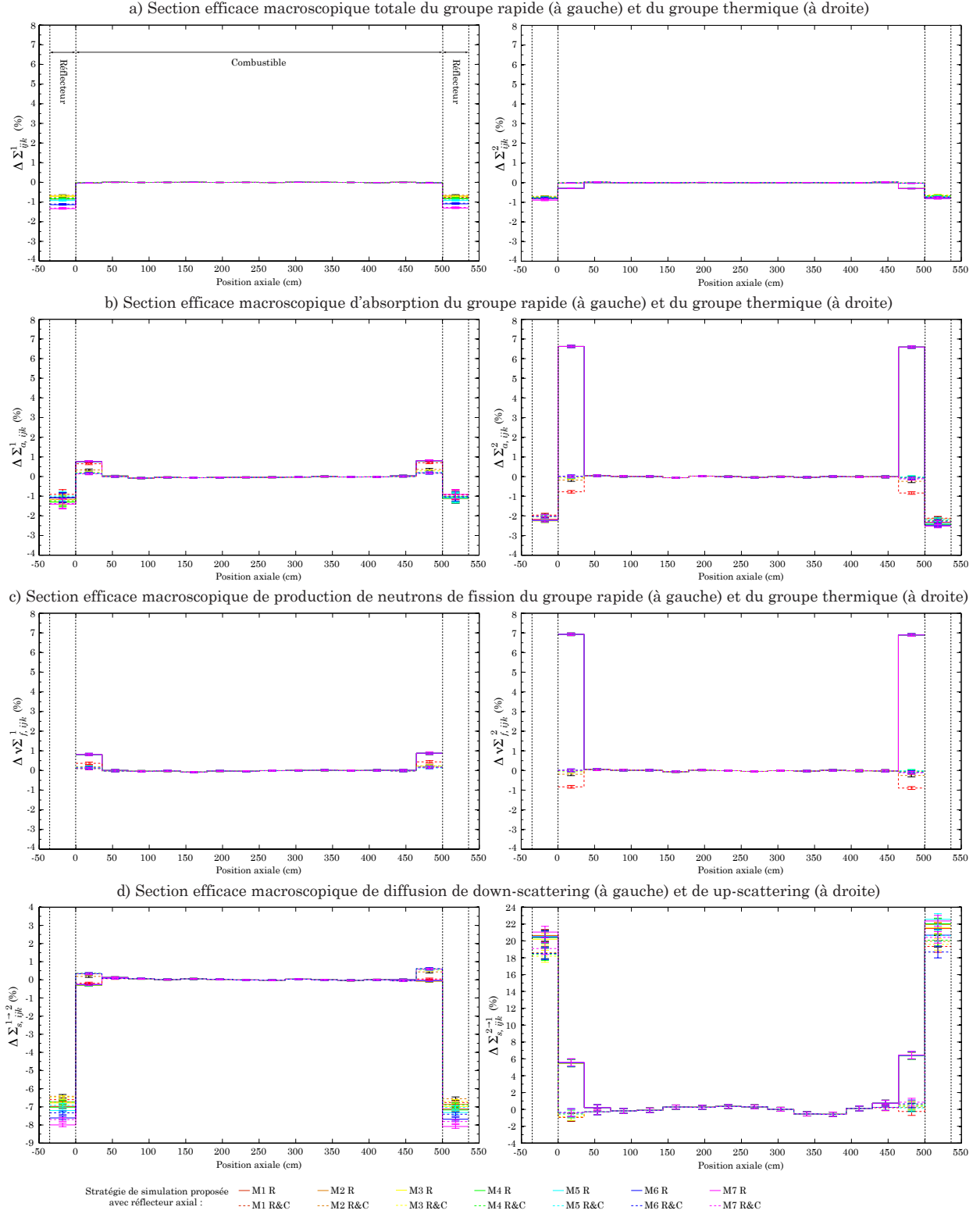


Figure 7.7 Différences relatives entre les sections efficaces macroscopiques du canal en 3D et du canal en 1D - sans caloporteur



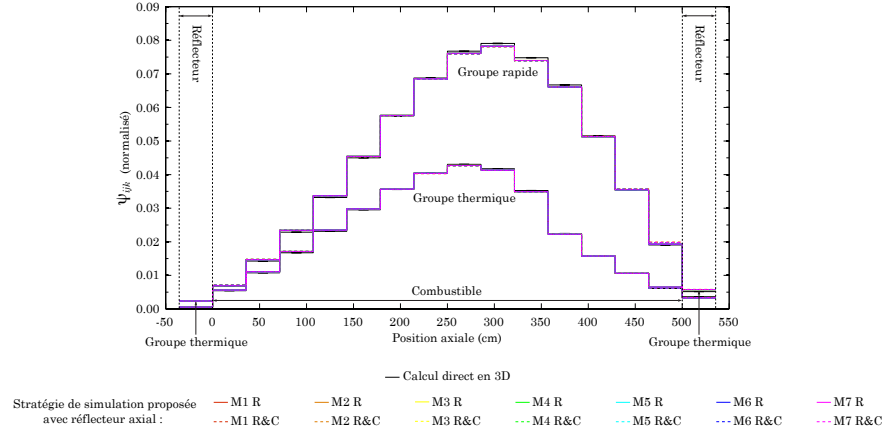


Figure 7.8 Distributions de flux le long des canaux avec réflecteur axial - avec caloporteur

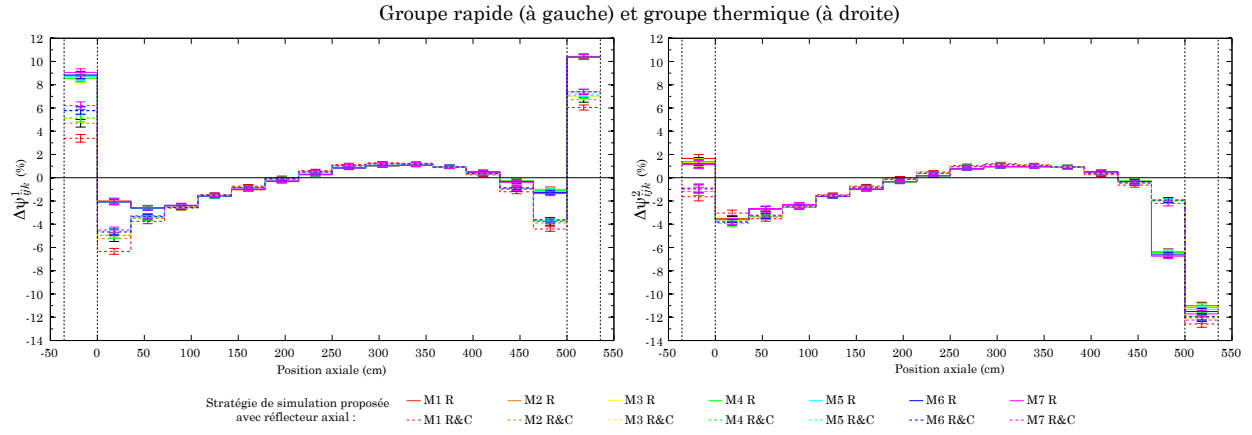


Figure 7.9 Différences relatives entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - avec caloporteur

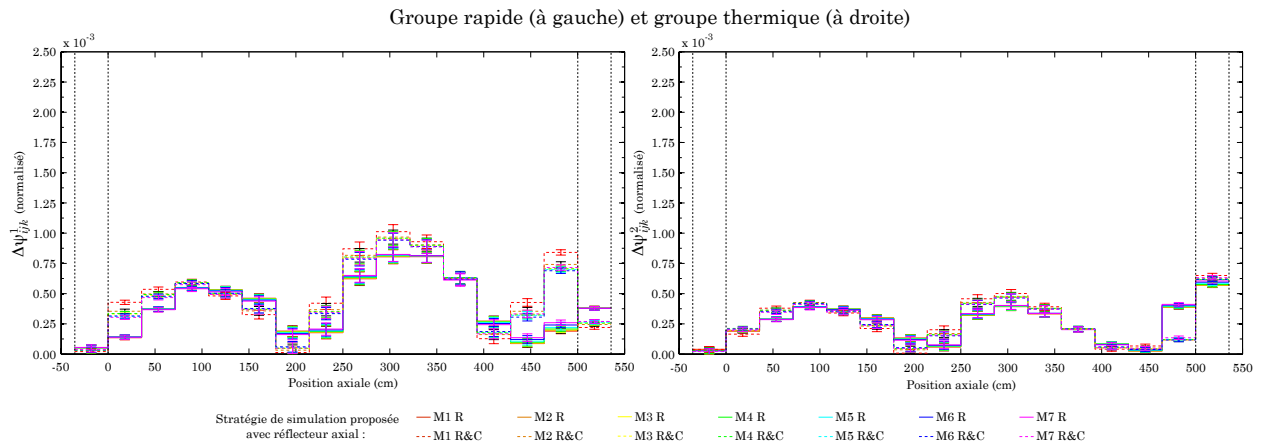


Figure 7.10 Différences absolues entre les flux des canaux en 3D et en 1D avec réflecteur axial - avec caloporteur



### 7.3 Analyse des résultats obtenus avec réflecteur axial

Aux figures 7.4 à 7.13, la région du combustible, le réflecteur axial à l'entrée et le réflecteur axial à la sortie du canal se situent respectivement entre 0 et 500 cm, entre -35.71 et 0 cm et entre 500 et 535.71 cm comme les traits pointillés et verticaux l'indiquent. Aux figures 7.4 et 7.6, les modèles du réflecteur à l'entrée et ceux du réflecteur à la sortie se limitent respectivement à la première moitié et à la deuxième moitié du canal et ne présentent que des résultats partiels dans leur domaine spatial respectif. Le modèle M1 par exemple présente seulement deux résultats pour un réflecteur et une section efficace donnés, un pour le plan de réflecteur et un autre pour le plan de combustible adjacent à celui-ci, parce que tous les autres plans du canal n'existent pas dans ce modèle. Aux figures 7.4 à 7.7, les sections efficaces macroscopiques de production de neutrons de fission sont nulles dans les plans de réflecteur étant donné que ceux-ci ne contiennent pas de combustible.

#### 7.3.1 Effet des plans de combustible sur les canaux partiels en trois dimensions

Cette section porte sur l'analyse des résultats présentés aux figures 7.4 et 7.6.

La précision des canaux partiels en trois dimensions est évaluée en comparant les sections efficaces macroscopiques homogénéisées par plan et condensées à 2 groupes d'énergie de ces canaux à celles du canal en trois dimensions. Pour comparer les canaux partiels entre eux, il faut tout d'abord se concentrer sur un plan à la fois et ensuite examiner l'évolution des courbes M1 à M7 dans le plan donné. Idéalement,  $\Delta\Sigma_{x,ijk}^G$  devrait être nulle. En général,  $\Delta\Sigma_{x,ijk}^G$  diminue lorsque le nombre de plans de combustible dans les canaux partiels augmente.

Les calculs en deux dimensions n'évaluent pas toujours bien les sections efficaces macroscopiques homogènes et condensées à 2 groupes d'énergie des cellules de combustible adjacentes au réflecteur. Les sections efficaces macroscopiques d'absorption du groupe thermique, de production de neutrons de fission du groupe thermique et de diffusion de up-scattering sont les plus affectées. Ces sections efficaces sont mieux évaluées par la plupart des canaux partiels. C'est pourquoi la stratégie R&C a été développée et étudiée. À la hauteur du dixième et du onzième plans de combustible (entre 321 cm et 392 cm), les sections efficaces sont aussi mieux évaluées par les canaux partiels (M4 à M7) que par les cellules unitaires en deux dimensions. Toutefois, comme les figures 7.5 et 7.7 le présentent, les propriétés de ces deux plans sont bien prises en charge par le calcul en une dimension (erreurs inférieures au pourcent).

### 7.3.2 Effet du réflecteur axial sur les propriétés des canaux

Les distributions axiales de flux présentées aux figures 7.8 et 7.11 montrent une inversion de population dans le réflecteur. L'augmentation du flux thermique (et la diminution du flux rapide) dans le réflecteur provient du ralentissement dans le réflecteur jusqu'à des énergies thermiques des neutrons rapides qui se sont échappés du cœur.

En comparant les tableaux 7.1 et 6.1, il est possible de constater que le réflecteur axial a pour effet de faire augmenter légèrement le facteur de multiplication des canaux. Cette observation s'explique par le fait que le réflecteur réduit le taux de fuite (équation (6.15)). Le coefficient de réactivité de vide quant à lui diminue légèrement (en valeur absolue) lorsque le réflecteur axial est présent.

### 7.3.3 Précision de la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal

Aux figures 7.5 et 7.7, il est évident que la stratégie R&C favorise le rétablissement des sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie dans les plaques de combustible adjacentes aux plaques de réflecteur et que plus le numéro du modèle de réflecteur est élevé, meilleur est le rétablissement. Par contre, dans les plaques de réflecteur, les sections efficaces sont souvent largement en erreur (avec des erreurs pouvant aller jusqu'à 22.6 %), la stratégie R&C améliore peu la situation et le modèle de réflecteur M7 n'est pas toujours plus avantageux que le modèle de réflecteur M1.

Dans l'ensemble, les différents modèles et stratégies étudiés affectent peu le facteur de multiplication des canaux étudiés comme le présente le tableau 7.1. Tout au plus, une variation de 0.06 mk est observée entre les modèles M1 et M7 et une variation de 0.1 mk est observée entre les stratégies R et R&C.

## CHAPITRE 8 DESCRIPTION DES MODÈLES DRAGON

Ce chapitre est le premier des trois chapitres qui répondent au deuxième objectif de recherche qui, rappelons-le, est de démontrer l'applicabilité de la stratégie de simulation proposée dans la chaîne de calculs utilisée conventionnellement en neutronique et ensuite, d'évaluer son impact sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. Dans cette deuxième partie du projet de recherche, la stratégie de simulation proposée a été modélisée avec DRAGON 3.06 et le réacteur refroidi à eau supercritique canadien a été modélisé avec DONJON 3.02. Le chapitre 8 présente les modèles DRAGON, le chapitre 9 présente le modèle DONJON et finalement le chapitre 10 présente les propriétés du cœur évaluées.

Le présent chapitre se divise en trois sections. Les deux premières sections présentent le modèle des cellules unitaires en deux dimensions et le modèle du canal de combustible en une dimension développés avec DRAGON. La troisième section présente les différentes bases de données réacteur générées avec DRAGON afin de pouvoir évaluer l'impact de la stratégie de simulation proposée sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien.

### 8.1 Modèle des cellules unitaires en 2D

Dans la méthode des probabilités de collision, des approximations sont introduites au niveau des variables position  $\mathbf{r}$ , angulaire  $\Omega$  et énergie  $E$  (chapitres 2 et 3). L'impact de ces approximations sur la précision des calculs est normalement minimisé lorsque l'utilisateur choisit adéquatement les options de calculs mises à sa disposition.

Les études présentées dans les sous-sections suivantes ont été réalisées pour du combustible neuf et à partir de la huitième cellule du canal. Cette cellule a été choisie parce qu'elle possède des conditions (compositions, masses volumiques et températures) proches des conditions moyennes du canal.

#### 8.1.1 Traitement de la dépendance spatiale

Les mots clés **CARCEL** et **CLUSTER** du module **GEO** : permettent la définition de la cellule carrée, du canal à haute efficacité (tableau 1.2) et de la grappe de combustible (tableau 1.3) dans

DRAGON. Des conditions aux frontières de réflexion isotrope ont été posées sur les surfaces extérieures des géométries (X- REFL, X+ REFL, Y- REFL et Y+ REFL utilisés conjointement avec TISO du module de traçage des lignes d'intégration NXT:).

Chaque crayon de combustible a été divisé en deux parties de manière à permettre la définition de deux mélanges par crayon (découpage réalisé avec MESHX et MESHY). Un mélange est associé à chaque demi-anneau de combustible (figure 8.2). Au total, six mélanges composent la grappe de combustible. Initialement, les six mélanges de combustible sont identiques. Ce découpage est motivé par le fait que chaque demi-anneau est soumis à un environnement différent, donc à un flux différent. Plus précisément

- Les crayons de combustible contenus dans l'anneau interne sont affectés d'une part par la région centrale remplie d'eau légère et d'autre part par les crayons de combustible de l'anneau central ;
- L'anneau central est environné de part et d'autre par des crayons de combustible, crayons qui appartiennent aux deux autres anneaux ;
- Les crayons de combustible de l'anneau externe sont d'une part fortement soumis aux neutrons provenant du modérateur et font face d'autre part au reste de la grappe de combustible.

Ainsi, les six demi-anneaux évolueront certainement différemment au cours du temps ce qui peut avoir un effet à long terme sur la composition du combustible. La région centrale ne nécessite pas un tel découpage puisqu'elle est en position axisymétrique. La figure 8.1 vient appuyer ces affirmations.

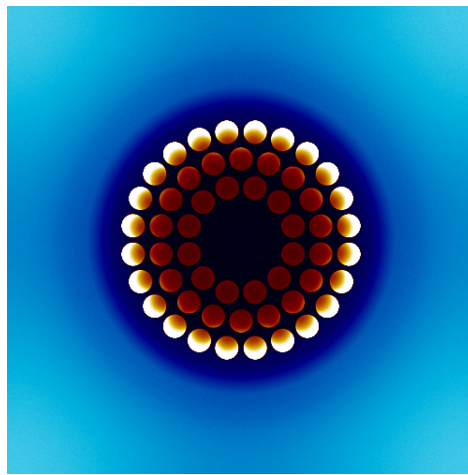


Figure 8.1 Distributions de puissance (combustible) et du flux thermique (ailleurs) dans la cellule unitaire

La figure 8.1 a été produite avec le traceur de taux de réactions `mesh` de SERPENT. Les différents tons de bleu représentent la distribution du flux thermique (en-dessous de 0.625 eV) dans la cellule unitaire (à l'exclusion de la grappe de combustible). Les différents tons de rouge représentent la distribution de puissance dans la grappe de combustible. De plus, les tons clairs et foncés indiquent respectivement des valeurs élevées et faibles. Une description plus détaillée des couleurs n'est pas disponible. Précisons que la région centrale est bleue foncée et non rouge foncée ; la puissance n'est produite que dans les crayons de combustible. Finalement, la figure 8.1 montre que la puissance, donc le taux de fission, varie notablement à travers la grappe de combustible.

La discrétisation de la variable position  $\mathbf{r}$  consiste à diviser le domaine spatial de la cellule unitaire en plusieurs sous-régions. Dans chaque sous-région, les sections efficaces, les sources et les flux sont constants (il n'y a pas de dépendance en  $\mathbf{r}$  à l'intérieur des sous-régions). La discrétisation spatiale de la cellule unitaire doit donc être suffisamment élevée afin de bien suivre la variation de ces grandeurs dans l'espace. La figure 8.2 présente et le tableau 8.1 précise la discrétisation spatiale des géométries utilisées lors des calculs en deux dimensions. À la figure 8.2, chaque couleur est associée à un mélange (`TYPE MIXTURE` du module `PSP`).

En pratique, pour un problème donné, les calculs d'autoprotection des résonances et de flux se font sur deux géométries différentes. La géométrie utilisée pour le calcul d'autoprotection est beaucoup moins discrétisée spatialement que celle utilisée pour le calcul de flux ; au total, la première compte 38 sous-régions et 12 surfaces extérieures et la deuxième compte 461 sous-régions et 44 surfaces extérieures.

Toutes les régions de la cellule unitaire sauf celle du modérateur peuvent entièrement être couvertes par une discrétisation radiale (`SPLITR`). La discrétisation radiale du modérateur est limitée par les frontières de la cellule carrée. Une discrétisation cartésienne (`SPLITX` et `SPLITY`) a été ajoutée afin de pouvoir couvrir les coins du modérateur. La géométrie utilisée pour le calcul de flux a été sélectionnée après avoir étudié le comportement du facteur de multiplication infini et des sections efficaces macroscopiques de la cellule unitaire en fonction de la discrétisation spatiale. Les sections efficaces macroscopiques ont été homogénéisées sur l'ensemble de la cellule et condensées à deux groupes d'énergie (énergie de coupure fixée à 0.625 eV).

Cette étude a consisté à augmenter régulièrement le nombre d'anneaux dans une région donnée ou le nombre de carrés dans les coins du modérateur jusqu'à l'atteinte de la conver-

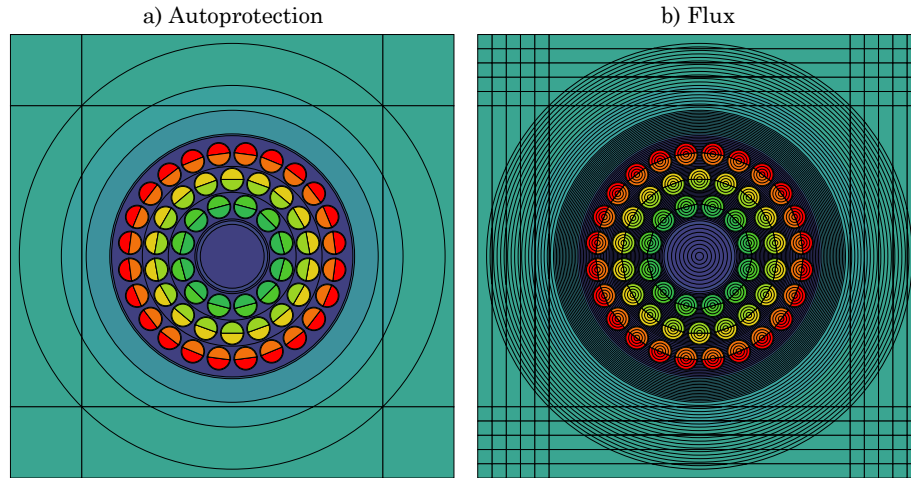


Figure 8.2 Géométries utilisées lors des calculs en 2D

Tableau 8.1 Discrétisation spatiale optimisée des géométries en 2D

	Autoprotection	Flux
Région	Discrétisation radiale (nombre d'anneaux de même épaisseur)	
Caloporteur	4	61
Revêtement	1	1
Isolant	1	16
Tube de force	1	8
Modérateur	1	12
Région centrale	1	8
Gaine de la région centrale	1	1
Combustible	1	4
Gaine du combustible	1	1
	Discrétisation cartésienne (nombre de carrés par coin)	
Modérateur	1	25

gence des propriétés mentionnées ci-dessus. Une seule région fut étudiée à la fois. Lors de l'étude d'une région donnée, les autres régions de la cellule unitaire ont conservé une discrétisation grossière : 13, 1, 2, 2, 5, 5, 1, 2 et 1 anneaux de même épaisseur dans le caloporteur, le revêtement, l'isolant, le tube de force, le modérateur, la région centrale, la gaine de la région centrale, le combustible et la gaine du combustible respectivement ainsi que 4 carrés égaux par coin dans le modérateur. Les neuf régions constituant la cellule unitaire ont été étudiées de cette façon.



À titre d'exemple, les figures 8.3 et 8.4 présentent le facteur de multiplication infini et les sections efficaces macroscopiques de la cellule unitaire en fonction du nombre d'anneaux contenus dans la région du caloporteur. 4, 7, 13, 25, 49, 97, 193 et 385 anneaux de même épaisseur ont été testés. Les propriétés convergent régulièrement jusqu'à 97 anneaux, après quoi une divergence semble s'installer pour  $\Sigma_a^1$ ,  $\nu\Sigma_f^1$  et  $\Sigma_s^{1\rightarrow 2}$ . Cette divergence peut provenir d'une accumulation d'erreurs numériques et de quadrature dues aux dimensions du système. De ce fait, les deux derniers points correspondant à 193 et à 385 anneaux ont été rejetés de l'étude et il a été considéré que la convergence des propriétés est atteinte avec 97 anneaux.

La discrétisation spatiale convergée de la géométrie utilisée pour le calcul de flux obtenue à partir de cette étude est de 97, 8, 16, 16, 32, 32, 4, 32 et 1 anneaux de même épaisseur dans le caloporteur, le revêtement, l'isolant, le tube de force, le modérateur, la région centrale, la gaine de la région centrale, le combustible et la gaine du combustible respectivement et de 256 carrés égaux par coin dans le modérateur. Cette discrétisation produit une géométrie ayant  $N = 2824$  sous-régions et 132 surfaces extérieures. Ce nombre de sous-régions est très élevé sachant que la méthode des probabilités de collision produit des matrices pleines de  $N^2$  éléments. Afin de limiter le temps de simulation et l'espace mémoire nécessaires pour réaliser les calculs, le nombre de sous-régions a été réduit judicieusement. Pour chaque région, l'application des critères suivants a permis la sélection de la discrétisation spatiale optimisée (tableau 8.1) : des écarts maximaux de 0.05 mk et de 0.05 % par rapport aux points convergés sont tolérés pour le facteur de multiplication infini et pour les sections efficaces macroscopiques respectivement.

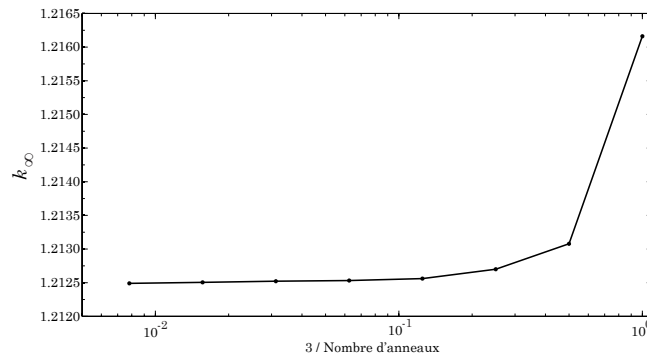


Figure 8.3 Impact de la discrétisation du caloporteur sur le facteur de multiplication infini

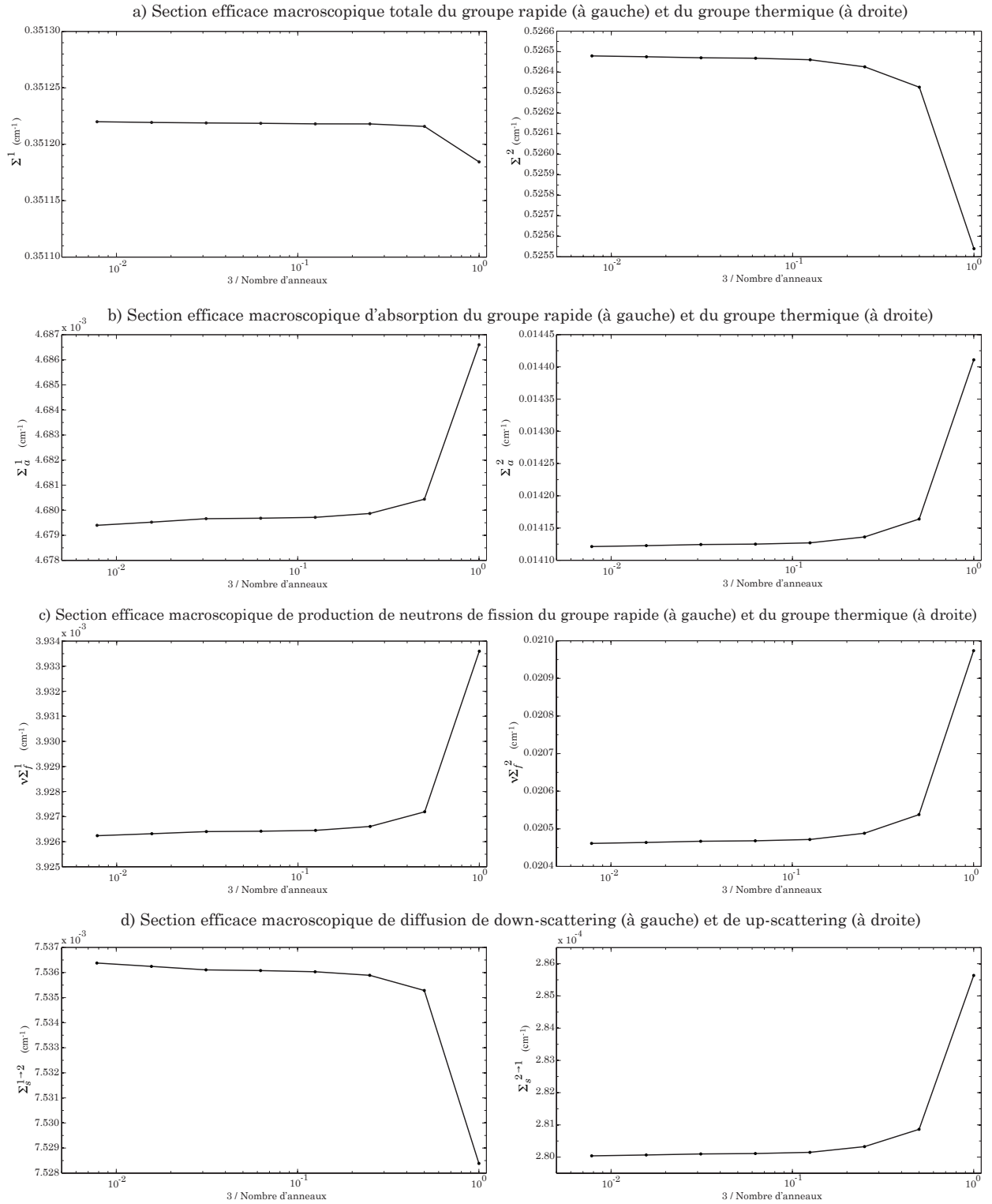


Figure 8.4 Impact de la discrétisation du caloporteur sur les sections efficaces macroscopiques



À titre d'exemple, la figure 8.5 présente l'impact des lignes d'intégration sur les erreurs maximales faites sur les volumes et les aires de la géométrie utilisée pour le calcul de flux. Généralement, les erreurs maximales surviennent dans les petites sous-régions et surfaces peu traversées par les lignes d'intégration. Tout d'abord, en fixant **nangl** à un nombre raisonnable (25 angles conviennent), **dens** a été variée de 5 à 50 lignes/cm par pas de 5 lignes/cm. Afin de réduire les erreurs maximales à moins de 1 %, une densité de 40 lignes/cm a été choisie. Ensuite, en fixant **dens** à la valeur choisie précédemment (40 lignes/cm), **nangl** a été varié de 5 à 50 angles par pas de 5 angles. 30 angles équidistants sur l'intervalle  $[0, \pi/2]$  ont été choisis puisque ce nombre minimise l'erreur maximale faite sur les aires. La même étude a été réalisée sur la géométrie utilisée pour le calcul d'autoprotection. Cela a permis de choisir 20 lignes/cm et 20 angles équidistants sur l'intervalle  $[0, \pi/2]$ . Puisque cette géométrie est beaucoup moins discrétisée spatialement que celle utilisée pour le calcul de flux, il n'est pas surprenant que les paramètres de traçage des lignes d'intégration soient aussi plus grossiers.

La figure 8.5 montre aussi que, pour la densité de lignes considérée, le nombre d'angles a peu d'impact sur les volumes et les aires. En effet, la précision des volumes et des aires dépend davantage de la densité des lignes, car ceux-ci sont calculés approximativement à partir de rectangles (un rectangle entoure chaque ligne d'intégration). Comme lors du calcul de l'aire sous une courbe, plus les rectangles sont étroits (plus la densité de lignes est élevée), meilleure est l'évaluation. En augmentant la discrétisation angulaire, seule la direction des lignes change ; la densité des lignes reste constante. Les aires sont plus sensibles que les volumes au nombre d'angles, car les surfaces comparativement aux sous-régions ont une dimension d'espace en moins. Mentionnons qu'il est toutefois important de considérer suffisamment de directions afin de bien lier les sous-régions entre elles.

Des conditions aux frontières de réflexion isotrope ont été appliquées sur les surfaces extérieures des géométries. Afin d'évaluer l'impact de cette approximation, des conditions aux frontières de réflexion spéculaire ont été testées (TSPC dans **NXT**:). Pour ce test, les paramètres de quadrature angulaire déterminés précédemment (**nangl** et **dens**) ont pu être conservés et une quadrature polaire de type Gauss et d'ordre 10 a été utilisée (**Gauss nphi** dans **NXT**:). Le tableau 8.2 montre qu'il existe une différence de 0.23 mk entre le cas isotrope et le cas spéculaire de la méthode des probabilités de collision (modules **ASM**: et **FLU**: utilisés conjointement). Ce résultat laisse sous-entendre que la direction de propagation des neutrons aux frontières des géométries a peu d'impact sur les propriétés globales du problème. Cela n'est pas surprenant puisque les conditions aux frontières sont appliquées après la région du modérateur. Le rôle du modérateur est de ralentir les neutrons par collisions. Ces collisions ont

aussi pour effet de changer la direction de propagation des neutrons. Ainsi, il est peu probable, premièrement, que les neutrons arrivent aux frontières avec une direction de propagation préférentielle, et deuxièmement, que les neutrons réfléchis dans une direction donnée conservent leur direction de propagation au cours de leur nouvelle traversée dans le modérateur.

Tableau 8.2 Choix de la méthode de calcul et des conditions aux frontières

Méthode + Conditions aux frontières	$k_{\infty}$
Probabilités de collision + TISO	1.20699
Probabilités de collision + TSPC	1.20722
Caractéristiques cycliques + TSPC	1.20720

La méthode des caractéristiques résout l'équation de transport pour le flux angulaire contrairement à la méthode des probabilités de collision qui ne traite que le flux scalaire. La méthode des caractéristiques est une alternative à la méthode des probabilités de collision, en particulier lorsque les problèmes contiennent plus de quelques centaines de sous-régions ou lorsque la connaissance de flux angulaire est exigée. Tout comme pour la méthode des probabilités de collision, la méthode des caractéristiques s'applique à des géométries discrétisées spatialement dans lesquelles les sections efficaces et les sources sont constantes dans chaque sous-région. La distribution du flux scalaire dans les géométries est ensuite calculée en moyennant le flux angulaire dans chaque sous-région. Le module **MOCC** de DRAGON résout l'équation de transport pour des géométries en deux dimensions à partir de la méthode des caractéristiques cycliques et de conditions aux frontières de réflexion spéculaire (Roy, 1998). Le tableau 8.2 montre, qu'il existe seulement, pour des conditions aux frontières de réflexion spéculaire, une différence de 0.02 mk entre la méthode des probabilités de collision et la méthode des caractéristiques cycliques. Cette différence est de 0.21 mk lorsque des conditions aux frontières de réflexion isotrope sont utilisées avec la méthode des probabilités de collision.

### 8.1.3 Traitement de la dépendance énergétique

La bibliothèque e70lib1 à 89 groupes d'énergie, de format NDAS (New Data Access System) et basée sur l'évaluation de données nucléaires ENDF/B-VII.0 a été utilisée ici (Altiparmakov, 2010). Dans cette bibliothèque, on retrouve 22 groupes rapides, 25 groupes résonants et 42 groupes thermiques. De plus, cette bibliothèque contient 198 isotopes ainsi qu'un ensemble de données alternatives pour l'hydrogène dans l'eau légère et pour le deutérium dans l'eau lourde. Les chaînes de décroissance isotopique utilisées lors des calculs d'évolution dans DRAGON proviennent de cette même bibliothèque.

Tableau 8.3 Facteur de multiplication infini de la cellule unitaire selon la bibliothèque

Bibliothèque	$k_{\infty}$
<b>Résultats SERPENT</b>	
ENDF/B-VI.8	$1.21968 \pm 0.00004$
ENDF/B-VII.0	$1.22779 \pm 0.00004$
JEF-2.2	$1.22506 \pm 0.00004$
JEFF-3.1	$1.21561 \pm 0.00004$
<b>Résultats DRAGON</b>	
e70lib1	1.20699
endfb7	1.19772
endfb7gx	1.20742
endfb6	1.19805
endfb6gx	1.20759
iaea	1.20673
iaeagx	1.21663
jef22	1.21663
jef22gx	1.21464
jeff31	1.19639
jeff31gx	1.20498
jendl3	1.20251
jendl3gx	1.21104
draglib	1.19987

Tableau 8.4 Différences entre les facteurs de multiplication présentés au tableau 8.3

Bibliothèque	$\Delta k_{\infty} (\pm 0.04 \text{ mk})$			
<b>DRAGON vs SERPENT</b>	ENDF/B-VI.8	ENDF/B-VII.0	JEF-2.2	JEFF-3.1
e70lib1	12.69	20.80	18.07	8.62
endfb7	21.96	30.07	27.34	17.89
endfb7gx	12.26	20.37	17.64	8.19
endfb6	21.63	29.74	27.01	17.56
endfb6gx	12.09	20.20	17.47	8.02
iaea	12.95	21.06	18.33	8.88
iaeagx	3.05	11.16	8.43	1.02
jef22	3.05	11.16	8.43	1.02
jef22gx	5.04	13.15	10.42	0.97
jeff31	23.29	31.40	28.67	19.22
jeff31gx	14.70	22.81	20.08	10.63
jendl3	17.17	25.28	22.55	13.10
jendl3gx	8.64	16.75	14.02	4.57
draglib	19.81	27.92	25.19	15.74

Afin d'évaluer l'impact de la discrétisation de la variable énergie  $E$ , le facteur de multiplication infini de la cellule unitaire avec combustible neuf a été évalué à partir d'autres bibliothèques pouvant être lues par DRAGON ou SERPENT. Le tableau 8.3 présente les facteurs de multiplication ainsi obtenus et le tableau 8.4 présente quelques différences entre ceux-ci. Bien entendu, les différences observées entre les facteurs de multiplication doivent être interprétées avec prudence puisqu'elles ne résultent pas uniquement de la discrétisation de  $E$ .

Les bibliothèques endfb7, endfb6, iaea, jef22, jeff31 et jendl3 à 69 groupes d'énergie ainsi que les bibliothèques endfb7gx, endfb6gx, iaeagx, jef22gx, jeff31gx et jendl3gx à 172 groupes d'énergie et de format WIMS-D4 sont distribuées par le *WIMS Library Update Program* (WLUP) (International Atomic Energy Agency, 2013). Dans les bibliothèques à 69 groupes d'énergie, on retrouve 14 groupes rapides, 13 groupes résonants et 42 groupes thermiques tandis que dans celles à 172 groupes d'énergie, 45 groupes rapides, 47 groupes résonants et 80 groupes thermiques sont présents. Ces bibliothèques contiennent plus de 170 matériaux groupés en six catégories : les modérateurs, les matériaux de structure, les produits de fission non-consommables, les produits de fission consommables, les actinides et les matériaux de dosimétrie. Les bibliothèques iaea et iaeagx sont basées sur des évaluations de données nucléaires recommandées par les participants du WLUP. Les autres bibliothèques considérées dans le cadre du WLUP sont basées sur les évaluations de données nucléaires ENDF/B-VII.0, ENDF/B-VI.8, JEF2.2, JEFF-3.1 et JENDL-3.2 comme l'indique clairement leur nom. Une bibliothèque développée à l'interne, draglib, a également été testée. Cette bibliothèque à 172 groupes d'énergie basée sur l'évaluation de données nucléaires ENDF/B-VII.0 et de format DRAGON contient 314 isotopes.

Le tableau 8.4 montre qu'en général, les différences entre les facteurs de multiplication déterministes et statistiques sont assez importantes. Dans le pire cas (jeff31 vs ENDF/B-VII.0), une différence de 31.40 mk est observée. Les facteurs de multiplication déterministes provenant des bibliothèques à 172 groupes d'énergie sont plus cohérents avec les facteurs de multiplication statistiques que ceux provenant des bibliothèques à 69 groupes d'énergie. Il est évident qu'une discrétisation fine de la variable énergie est avantageuse. La seule exception à cette observation concerne les bibliothèques jef22 et jef22gx ; les facteurs de multiplication déterministes provenant de la discrétisation la plus grossière sont plus cohérents avec les facteurs de multiplication statistiques que ceux provenant de la discrétisation la plus fine dans trois cas sur quatre. Étonnamment, il faut aussi remarquer que les facteurs de multiplication provenant des bibliothèques iaeagx et jef22 sont identiques (tableau 8.3). Selon le tableau 8.4,

les facteurs de multiplication déterministes de loin les plus comparables à ceux statistiques proviennent des bibliothèques *iaeagx*, *jef22* et *jef22gx* avec 1.02 mk de différence dans les cas *iaeagx/jef22* vs *JEFF-3.1* et avec 0.97 mk de différence dans le cas *jef22gx* vs *JEFF-3.1*. Enfin, la bibliothèque *e70lib1* utilisée ici dans le modèle des cellules unitaires en deux dimensions retourne un facteur de multiplication assez comparable à ceux provenant des bibliothèques *endfb7gx*, *endfb6gx* et *iaea*.

La discrétisation de la variable énergie fait introduire un calcul d'autoprotection des résonances dans les codes déterministes (section 3.1.1). Dans *DRAGON*, ce calcul est accompli par le module *SHI* :. Les options disponibles dans ce module sont (Hébert et Marleau, 1991; Hébert, 2004, 2009) :

- LEVE 0 correspondant au modèle de Stamm'ler original ;
- LEVE 1 correspondant au modèle de Stamm'ler avec approximation de Nordheim ;
- LEVE 2 correspondant au modèle de Stamm'ler avec approximation de Nordheim et intégration de Riemann ;
- LJ afin d'activer les approximations de Livolant-Jeanpierre ;
- NOLJ afin de désactiver ces mêmes approximations.

LEVE 0 est le niveau de correction standard. LEVE 1 et LEVE 2 sont des niveaux de correction plus raffinés. Généralement, les modèles de simulation des réacteurs CANDU ne font pas appel aux approximations de Livolant-Jeanpierre, d'où l'option *NOLJ* mise par défaut dans *DRAGON*. Ces approximations sont surtout utilisées pour étudier les réacteurs à eau pressurisée (Reuss et Coste-Delclaux, 2003). Le tableau 8.5, présente le facteur de multiplication infini de la cellule unitaire étudiée obtenu à partir des différentes options d'autoprotection. Selon ce tableau, le facteur de multiplication décroît avec le niveau de correction et avec les approximations de Livolant-Jeanpierre en général. Afin de s'approcher le plus possible de la solution statistique (tableau 8.3), les options *NOLJ* et *LEVE 0* ont finalement été choisies.

Tableau 8.5 Facteur de multiplication infini de la cellule unitaire selon les options d'autoprotection

Options d'autoprotection		$k_{\infty}$
NOLJ	LEVE 0	1.20699
	LEVE 1	1.20647
	LEVE 2	1.20549
LJ	LEVE 0	1.20626
	LEVE 1	1.20576
	LEVE 2	1.20580



Avant de passer à la section suivante, mentionnons que les distributions de flux dans les cellules unitaires en deux dimensions ont été calculées avec le modèle de fuites  $B_1$  homogènes lors de la génération des bases de données réacteur.

## 8.2 Modèle du canal de combustible en 1D

Le canal en une dimension a déjà été présenté aux sections 6.1 et 7.1. La présente section expose les particularités du canal en une dimension lorsque la stratégie de simulation proposée est modélisée avec DRAGON.



Figure 8.6 Canal en 1D avec réflecteur axial et absorbant

Un canal en une dimension avec réflecteur axial et absorbant est illustré à la figure 8.6. Le canal contient maintenant dix-huit plaques : deux plaques absorbantes ont été ajoutées aux bouts des seize plaques déjà existantes. Les plaques de combustible et de réflecteur mesurent toujours 35.71 cm de large. Les plaques absorbantes ne mesurent que 7.5 cm de large. À la lumière des résultats présentés à la section 6.1.2, 40 sous-régions par plaque est une discrétisation spatiale raisonnable pour les plaques de combustible et de réflecteur. Une discrétisation équivalente de 8 sous-régions par plaque a été appliquée aux plaques absorbantes. Dans le premier cas, les sous-régions mesurent 0.89 cm de large et dans le deuxième cas, les sous-régions mesurent 0.94 cm de large. Des conditions aux frontières de réflexion spéculaire ont été appliquées sur les surfaces axiales extérieures.

### 8.2.1 Description du réflecteur axial

La figure 8.7 présente la géométrie utilisée pour générer les mélanges homogènes du réflecteur axial dans le canal en une dimension. Cette géométrie est la même que celle utilisée pour le calcul de flux en deux dimensions à l'exception que les mélanges du combustible, celui de la gaine du combustible et celui de la gaine de la région centrale ont été remplacés par celui du caloporteur. Une homogénéisation complète est réalisée sur cette géométrie à partir de la distribution de flux critique obtenue lorsque la grappe de combustible est réellement présente. La distribution de flux est en erreur, mais la bonne quantité d'eau légère est prise en compte. Le mélange du réflecteur à l'entrée et celui du réflecteur à la sortie du canal sont déterminés

de cette façon respectivement à partir de la première cellule unitaire et de la dernière cellule unitaire de la stratégie de simulation proposée.

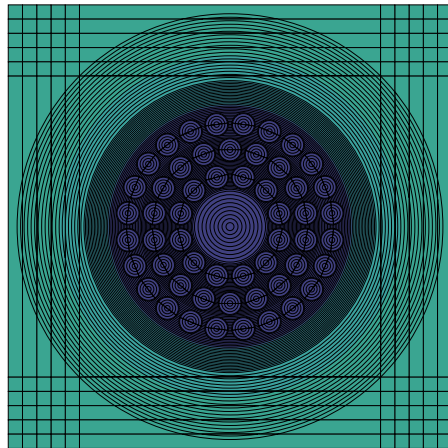


Figure 8.7 Géométrie d'édition pour le réflecteur axial

### 8.2.2 Description de l'absorbant

Normalement, des conditions aux frontières de vide devraient être posées après les plaques de réflecteur. Ici, cela ne peut pas être fait explicitement puisque la distribution de flux dans le canal en une dimension est calculée avec un modèle de fuites. Ce type de calcul ne peut être réalisé qu'en milieu infini. Ce problème a été contourné en ajoutant une plaque contenant un mélange fortement absorbant après chaque plaque de réflecteur et en posant des conditions aux frontières de réflexion après les deux plaques absorbantes.

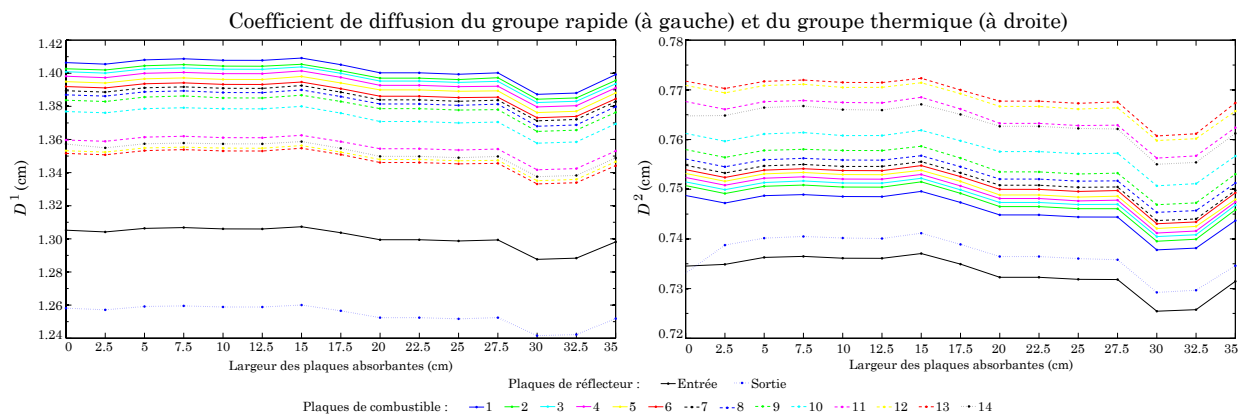
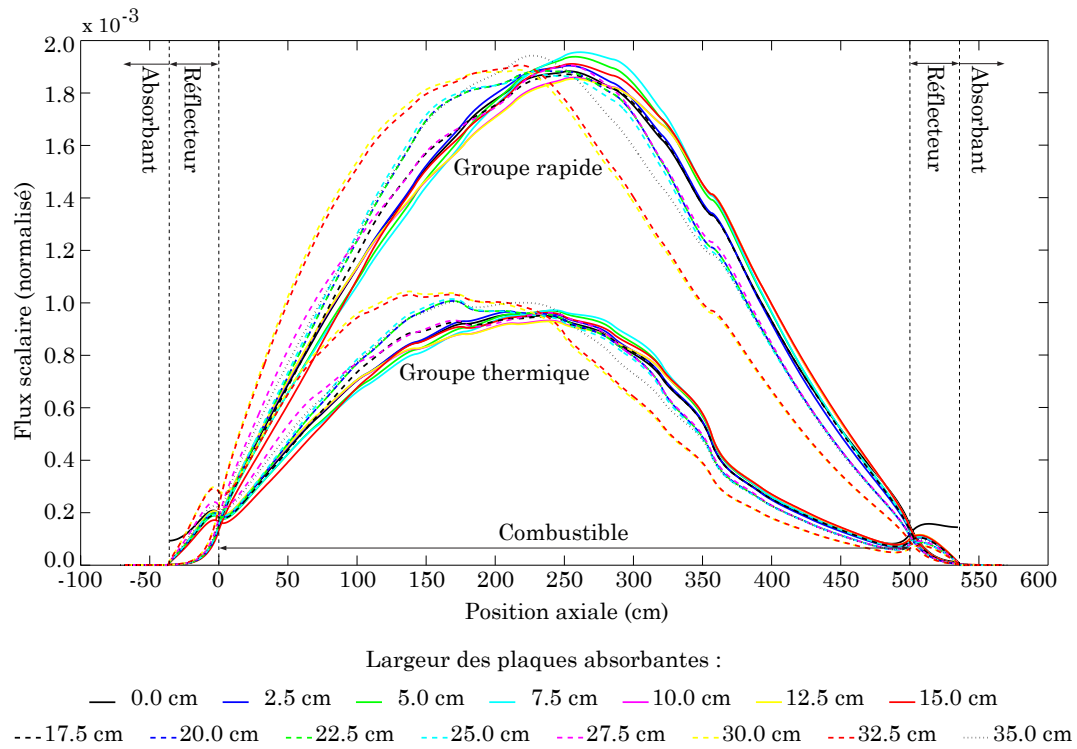
Les conditions aux frontières de vide agissent comme un filtre qui permet aux neutrons de passer seulement dans un sens ; les neutrons peuvent sortir de la géométrie, mais aucun neutron de l'extérieur ne peut y entrer. Ainsi, tous les neutrons qui quittent la géométrie sont définitivement perdus. Les deux plaques ajoutées après les plaques de réflecteur réservent aux neutrons en question le même sort, mais à partir d'un mode d'action différent ; en les absorbant. Pour que cette idée soit valide, le mélange absorbant doit avoir une section efficace microscopique d'absorption élevée ainsi que dominante et une masse volumique suffisante afin de maximiser la probabilité d'absorption. Cela permet d'éviter, entre autre, que les neutrons soient renvoyés vers la géométrie par diffusion ou même par réflexion.

À cette fin, un mélange de cadmium et de vanadium est un choix judicieux. Plus précisément, un mélange contenant 90 % atm de cadmium et 10 % atm de vanadium naturels à 342.16 K (température du modérateur) a été défini à partir de la bibliothèque e70lib1. Le cadmium et le vanadium ont un grand pouvoir d'absorption à faible et à très haute énergies respectivement. Les neutrons qui atteindront l'absorbant seront probablement assez lents puisque celui-ci est placé après le réflecteur. Le réflecteur, principalement composé d'eaux légère et lourde, possède aussi de bonnes propriétés de ralentissement. C'est pourquoi la quantité de cadmium est beaucoup plus importante que celle de vanadium. Le même mélange est attribué aux deux plaques absorbantes.

La distribution de flux dans le canal en une dimension a été calculée avec le modèle de fuites  $B_1$  homogènes. Les géométries à plaques analysées par le module SYBILT ne peuvent faire appel qu'aux modèles de fuites homogènes. Dans ce cas, l'artifice réalisé en recourant à un absorbant pour simuler des conditions aux frontières de vide devient problématique. Dans les modèles de fuites homogènes, les fuites sont calculées sur la géométrie complètement homogénéisée. Ainsi, en étant dilué sur toute la géométrie, l'absorbant contamine les propriétés du canal sur son ensemble.

Afin de minimiser cet effet, l'impact de l'absorbant sur la distribution axiale du flux et sur les coefficients de diffusion a été étudié. Dans cette étude, la largeur des deux plaques absorbantes a varié de 0 à 35 cm par pas de 2.5 cm. Le flux a été condensé à deux groupes d'énergie, mais il n'a pas été homogénéisé. Les coefficients de diffusion ont été homogénéisés par plaque et condensés à deux groupes d'énergie. Une énergie de coupure de 0.625 eV a été utilisée pour la condensation en énergie.

Les figures 8.8 et 8.9 montrent la même tendance : les distributions axiales du flux et les coefficients de diffusion varient peu pour les 15 premiers centimètres et commencent à fluctuer significativement à partir de 17.5 cm. Il est à noter que les différences observées entre les résultats à 0 cm et aux largeurs non-nulles proviennent aussi du passage d'un milieu infini à un milieu fini en  $Z$  (virtuellement) et non pas seulement de l'effet de l'absorbant sur le calcul des fuites. Finalement, une largeur de 7.5 cm a été choisie pour les plaques absorbantes. Cette largeur permet à l'absorbant de jouer son rôle sans trop altérer les propriétés du canal.



### 8.2.3 Création de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques

Un ensemble de sections efficaces macroscopiques uniformes dans l'espace et à 89 groupes d'énergie est attribué à chaque plaque du canal.

Les quatorze cellules unitaires en deux dimensions de la stratégie de simulation proposée sont utilisées pour générer les sections efficaces des quatorze plaques de combustible et des deux plaques de réflecteur axial. Après chaque calcul de cellule (dans le cas du combustible, mais seulement après le premier et le dernier calcul de cellule dans le cas du réflecteur), les sections efficaces macroscopiques sont homogénéisées sur l'ensemble de la cellule (dans le cas du combustible, mais sur l'ensemble de la géométrie d'édition dans le cas du réflecteur (figure 8.7)), mais aucune condensation en énergie n'est réalisée. Les sections efficaces éditées sont temporairement enregistrées dans une **MACROLIB** contenue dans un fichier d'édition (signature **L\_EDIT**). Les quatorze calculs de cellules unitaires en deux dimensions produisent seize fichiers d'édition au total (un pour chaque plaque de combustible et de réflecteur). Les sections efficaces macroscopiques de l'absorbant sont quant à elles temporairement enregistrées dans une **MACROLIB** incluse dans la **MICROLIB** (signature **L\_LIBRARY**) dont elle découle.

Le module **MAC** : est utilisé afin de combiner ces **MACROLIBs** en une seule bibliothèque de sections efficaces macroscopiques. Pour ce faire, les structures de données temporaires doivent préalablement être mises au niveau du répertoire **MACROLIB**. Cela se fait à l'aide d'une utilisation appropriée du mot clé **STEP** du module **UTL** : du pilote généralisé **GAN** (Roy et Hébert, 2000).

## 8.3 Génération des bases de données réacteur

Les bases de données réacteur sont des fichiers contenant les propriétés nucléaires produites par le code de cellule et ensuite utilisées par le code de cœur. Les principales propriétés sauvegardées dans ces fichiers sont

- L'énergie produite par fission ;
- Le spectre en énergie des neutrons émis par fission ;
- Les sections efficaces macroscopiques et les coefficients de diffusion moyens à peu de groupes d'énergie.

Ces propriétés sont enregistrées en fonction du taux de combustion  $B$  du combustible. L'unité du taux de combustion est le MWJ/T (mégawatt jour par tonne) et représente la quantité d'énergie en joules produite par tonne d'isotopes lourds contenus dans le combustible neuf.

La génération des bases de données réacteur nécessite plusieurs calculs. Initialement, la cellule unitaire contient du combustible neuf ( $B = 0$  MWJ/T). La distribution de flux dans la cellule unitaire est tout d'abord calculée à  $B = 0$  MWJ/T. Cette distribution de flux sert à calculer les propriétés mentionnées ci-dessus à  $B = 0$  MWJ/T. Cette distribution de flux sert aussi à faire évoluer le combustible jusqu'au taux de combustion suivant  $B = dB$  où  $dB$  est l'incrément de taux de combustion encouru lors de l'évolution. Le niveau de flux auquel le combustible est soumis lors de l'évolution est déterminé en spécifiant la puissance produite par le combustible (en kW/kg d'isotopes lourds contenus dans le combustible neuf). Dans DRAGON, l'évolution du combustible est réalisée avec le module **EVO**:. Dans cette étude, les calculs d'évolution ont été réalisés à puissance constante. À la suite du calcul d'évolution, les concentrations isotopiques du combustible sont mises à jour. Ensuite, la distribution de flux dans la cellule unitaire est calculée à nouveau, mais cette fois à  $B = dB$  c'est-à-dire à partir des nouvelles concentrations isotopiques du combustible. Cette nouvelle distribution de flux sert à calculer les propriétés mentionnées ci-dessus à  $B = dB$ . Cette nouvelle distribution de flux sert aussi à faire évoluer à nouveau le combustible jusqu'au taux de combustion suivant  $B = B + dB$ . À la suite du nouveau calcul d'évolution, les concentrations isotopiques du combustible sont encore mises à jour. Ces calculs se répètent jusqu'à l'atteinte du taux de combustion désiré. Une fois ces calculs terminés, le module **CPD**: de DRAGON est utilisé pour générer les bases de données réacteur dans un format lisible par DONJON.

Afin de pouvoir évaluer l'impact de la stratégie de simulation proposée sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien, quatre modèles de bases de données réacteur ont été développés

- Modèle de la cellule isolée ;
- Modèle des 14 cellules isolées ;
- Modèle des 14 cellules couplées en continue ;
- Modèle des 14 cellules couplées en alternance.

Ces modèles sont présentés aux sous-sections suivantes.

### 8.3.1 Modèle de la cellule isolée

L'objectif du modèle de la cellule isolée est de générer les bases de données réacteur le plus simplement possible, c'est-à-dire à partir d'une seule cellule unitaire en deux dimensions et en ne faisant varier que la composition du combustible. La huitième cellule du canal et une puissance d'évolution de 27.19 kW/kg ont été utilisées dans ce modèle. Cette cellule possède des conditions proches des conditions moyennes du canal et cette puissance est la puissance

moyenne de plan (en considérant que le canal contient quatorze plans de combustible, section 8.3.2).

Les étapes de calculs suivies dans le modèle de la cellule isolée sont énumérées ci-dessous.

1. Définir les mélanges de la cellule unitaire et créer la bibliothèque interne de sections efficaces (microscopiques et macroscopiques) (**LIB:** et **INFO:**).
2. Définir les géométries utilisées pour les calculs d'autoprotection et de flux ainsi que celle utilisée pour l'édition des propriétés du réflecteur axial (**GEO:**).
3. Analyser toutes les géométries, mais ne tracer les lignes d'intégration que sur les géométries utilisées pour les calculs (**NXT:**).
4. Initialiser le taux de combustion à  $B = 0$  MWJ/T.
5. Calculer les sections efficaces microscopiques autoprotégées du problème au taux de combustion  $B$  et mettre à jour la bibliothèque interne (**SHI:**).
6. Calculer la distribution de flux dans la cellule unitaire avec le modèle de fuites  $B_1$  homogènes au taux de combustion  $B$  (**ASM:**, **FLU:** et **TYPE B B1**).
7. Éditer les propriétés au taux de combustion  $B$  (**EDI:**)
  - Pour le combustible, homogénéiser sur l'ensemble de la cellule unitaire et condenser à deux groupes d'énergie ;
  - Pour le réflecteur radial, homogénéiser sur le modérateur seulement et condenser à deux groupes d'énergie ;
  - Pour le réflecteur axial, homogénéiser sur l'ensemble de la géométrie d'édition et condenser à deux groupes d'énergie (à partir de la distribution de flux calculée dans la cellule unitaire).

Une énergie de coupure de 0.625 eV est utilisée pour la condensation en énergie.
8. Si le taux de combustion final est atteint, passer à l'étape 12. Sinon, déterminer l'incrément de taux de combustion  $dB$  à encourir lors de l'évolution du combustible et passer à l'étape 9.
9. Évoluer le combustible à puissance constante  $P$  pendant un élément de temps  $dt = dB/P$  et mettre à jour les concentrations isotopiques du combustible ainsi que la bibliothèque interne (**EVO:**).
10. Mettre à jour le taux de combustion  $B = B + dB$ .
11. Reprendre les calculs à partir de l'étape 5.
12. Créer les bases de données réacteur (**CPO:**).

Les taux de combustion auxquels les propriétés moyennes à peu de groupes d'énergie ont été produites sont présentés au tableau 8.6.

Tableau 8.6 Taux de combustion utilisés dans les modèles de cellules isolées

<b><i>B</i> (MWJ/T)</b>					
	<i>-suite-</i>	<i>-suite-</i>	<i>-suite-</i>	<i>-suite-</i>	<i>-suite-</i>
0.0	125.0	450.0	1800.0	12000.0	35000.0
12.5	137.5	500.0	2000.0	14000.0	40000.0
25.0	150.0	600.0	2500.0	16000.0	45000.0
37.5	175.0	700.0	3000.0	18000.0	50000.0
50.0	200.0	800.0	3500.0	20000.0	55000.0
62.5	225.0	900.0	4000.0	22000.0	60000.0
75.0	250.0	1000.0	5000.0	24000.0	70000.0
87.5	300.0	1200.0	6000.0	26000.0	80000.0
100.0	350.0	1400.0	8000.0	28000.0	90000.0
112.5	400.0	1600.0	10000.0	30000.0	100000.0

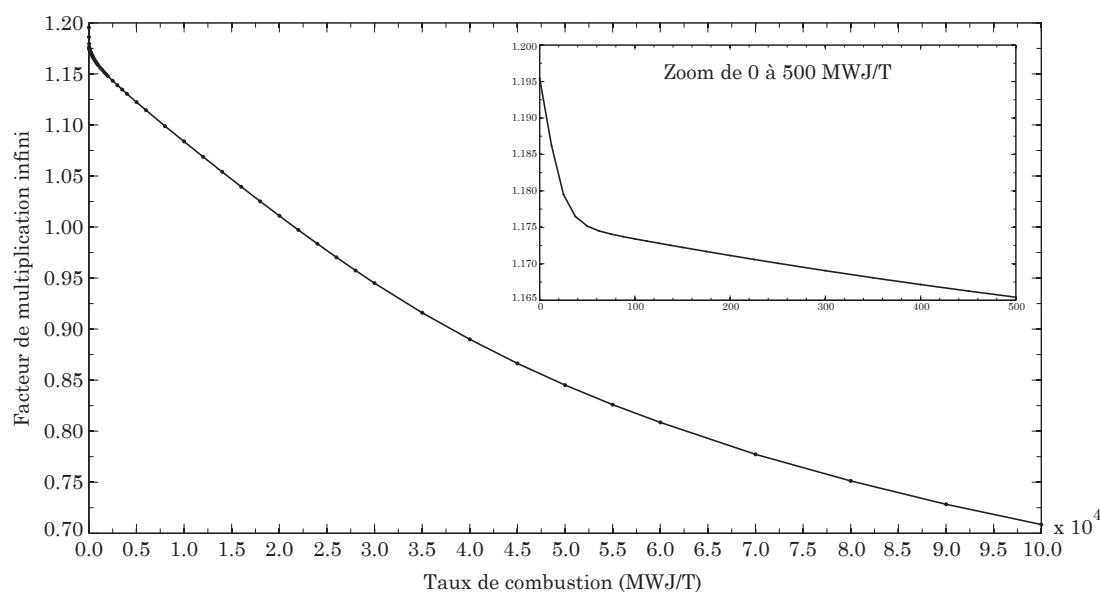


Figure 8.10 Facteur de multiplication infini de la cellule en fonction du taux de combustion

Lors des premiers calculs d'évolution,  $dB$  doit être assez petit afin de bien suivre l'évolution rapide du combustible. Lorsque l'évolution devient plus linéaire, des  $dB$  beaucoup plus grands peuvent être choisis. À titre d'exemple, la figure 8.10 présente le facteur de multiplication infini de la cellule du modèle de la cellule isolée en fonction du taux de combustion. Le taux de



combustion final à atteindre doit être suffisamment élevé (Nuttin *et al.*, 2006). Logiquement, il doit être au moins aussi haut que le taux de combustion maximal rencontré dans le cœur.

Le modèle de la cellule isolée génère trois fichiers de signature `L_COMPO` : un pour le combustible, un pour le réflecteur radial et un pour le réflecteur axial. Celui du combustible contient 60 ensembles de données réacteur enregistrés en fonction du taux de combustion seulement (il n'est donc pas possible d'interpoler sur d'autres grandeurs). Celui du réflecteur radial et celui du réflecteur axial ne contiennent chacun qu'un seul ensemble de données réacteur. Pour les réflecteurs, les ensembles de données réacteur choisis sont ceux générés à 12000 MWJ/T. Ce taux de combustion correspond environ à la moitié du taux de combustion moyen de sortie du cœur (figure 10.3, cycle 25). Les propriétés des réflecteurs sont invariables au cours des calculs de cœur.

### 8.3.2 Modèle des 14 cellules isolées

L'objectif du modèle des quatorze cellules isolées est de prendre en compte les profils de conditions des matériaux le long du canal à partir des quatorze cellules unitaires en deux dimensions de la stratégie de simulation proposée. Les douze étapes de calculs énumérées à la section 8.3.1 sont reprises intégralement pour les quatorze cellules unitaires. Les propriétés moyennes à peu de groupes d'énergie sont produites aux mêmes taux de combustion (tableau 8.6), mais les mélanges (étape 1) et la puissance d'évolution (étape 9) dépendent de la cellule.

Le tableau 8.7 présente les puissances d'évolution utilisées dans les modèles des quatorze cellules isolées et couplées en continue. Ce profil de puissance provient d'un calcul de canal en trois dimensions réalisé avec SERPENT. Plus précisément, il s'agit d'un canal discrétisé en quatorze plans, avec caloporteur, avec combustible neuf, avec réflecteur axial, avec conditions aux frontières radiales de réflexion et avec conditions aux frontières axiales de vide. Selon l'information disponible dans les fichiers de résultats de SERPENT, la puissance de fission par kilogramme d'isotopes lourds produite dans le plan  $i$  est

$$P_i = \frac{1}{W} \sum_g \phi_{g,i} \Sigma_{f,g,i} \kappa_{g,i} \quad (8.1)$$

où  $g$  est le groupe d'énergie,  $\phi$  est le flux scalaire,  $\Sigma_f$  est la section efficace macroscopique de fission,  $\kappa$  est l'énergie relâchée par réaction de fission et  $W$  est la masse des isotopes lourds contenus dans le combustible neuf. Cette masse comprend celle du  $^{238}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{240}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{241}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{242}_{94}\text{Pu}$  et du  $^{232}_{90}\text{Th}$ . Pour un plan de 25.00 cm  $\times$  25.00 cm  $\times$  35.71 cm,  $W = 19.86$  kg. Ce profil

de puissance est normalisé par rapport à la puissance moyenne de canal. En considérant que le cœur produit une puissance de fission égale à 2540 MW et qu'il contient 336 canaux, la puissance moyenne de canal est de 7559.52 kW.

Tableau 8.7 Puissances d'évolution utilisées dans les modèles des 14 cellules isolées et couplées en continue

Cellule	$P$ (kW/kg)
1	5.46
2	10.80
3	16.89
4	23.56
5	30.37
6	36.98
7	42.61
8	46.10
9	45.96
10	41.15
11	31.89
12	23.52
13	15.93
14	9.43

Le modèle des quatorze cellules isolées génère 30 fichiers de signature L\_COMP0 : 14 pour le combustible (un par cellule unitaire), 14 pour le réflecteur radial (un par cellule unitaire) et 2 pour le réflecteur axial (un à partir de la première cellule unitaire et un autre à partir de la quatorzième cellule unitaire). Comme précédemment, ceux du combustible contiennent chacun 60 ensembles de données réacteur enregistrés en fonction du taux de combustion seulement et ceux des réflecteurs n'en contiennent chacun qu'un seul. Pour les réflecteurs, les ensembles de données réacteur choisis sont ceux générés aux taux de combustion présentés au tableau 8.8. Ces taux de combustion correspondent environ à la moitié des taux de combustion moyens de sortie des plans du cœur (figure 10.4, cycle 25). Au tableau 8.8, les taux de combustion associés aux cellules 1 et 14 s'appliquent au réflecteur radial et au réflecteur axial et les taux associés aux cellules 2 à 13 ne s'appliquent qu'au réflecteur radial.

Tableau 8.8 Taux de combustion utilisés pour les réflecteurs dans les modèles de 14 cellules

Cellule	<i>B</i> (MWJ/T)		
	Modèle 14 cellules isolées	Modèle 14 cellules couplées en continue	Modèle 14 cellules couplées en alternance
1	6000.0	6673.6	7230.4
2	10000.0	9431.6	10008.3
3	12000.0	11364.6	11889.6
4	12000.0	11145.3	12711.7
5	12000.0	12844.5	13080.8
6	12000.0	11943.2	13551.3
7	14000.0	13762.1	12680.7
8	14000.0	12585.8	14512.7
9	14000.0	14843.8	14541.4
10	14000.0	13290.5	13880.6
11	12000.0	13489.7	12194.8
12	12000.0	11125.0	11941.4
13	10000.0	10720.0	9579.2
14	8000.0	7292.1	6434.3

### 8.3.3 Modèle des 14 cellules couplées en continue

L'objectif des modèles des quatorze cellules couplées est de prendre en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long du canal en mettant en application la stratégie de simulation proposée. Une question se pose maintenant. Comment intégrer les calculs d'évolution à la stratégie de simulation proposée ? Premièrement, les calculs d'évolution ont été réalisés au niveau des calculs en deux dimensions parce que le combustible est défini de manière directe seulement dans les cellules unitaires. Deuxièmement, les cellules unitaires ont été couplées après avoir évolué pendant la même période de temps (mais pas à la même puissance). Afin d'appuyer cette dernière proposition, supposons qu'un canal complet en trois dimensions soit mis en évolution. La seule grandeur commune à tous les plans du canal est le temps d'exposition aux neutrons, et non le taux de combustion ni la puissance.

Les étapes de calculs suivies dans le modèle des quatorze cellules couplées en continue sont énumérées ci-dessous. Les quatorze puissances d'évolution utilisées sont présentées au tableau 8.7. Ici, il est supposé que ce profil de puissance est constant dans le temps.

## Calcul des quatorze cellules unitaires en deux dimensions

1. Définir les mélanges de la cellule  $i$  et créer la bibliothèque interne de sections efficaces (microscopiques et macroscopiques) de la cellule  $i$  (LIB: et INFO:).
2. Définir les géométries utilisées pour les calculs d'autoprotection et de flux ainsi que celle utilisée pour l'édition des propriétés du réflecteur axial (GEO:).
3. Analyser toutes les géométries, mais ne tracer les lignes d'intégration que sur les géométries utilisées pour les calculs (NXT:).
4. Initialiser le temps à  $t = 0$  jour.
5. Calculer les sections efficaces microscopiques autoprotégées du problème  $i$  au temps  $t$  et mettre à jour la bibliothèque interne de la cellule  $i$  (SHI:).
6. Calculer la distribution de flux dans la cellule  $i$  avec le modèle de fuites  $B_1$  homogènes au temps  $t$  (ASM:, FLU: et TYPE B B1).
7. Éditer les propriétés de la cellule  $i$  au temps  $t$  (EDI:)
  - Pour le combustible, réaliser deux éditions et les sauvegarder dans des fichiers différents
    - Homogénéiser sur l'ensemble de la cellule sans condenser en énergie ;
    - Homogénéiser sur l'ensemble de la cellule et condenser à deux groupes d'énergie ;
  - Pour le réflecteur radial, homogénéiser sur le modérateur seulement et condenser à deux groupes d'énergie ;
  - Pour le réflecteur axial, réaliser deux éditions (à partir de la distribution de flux calculée dans la cellule) et les sauvegarder dans des fichiers différents
    - Homogénéiser sur l'ensemble de la géométrie d'édition sans condenser en énergie ;
    - Homogénéiser sur l'ensemble de la géométrie d'édition et condenser à deux groupes d'énergie.

Une énergie de coupure de 0.625 eV est utilisée pour la condensation à deux groupes d'énergie. Lorsqu'aucune condensation n'est réalisée, les propriétés sont définies à 89 groupes d'énergie.
8. Si le temps final est atteint, passer aux calculs de canal en une dimension. Sinon, déterminer l'intervalle de temps  $dt$  à encourir lors de l'évolution du combustible et passer à l'étape 9.
9. Évoluer le combustible à puissance constante  $P_i$  pendant  $dt$  et mettre à jour les concentrations isotopiques du combustible ainsi que la bibliothèque interne de la cellule  $i$  (EVO:).
10. Mettre à jour le temps  $t = t + dt$ .

11. Reprendre les calculs à partir de l'étape 5.

Afin de réduire le temps de calcul, les quatorze cellules unitaires peuvent être calculées en parallèle. Une fois les calculs en deux dimensions complétés, les calculs de canal en une dimension peuvent débiter.

### Calculs de canal en une dimension

12. Définir le mélange de l'absorbant et créer une bibliothèque interne de sections efficaces (microscopiques et macroscopiques) pour celui-ci (LIB:).
13. Définir la géométrie utilisée pour le calcul de flux (GEO:).
14. Analyser la géométrie (SYBILT:).
15. Initialiser le temps à  $t = 0$  jour.
16. Définir les mélanges du canal au temps  $t$  en créant une bibliothèque de sections efficaces macroscopiques à partir des propriétés à 89 groupes d'énergie produites à l'étape 7 au temps  $t$  (combustible et réflecteur axial) ainsi qu'à partir de la bibliothèque produite à l'étape 12 (absorbant) (UTL: et MAC:).
17. Calculer la distribution de flux dans le canal avec le modèle de fuites  $B_1$  homogènes au temps  $t$  (ASM:, FLU: et TYPE B B1).
18. Éditer les propriétés du canal au temps  $t$  (EDI:): homogénéiser par plaque et condenser à deux groupes d'énergie. Une énergie de coupure de 0.625 eV est utilisée pour la condensation en énergie.
19. Mettre à jour les fichiers d'édition à deux groupes d'énergie produits à l'étape 7 (combustible et réflecteur axial) en remplaçant les MACROLIBs du temps  $t$  qui s'y trouvent par celles produites à l'étape 18 au temps  $t$  (UTL: et MAC:).
20. Si le temps final est atteint, passer à l'étape 23. Sinon, déterminer l'intervalle de temps  $dt$  suivant et passer à l'étape 21.
21. Mettre à jour le temps  $t = t + dt$ .
22. Reprendre les calculs à partir de l'étape 16.
23. Créer les bases de données réacteur à partir des fichiers d'édition à deux groupes d'énergie mis à jour (fichiers originaux dans le cas du réflecteur radial) (CPO:).

Les temps auxquels les propriétés moyennes à peu de groupes d'énergie ont été produites sont présentés au tableau 8.9.

Tableau 8.9 Temps utilisés dans les modèles des 14 cellules couplées

<i>t</i> (jours)						
	-suite-	-suite-	-suite-	-suite-	-suite-	-suite-
0.00	2.50	8.50	38.00	173.00	773.00	3723.00
0.25	2.75	9.50	43.00	198.00	873.00	4223.00
0.50	3.00	10.50	48.00	223.00	973.00	4723.00
0.75	3.50	13.00	58.00	273.00	1223.00	5723.00
1.00	4.00	15.50	68.00	323.00	1473.00	6723.00
1.25	4.50	18.00	78.00	373.00	1723.00	7723.00
1.50	5.00	20.50	88.00	423.00	1973.00	8723.00
1.75	5.50	23.00	98.00	473.00	2223.00	9723.00
2.00	6.50	28.00	123.00	573.00	2723.00	
2.25	7.50	33.00	148.00	673.00	3223.00	

À l'étape 7, chaque nouvelle édition crée dans les fichiers d'édition un nouveau répertoire qui s'enregistre à la suite du précédent. Ces répertoires se nomment par défaut **REF-CASE** suivi d'un nombre correspondant au numéro de l'enregistrement. Les fichiers d'édition contiennent donc autant de **REF-CASE** que de temps  $t$  et chaque **REF-CASE** contient une **MACROLIB**. L'absorbant est défini à l'étape 12 une fois pour toute puisque ses propriétés sont invariables. À l'étape 19, les fichiers d'édition à deux groupes d'énergie du réflecteur radial ne sont pas mis à jour puisqu'il n'y a pas de réflecteur radial dans le canal en une dimension.

Le modèle des quatorze cellules couplées en continue génère aussi 30 fichiers de signature **L\_COMPO** répartis de la même façon : 14 pour le combustible, 14 pour le réflecteur radial et 2 pour le réflecteur axial. Cette fois-ci, ceux du combustible contiennent chacun 68 ensembles de données réacteur enregistrés en fonction du taux de combustion seulement. Ces fichiers possèdent des tabulations différentes ; les taux de combustion utilisés dans ces fichiers sont présentés au tableau C.1 de l'annexe C. De plus, précisons que ces fichiers n'ont pas été groupés en un seul fichier. Si cela avait été le cas, une tabulation unique aurait dû être définie. Les fichiers des réflecteurs quant à eux ne contiennent chacun qu'un seul ensemble de données réacteur. Les ensembles choisis sont ceux générés aux taux de combustion présentés au tableau 8.8.

#### 8.3.4 Modèle des 14 cellules couplées en alternance

L'idée derrière le modèle des quatorze cellules couplées en alternance est de laisser varier le profil de puissance au cours du temps. Les calculs d'évolution sont toujours réalisés à

puissance constante, mais les puissances d'évolution peuvent changer d'un calcul à l'autre dépendamment de comment le canal en une dimension se comporte au cours du temps. Les étapes de calculs suivies dans le modèle des quatorze cellules couplées en alternance sont les mêmes que celles présentées à la section 8.3.3. Toutefois, ici, l'ordonnancement des calculs est légèrement différent et le profil de puissance dans le canal doit être calculé après chaque calcul en une dimension. Brièvement, les étapes de calculs suivies dans le modèle des quatorze cellules couplées en alternance sont les suivantes.

1. Initialiser le temps à  $t = 0$  jour.
2. Calculer les quatorze cellules unitaires en deux dimensions au temps  $t$ .
3. Calculer le canal en une dimension au temps  $t$ .
4. Si le temps final est atteint, passer à l'étape 8. Sinon, calculer le profil de puissance dans le canal courant et passer à l'étape 5.
5. Évoluer le combustible dans les quatorze cellules unitaires à partir du profil de puissance courant pendant  $dt$ .
6. Mettre à jour le temps  $t = t + dt$ .
7. Reprendre les calculs à partir de l'étape 2.
8. Mettre à jour les fichiers d'édition à deux groupes d'énergie.
9. Créer les bases de données réacteur à partir des fichiers d'édition à deux groupes d'énergie mis à jour.

Les temps auxquels les propriétés moyennes à peu de groupes d'énergie ont été produites sont présentés au tableau 8.9.

Selon l'information disponible dans les fichiers d'édition de DRAGON, la puissance de fission par kilogramme d'isotopes lourds produite dans la plaque  $i$  du canal est

$$P_i = \frac{1}{W} \sum_g H_{g,i} \phi_{g,i} \quad (8.2)$$

où  $g$  est le groupe d'énergie,  $\phi$  est le flux scalaire dans le canal,  $H$  est le facteur  $H$  de la cellule unitaire et  $W$  est la masse des isotopes lourds contenus dans le combustible neuf. À chaque temps  $t$ , le profil de puissance est normalisé par rapport à la puissance moyenne de canal. Selon la section 8.3.2,  $W = 19.86$  kg et la puissance moyenne de canal est de 7559.52 kW. Au cours de la simulation, les  $\phi_{g,i}$  et  $H_{g,i}$  ont été extraits des fichiers d'édition en utilisant

adéquatement le module **GREP** : et l'option **GETVAL** du **GAN**. Les  $P_i$  ont été calculées à l'aide des outils de calculs arithmétiques disponibles dans **CLE-2000** (Roy, 1999). Les  $P_i$  ont aussi été imprimées dans le fichier de sortie de **DRAGON** à l'aide du mot clé **ECHO** de **CLE-2000**. Les 67 profils de puissance ainsi obtenus sont présentés à la figure 8.11. Ces profils de puissance seront analysés plus en détails à la section 10.2.2.

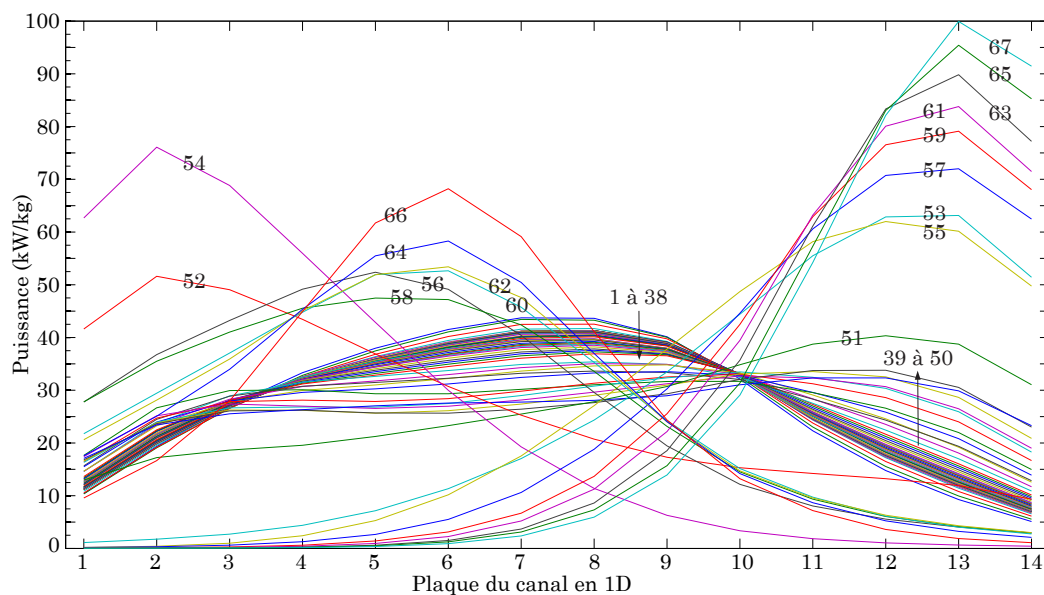


Figure 8.11 Puissances d'évolution utilisées dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance

Comme précédemment, le modèle des quatorze cellules couplées en alternance génère 30 fichiers de signature **L\_COMPO** : 14 pour le combustible, 14 pour le réflecteur radial et 2 pour le réflecteur axial. Ceux du combustible contiennent chacun 68 ensembles de données réacteur enregistrés en fonction du taux de combustion seulement. Ces fichiers possèdent eux aussi des tabulations différentes ; les taux de combustion utilisés dans ces fichiers sont présentés au tableau C.2 de l'annexe C. Ces fichiers n'ont pas non plus été groupés en un seul fichier. Les fichiers des réflecteurs ne contiennent chacun qu'un seul ensemble de données réacteur. Les ensembles choisis sont ceux générés aux taux de combustion présentés au tableau 8.8.



### 8.3.5 Sans caloporteur

Les bases de données réacteur sans caloporteur ont été générées en reprenant, pour les quatre modèles présentés aux sections 8.3.1 à 8.3.4, tous les calculs, sauf ceux d'évolution, et en prenant soin de

- Remplacer tout le caloporteur se trouvant dans la cellule unitaire par du vide ;
- Mettre à jour le combustible à chaque taux de combustion.

Le premier point consiste à attribuer, lors de la définition des géométries en deux dimensions, le mélange 0 aux régions normalement remplies de caloporteur (caloporteur et région centrale dans le cas des géométries utilisées pour les calculs d'autoprotection et de flux ainsi que caloporteur, région centrale, gaine de la région centrale, combustible et gaine du combustible dans le cas de la géométrie d'édition utilisée pour le réflecteur axial). Le premier point consiste aussi à attribuer, lors de la définition des mélanges, le mélange 0 au volume occupé par le caloporteur dans le revêtement et dans l'isolant. Le deuxième point nécessite tout d'abord la sauvegarde du fichier de signature L\_BURNUP créé par EVO : lors des calculs d'évolution avec caloporteur. Ce fichier contient la composition isotopique du combustible à chaque taux de combustion. Le deuxième point consiste donc à mettre à jour à chaque taux de combustion les mélanges du combustible dans la bibliothèque interne à partir des compositions enregistrées dans le fichier de signature L\_BURNUP. Le module LIB : permet de faire cette opération.

## CHAPITRE 9 DESCRIPTION DU MODÈLE DONJON

Les calculs de cœur réalisés dans ce projet de recherche sont d’une grande simplicité. En quelques mots, ils se sont limités à remplir le cœur initial de combustible neuf, à brûler le combustible, à recharger le cœur lorsque nécessaire et à suivre l’évolution des propriétés du cœur au cours des cycles. Aucun moyen n’a été entrepris afin de tenir le cœur à l’état critique ( $k_{\text{eff}} = 1$ ), d’optimiser la distribution de flux dans le cœur ou encore d’optimiser la gestion du combustible.

Ce chapitre présente le modèle DONJON du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. Le modèle a été développé de manière générique afin de pouvoir prendre en charge les quatre modèles de bases de données réacteur présentés à la section 8.3.

### 9.1 Description des géométries

Les calculs de cœur avec DONJON nécessitent au moins deux géométries ; la première décrit la configuration du cœur complet et la deuxième décrit l’arrangement du combustible seulement. Précisons que le cœur simulé ne contient pas de mécanismes de contrôle de la réactivité.

#### 9.1.1 Géométrie du cœur

Comme le montre la figure 9.1, le cœur est orienté verticalement quoique l’orientation du cœur dans l’espace n’a ici pas vraiment d’importance en autant que sa configuration soit cohérente dans toutes les directions. Le long de l’axe  $Z$ , le cœur est divisé en seize plans ; de la même manière que pour le canal de combustible étudié dans les chapitres précédents, quatorze plans de combustible sont placés entre deux plans de réflecteur axial. Chaque plan a une épaisseur d’environ 35.71 cm. Le cœur complet mesure environ 571.43 cm de haut.

La figure 9.1 présente aussi la configuration des quatorze plans de combustible et celle des deux plans de réflecteur axial dans le plan  $X - Y$ . Le combustible est entouré d’un réflecteur radial. Le réflecteur axial recouvre le combustible et le réflecteur radial. Chaque petit carré mesure 25 cm  $\times$  25 cm. Le cœur est défini dans DONJON à partir d’une géométrie cartésienne en trois dimensions (CAR3D du module GEOD:). Cela fait apparaître dans la géométrie des régions normalement inexistantes dans le cœur. Ces régions dites virtuelles sont ignorées lors

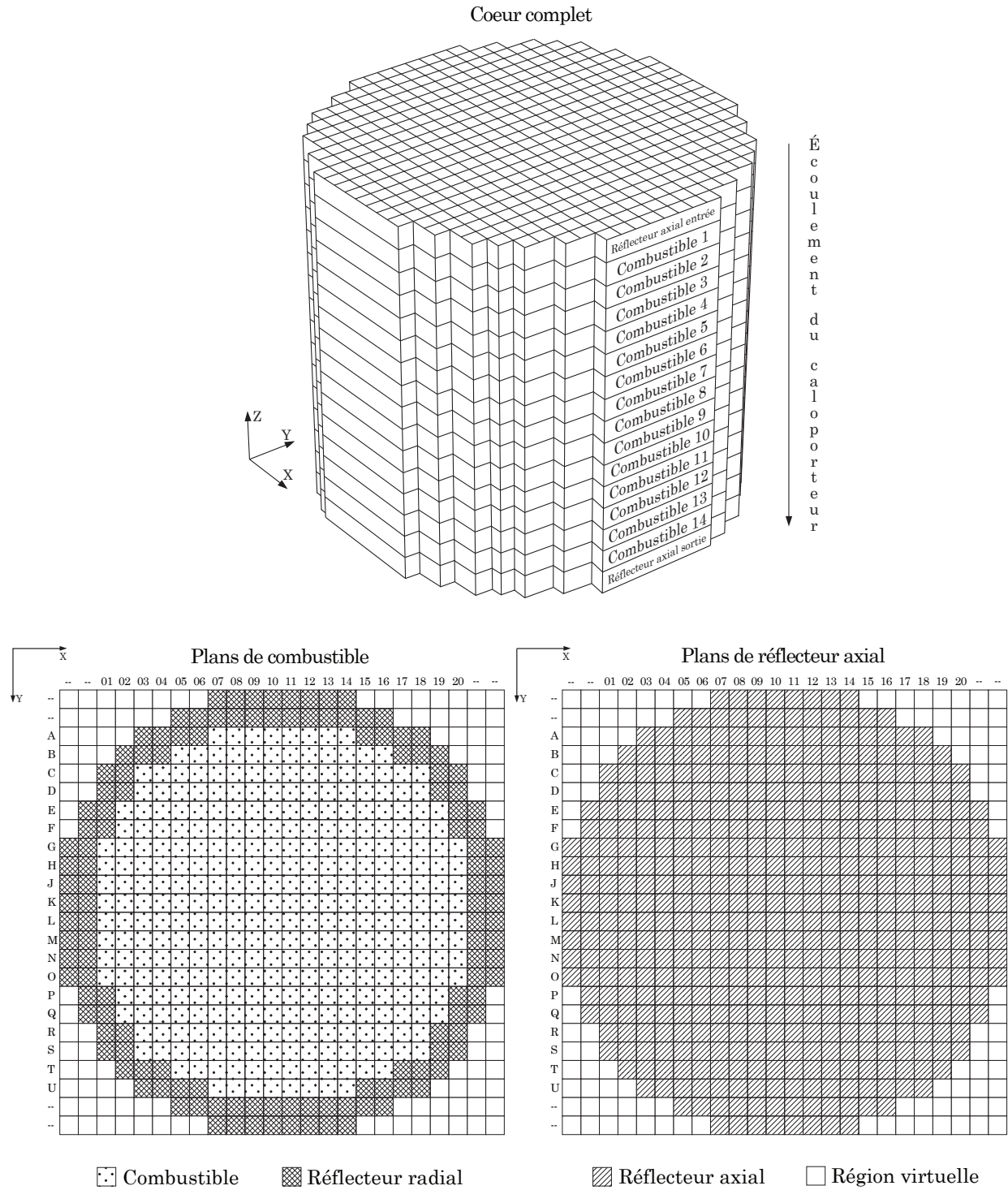


Figure 9.1 Géométrie du cœur

des calculs c'est-à-dire que le flux n'est pas calculé dans ces régions.

Des conditions aux frontières de vide ont été appliquées sur toutes les surfaces extérieures de la géométrie (X- VOID X+ VOID Y- VOID Y+ VOID Z- VOID Z+ VOID ). Finalement, le cœur contient un total de 7488 régions de  $25\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 35.71\text{ cm}$  dont 4704 régions de combustible (régions délimitées dans l'espace par MESHX, MESHY et MESHZ).

### 9.1.2 Géométrie du combustible

La géométrie du combustible contient les plans de combustible seulement et les régions normalement occupées par le réflecteur radial dans ceux-ci sont virtuelles. Cette géométrie mesure 500 cm de haut et est située entre  $z = 35.71\text{ cm}$  et  $z = 535.71\text{ cm}$  afin d'être alignée avec le combustible de la géométrie du cœur qui elle est située entre  $z = 0\text{ cm}$  et  $z = 571.43\text{ cm}$ . La géométrie du combustible est imbriquée dans l'appel au module INIRES:.

Le module INIRES: permet aussi la définition des données suivantes

- Le cœur contient au total 336 canaux de combustible (NCHAN);
- Les canaux de combustible sont identifiés par un nombre allant de 01 à 20 le long de l'axe  $X$  et par une lettre allant de A à U, sans I, le long de l'axe  $Y$  (figure 9.1) (NXNAME et NYNAME);
- Chaque canal contient l'équivalent de quatorze grappes de combustible (une par plan) (NBUND);
- Les propriétés nucléaires des régions sont données à deux groupes d'énergie (NGRP);
- La masse des isotopes lourds contenus dans le combustible neuf est de  $W = 19.86\text{ kg}$  par grappe de combustible (WEIGHT);
- Le taux de combustion initial de toutes les régions de combustible est de  $0\text{ MWJ/T}$  (BURN-FUEL);
- Le modèle instantané est utilisé pour interpoler les propriétés du combustible en fonction du taux de combustion (IMOD).

Le passage dans INIRES: résulte en la création de la structure de données /map/ (fichier de signature L\_MAP) très utilisée lors des calculs. Celle-ci contiendra éventuellement de l'information très importante dont la distribution du taux de combustion et la distribution de puissance dans le cœur à un temps donné.

### 9.1.3 Analyse des géométries

La géométrie du cœur est analysée par le module **USPLIT**:. Le passage dans ce module résulte en la création de la structure de données `/index/` (fichier de signature `L_INDEX`) qui contient le numéro de mélange de toutes les régions du cœur. La géométrie du cœur analysée est ensuite utilisée par le module **TRIVAT**: afin de produire le maillage du cœur (structure de données `/tracking/`, fichier de signature `L_TRACK`). **TRIVAT**: réalise un maillage de type TRIVAC dans les géométries en trois dimensions. L'option mise par défaut, correspondant à la méthode des différences finies centrées (MCFD 1), a été utilisée.

Finalement, le module **REFRES**: est utilisé pour faire la concordance entre la géométrie du cœur analysée et la géométrie du combustible. La `/map/` et l'`/index/` sont mis à jour lors de cette opération.

## 9.2 Détermination des propriétés nucléaires

Les propriétés nucléaires sont considérées à plusieurs niveaux : lors de la déclaration des géométries, lors du traitement des bases de données réacteur et lors de la création de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du cœur complet. Ces trois points sont détaillés dans les sous-sections suivantes.

### 9.2.1 Matérialisation du cœur

À la figure 9.1, la texture des petits carrés indique que chaque plan de combustible possède un seul type de combustible et un seul type de réflecteur radial et que chaque plan de réflecteur axial possède un seul type de réflecteur axial. Au total, 30 mélanges sont attribués aux régions du cœur : quatorze mélanges pour le combustible (un par plan), quatorze mélanges pour le réflecteur radial (un par plan) et finalement deux mélanges pour le réflecteur axial (un par plan) (via **MIX** et **PLANE** dans **GEOD**:). Ces 30 mélanges proviennent des 30 bases de données réacteur générées précédemment par **DRAGON**. Le numéro 0 est attribué comme il se doit aux régions virtuelles. Évidemment, seulement quatorze mélanges sont attribués aux régions non-virtuelles de la géométrie du combustible. Les quatorze mélanges de combustible y sont ordonnés de la même manière que dans la géométrie du cœur.

Le modèle de la cellule isolée ne génère que trois fichiers de signature `L_COMPO`. Dans ce cas particulier, celui du combustible a été dupliqué quatorze fois, celui du réflecteur radial a

aussi été dupliqué quatorze fois et celui du réflecteur axial a été dupliqué deux fois afin de satisfaire les besoins du modèle DONJON.

### 9.2.2 Traitement des bases de données réacteur

Une fois importées, les bases de données réacteur générées par DRAGON sont converties en des structures de données utilisables par DONJON. Le traitement des bases de données réacteur du combustible est conduit par le module **XSCONS**:. Ce module est utilisé pour créer la structure de données /table/ (fichier de signature **L\_TABLE**) qui contient les propriétés nucléaires des quatorze types de combustible. Dans cette /table/, un répertoire est créé pour chaque type de combustible. Chaque répertoire contient des propriétés nucléaires interpolées à partir des points fournis dans la base de données réacteur donnée (interpolation linéaire selon le taux de combustion : **BURNUP INTRPL**). Le tableau 9.1 présente les pas d'interpolation utilisés (**delta**). Ceux-ci correspondent aux plus petits incréments de taux de combustion utilisés lors de la génération des bases de données réacteur (tableaux 8.6, C.1 et C.2).

Tableau 9.1 Pas d'interpolation utilisés dans les /table/s

Plan	$\Delta B$ (MWJ/T)			
	Modèle 1 cellule isolée	Modèle 14 cellules isolées	Modèle 14 cellules couplées continue	Modèle 14 cellules couplées alternance
1	12.5	12.5	1.4	2.6
2	12.5	12.5	2.7	4.8
3	12.5	12.5	4.2	6.7
4	12.5	12.5	5.9	8.3
5	12.5	12.5	7.6	9.5
6	12.5	12.5	9.2	10.4
7	12.5	12.5	10.7	10.9
8	12.5	12.5	11.5	10.9
9	12.5	12.5	11.5	10.0
10	12.5	12.5	10.3	8.0
11	12.5	12.5	8.0	5.6
12	12.5	12.5	5.9	3.7
13	12.5	12.5	4.0	2.3
14	12.5	12.5	2.4	1.3

Les bases de données réacteur des réflecteurs sont traitées directement par le module **CRE** : étant donné que les propriétés nucléaires des réflecteurs ne varieront pas au cours des calculs. La bibliothèque de sections efficaces macroscopiques créée (structure de données /macrolib/,

fichier de signature L\_MACROLIB) contient seize mélanges c'est-à-dire un mélange par type de réflecteur.

La création de la /table/ du combustible et la création de la /macrolib/ des réflecteurs sont des opérations qui ne sont faites qu'une seule fois en préparation aux nombreux calculs de flux réalisés lors de la simulation du cœur.

### 9.2.3 Création de la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques du cœur

La /macrolib/ du cœur contient les propriétés nucléaires de toutes les régions du cœur à un temps donné. Cette /macrolib/ doit être créée avant chaque calcul de flux étant donné que l'état du combustible change au cours du temps. Par exemple, au cours d'un cycle, le combustible se consomme et lors d'un rechargement, le combustible est déplacé et du combustible neuf est inséré dans le cœur.

À un temps donné, la création de la /macrolib/ du cœur se divise en deux étapes. La première étape consiste à utiliser le module CRE: afin de créer la /macrolib/ du combustible à partir de la /table/ et de la /map/. La distribution du taux de combustion dans le cœur est enregistrée dans la /map/. Cette distribution détermine l'état du combustible dans chaque région de combustible. Les propriétés du combustible sont enregistrées en fonction du taux de combustion dans la /table/. La /macrolib/ du combustible contient autant de mélanges que de régions de combustible. La deuxième étape consiste à utiliser le module INIMAC: et l'/index/ afin de combiner la /macrolib/ du combustible et la /macrolib/ des réflecteurs en une seule /macrolib/. La /macrolib/ du cœur contient autant de mélanges que de régions définies dans le cœur.

## 9.3 Distributions de flux et de puissance dans le cœur

Les distributions de flux et de puissance dans le cœur se calculent en suivant les étapes présentées ci-dessous.

- Calcul des matrices du système propres à la méthode des différences finies centrées à partir du module TRIVAA:, de la /macrolib/ du cœur et du /tracking/ du cœur.
- Calcul de la distribution de flux dans le cœur à partir du module FLUD:, des matrices du système et du /tracking/ du cœur. La distribution de flux du calcul précédent peut être utilisée afin d'initialiser le calcul pour la solution courante.

- Calcul du flux moyen dans les régions de combustible à partir du module **FLXAXC:**, de la /map/, de la distribution de flux, du /tracking/ du cœur et de l'/index/. Cette étape met à jour la /map/.
- Calcul de la distribution de puissance dans le cœur à partir du module **POWER:**, de la /map/ et de la /macrolib/ du combustible. Cette étape met à jour la /map/. La distribution de puissance est normalisée par rapport à la puissance totale de fission (**POWER**). La puissance totale de fission utilisée est de 2540.0 MW. Cela implique que le rapport entre la puissance de fission et la puissance thermique est de 1.0.

## 9.4 Évolution du combustible

### 9.4.1 Combustion

Le module **REFUEL:** permet de simuler la consommation du combustible au cours du temps. L'option **FOLLOW TIME** utilisée a pour effet d'augmenter le taux de combustion dans toutes les régions de combustible en supposant que le combustible qui s'y trouve a produit une puissance constante pendant un temps  $dt$  (**time DAY**). Pour une région  $i$ , l'incrément en taux de combustion est  $dB_i = P_i dt/W$  où  $P_i$  est la puissance produite dans la région  $i$  et où  $W$  est la masse des isotopes lourds contenus dans le combustible neuf. La distribution de puissance dans le cœur est connue et est enregistrée dans la /map/ (à la suite du passage dans le module **POWER:**). Une fois les  $dB_i$  calculés, les taux de combustion sont mis à jour dans la /map/ où  $B_i(t + dt) = B_i(t) + dB_i$ .

Ici, un cycle prend fin dès que la réactivité du cœur devient égale ou inférieure à 10.0 mk. Cette valeur représente la possible valeur en réactivité des mécanismes de contrôle de la réactivité à la fin des cycles s'ils étaient présents (Pencer *et al.*, 2012b). La réactivité du cœur est donnée par

$$\rho \text{ (mk)} = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \times 1000 \quad (9.1)$$

où  $k_{\text{eff}}$  est le facteur de multiplication effectif du cœur.

Les résultats présentés aux figures 9.2 et 9.3 ont été obtenus à partir du modèle de la cellule isolée (section 8.3.1). Le cœur a été suivi sur 25 cycles (à peu près 8000 jours ou 21.9 ans). La figure 9.2 présente le facteur de multiplication effectif du cœur en fonction du temps pour différentes valeurs de  $dt$ . Les brusques hausses du facteur de multiplication sont dues aux rechargements du cœur. Cette figure montre qu'un  $dt$  faible permet de mieux suivre les propriétés du cœur au cours du temps qu'un  $dt$  grossier surtout en début de cycle. La



figure 9.3 présente la réactivité du cœur en fin de cycle pour différentes valeurs de  $dt$ . Un  $dt$  de 0.5 jour a finalement été choisi pour modéliser la combustion du combustible puisque ce pas de temps permet de respecter assez bien le critère d'arrêt des cycles (moins de 0.1 mk d'erreur pour tous les cycles).

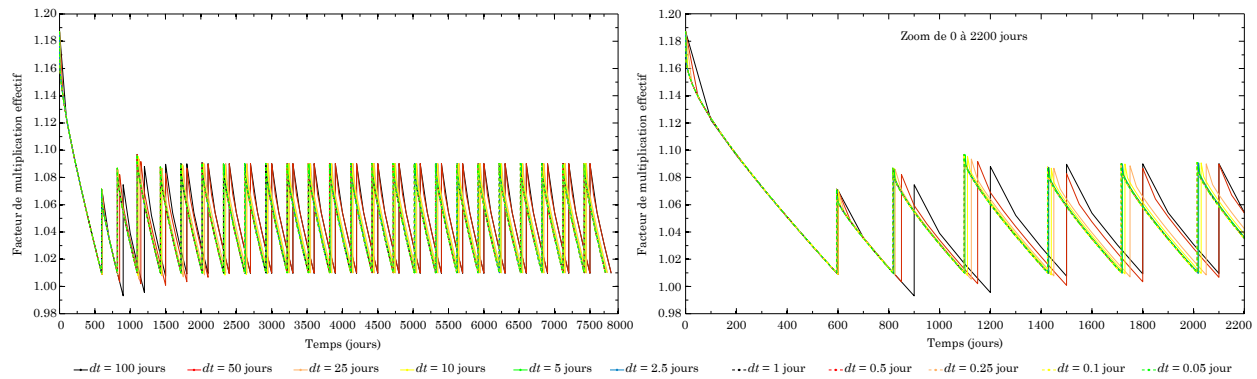


Figure 9.2 Facteur de multiplication effectif du cœur en fonction du temps pour différentes valeurs de  $dt$

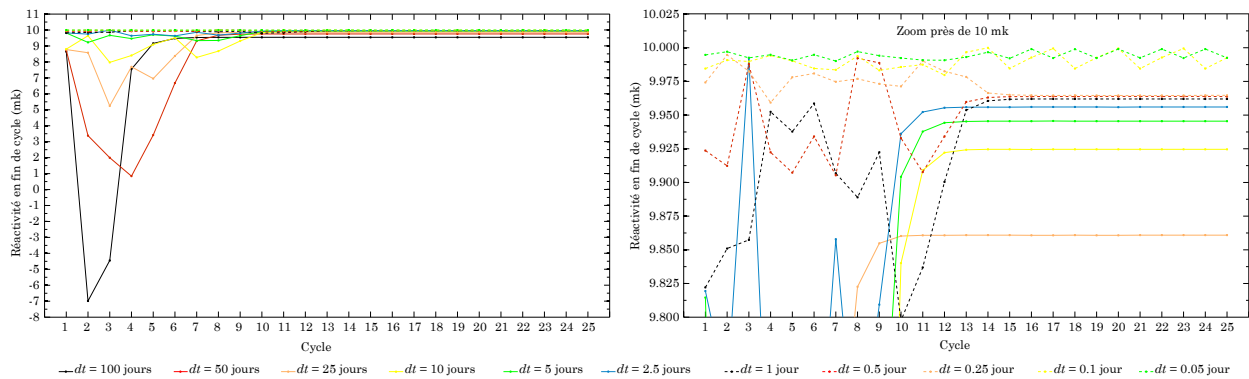


Figure 9.3 Réactivité du cœur en fin de cycle pour différentes valeurs de  $dt$

#### 9.4.2 Plan de rechargement

Le cœur est rechargé selon le plan de rechargement présenté à la figure 9.4 (Pencer *et al.*, 2012b). Dans cette figure, seul un quart de cœur est présenté. Le plan de rechargement du cœur complet est obtenu en accomplissant des réflexions de type miroir par rapport aux deux

axes de symétrie du cœur situés dans le plan  $X - Y$  entre les canaux 10 et 11 et entre les canaux K et L.

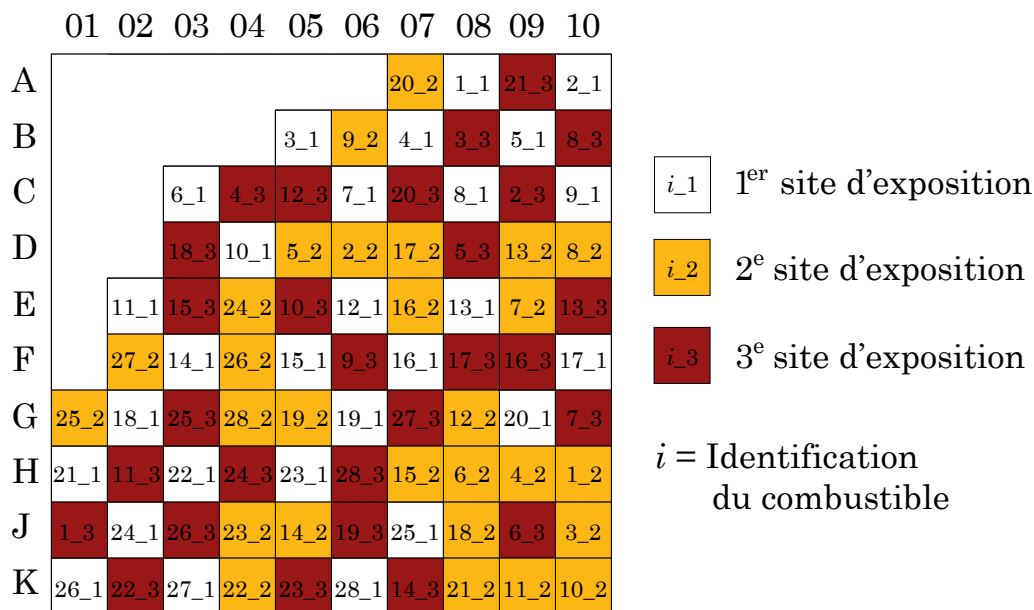


Figure 9.4 Plan de rechargement (un quart de cœur)

Selon ce plan de rechargement, le combustible passe trois cycles dans le cœur. Au début d'un cycle donné, le  $1/3$  du cœur contient du combustible neuf (carrés blancs), un autre  $1/3$  contient du combustible ayant déjà passé un cycle dans le cœur (carrés jaunes) et le dernier  $1/3$  contient du combustible ayant déjà passé deux cycles dans le cœur (carrés rouges). Une fois le cycle donné complété, le nombre de cycles passés dans le cœur pour chaque combustible augmente de un et l'opération de rechargement se déroule en quatre phases

1. Décharger le combustible du 3<sup>e</sup> site d'exposition ;
2. Déplacer le combustible du 2<sup>e</sup> au 3<sup>e</sup> site d'exposition ;
3. Déplacer le combustible du 1<sup>er</sup> au 2<sup>e</sup> site d'exposition ;
4. Charger du combustible neuf dans le 1<sup>er</sup> site d'exposition.

La figure 9.4 présente aussi l'historique des positions prises par le combustible aux cours des cycles. Par exemple, prenons le combustible  $i = 1$ . Ce combustible commence par être mis en A08 (1\_1) pour son premier cycle. Il est ensuite mis en H10 (1\_2) pour son deuxième cycle. Finalement, il passe son troisième cycle en J01 (1\_3).

Ce plan de rechargement s'applique à tous les plans de combustible puisque le combustible est chargé, déplacé et déchargé sur toute la longueur du canal. Finalement, le rechargement se fait instantanément ; il n'y a pas de délai entre l'arrêt et la remise en marche du cœur. Ainsi, l'évolution du combustible n'est pas prise en compte lors des manoeuvres de puissance (non simulées) et de l'arrêt du cœur (non simulé) normalement nécessaires lors de ce type de rechargement.

Avec DONJON, le rechargement s'est fait à l'aide du module **REFUEL**:. Il s'agit d'utiliser l'option

- **SHUFF CHAN NMCHA TO POOL** pour décharger le combustible ;
- **SHUFF CHAN NMCHA1 TO NMCHA2** pour déplacer le combustible ;
- **REFUEL CHAN NMCHA** pour charger du combustible neuf.

Ces opérations mettent à jour la */map/*.

## 9.5 Étapes de calculs

### 9.5.1 Avec caloporteur

Les étapes de calculs suivies dans le modèle DONJON sont énumérées ci-dessous.

1. Importer les bases de données réacteur.
2. Convertir les bases de données réacteur en des structures de données utilisables par DONJON (**XSCONS** : et **CRE** : , création de la */table/* du combustible et de la */macrolib/* des réflecteurs).
3. Définir la géométrie du cœur (**GEOD** : , **USPLIT** : et **TRIVAT** : , création de l'*/index/* et du */tracking/* du cœur). Définir la géométrie du combustible et initialiser le taux de combustion de toutes les régions de combustible à 0 MWJ/T (**INIRES** : , création de la */map/*). Faire la concordance entre la géométrie du cœur et la géométrie du combustible (**REFRES** : , mise à jour de l'*/index/* et de la */map/*).
4. Initialiser le temps  $t$  à 0 jour et le cycle  $i$  à 1.
5. Créer la */macrolib/* du combustible au temps  $t$  à partir de la */table/* et de la */map/* courante (**CRE** : ). Créer la */macrolib/* du cœur au temps  $t$  à partir de l'*/index/*, de la */macrolib/* des réflecteurs et de la */macrolib/* courante du combustible (**INIMAC** : ).
6. Calculer les matrices du système de différences finies centrées au temps  $t$  à partir de la */macrolib/* courante du cœur et du */tracking/* du cœur (**TRIVAA** : ).

7. Calculer la distribution de flux dans le cœur au temps  $t$  à partir des matrices du système et du /tracking/ du cœur (FLUD:). Initialiser le calcul avec la distribution de flux calculée au temps  $t - dt$  (si disponible).
8. Calculer le flux moyen dans les régions de combustible au temps  $t$  à partir de la /map/ courante, de la distribution de flux courante, de l'/index/ et du /tracking/ du cœur (FLXAXC:, mise à jour de la /map/).
9. Calculer la distribution de puissance dans le cœur au temps  $t$  à partir de la /map/ courante et de la /macrolib/ courante du combustible (POWER:, mise à jour de la /map/).
10. S'il s'agit du premier calcul de puissances du cycle  $i$ , récupérer les données en début de cycle pour le cycle  $i$  en sauvegardant la /map/ courante et passer à l'étape 11. Sinon, passer directement à l'étape 11.
11. Évaluer la réactivité du cœur  $\rho$  au temps  $t$ .
12. Si  $\rho$  est supérieure à 10.0 mk, brûler le combustible pendant  $dt$  (0.5 jour) à partir de la /map/ courante (REFUEL:, mise à jour de la /map/) et passer à l'étape 13. Sinon, passer à l'étape 15.
13. Mettre à jour le temps  $t = t + dt$ .
14. Reprendre les calculs à partir de l'étape 5.
15. Récupérer les données en fin de cycle pour le cycle  $i$  en sauvegardant la /map/ courante.
16. Procéder au rechargement du cœur à partir de la /map/ courante (REFUEL:, mise à jour de la /map/).
17. Mettre à jour le cycle  $i = i + 1$ .
18. Si le cycle est inférieur ou égal à 25, reprendre les calculs à partir de l'étape 5. Sinon, mettre fin à la simulation.

La procédure écrite pour importer les bases de données réacteur (étape 1) prend en entrée 30 bases de données réacteur : quatorze pour le combustible, quatorze pour le réflecteur radial et deux pour le réflecteur axial. Les 30 bases de données réacteur générées par le modèle des quatorze cellules isolées, par le modèle des quatorze cellules couplées en continue et par le modèle des quatorze cellules couplées en alternance sont utilisées directement par cette procédure. Les 3 bases de données réacteur générées par le modèle de la cellule isolée sont dupliquées afin de satisfaire les exigences d'entrée de cette procédure tel que mentionné à la section 9.2.1.

La procédure écrite pour convertir les bases de données réacteur (étape 2) dépend du modèle puisque les pas d'interpolation utilisés dans la /table/ du combustible dépendent du modèle (tableau 9.1). Toutes les autres étapes de calculs s'appliquent sans variantes aux quatre modèles de bases de données réacteur.

### 9.5.2 Sans caloporteur

Les étapes de calculs spécifiques aux calculs sans caloporteur sont énumérées ci-dessous.

- Importer les bases de données réacteur sans caloporteur à partir de la même procédure qu'à l'étape 1.
- Convertir les bases de données réacteur sans caloporteur à partir de la même procédure qu'à l'étape 2 (**XSCONS:** et **CRE:**, création de la /table/ du combustible sans caloporteur et de la /macrolib/ des réflecteurs sans caloporteur).
- Créer la /map/ du cœur sans caloporteur en dupliquant celle créée à l'étape 3.
- À chaque temps  $t$  (les calculs suivants sont exécutés entre les étapes 9 et 10)
  - Mettre à jour les taux de combustion dans la /map/ du cœur sans caloporteur à partir de ceux enregistrés dans la /map/ du cœur avec caloporteur (module **UPDRES:**, option **RECOVER 'BURN-DEB '**).
  - Créer la /macrolib/ du combustible sans caloporteur à partir de la /table/ du combustible sans caloporteur et de la /map/ courante du cœur sans caloporteur (**CRE:**). Créer la /macrolib/ du cœur sans caloporteur à partir de l'/index/ créé à l'étape 3, de la /macrolib/ des réflecteurs sans caloporteur et de la /macrolib/ courante du combustible sans caloporteur (**INIMAC:**).
  - Calculer les matrices du système de différences finies centrées sans caloporteur à partir de la /macrolib/ courante du cœur sans caloporteur et du /tracking/ créé à l'étape 3 (**TRIVAA:**).
  - Calculer la distribution de flux dans le cœur sans caloporteur à partir des matrices du système sans caloporteur et du /tracking/ (**FLUD:**). Initialiser le calcul avec la distribution de flux sans caloporteur calculée au temps précédent (si disponible).

## CHAPITRE 10 ÉVALUATION DES PROPRIÉTÉS DU CŒUR

Les propriétés évaluées sont les suivantes

- La réactivité du cœur en début et en fin de cycle ;
- La longueur des cycles ;
- Le taux de combustion de sortie
  - Moyen du cœur ;
  - Maximal de grappe ;
  - Moyen par plan de combustible ;
- La puissance
  - Maximale de grappe en début et en fin de cycle ;
  - Maximale de canal en début et en fin de cycle ;
  - Distribuée axialement le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
  - Distribuée radialement dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible du cœur en début et en fin de cycle ;
- Le coefficient de réactivité de vide du cœur.

Ces propriétés ont été évaluées à partir des quatre modèles de bases de données réacteur présentés à la section 8.3

- Modèle de la cellule isolée ;
- Modèle des 14 cellules isolées ;
- Modèle des 14 cellules couplées en continue ;
- Modèle des 14 cellules couplées en alternance.

Brièvement, rappelons que le modèle de la cellule isolée ne fait appel qu'à la huitième cellule unitaire du canal et ne fait varier que la composition du combustible. Le modèle des quatorze cellules isolées prend en compte les profils de conditions des matériaux le long du canal à partir des quatorze cellules unitaires du canal. Les modèles des quatorze cellules couplées prennent en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long du canal en mettant en application la stratégie de simulation proposée ( $3D \equiv 2D + 1D$ , sections 4.2, 8.1 et 8.2). Dans le cas en continue, le profil de puissance le long du canal reste constant tandis que dans le cas en alternance, le profil de puissance varie au cours du temps.

Ce chapitre se divise en deux sections. Les propriétés du cœur sont présentées de manière concise dans la première section. Les propriétés sont examinées plus en détails dans la

deuxième section.

## 10.1 Présentation des propriétés

### 10.1.1 Réactivité du cœur

La réactivité du cœur  $\rho$  s'évalue à partir de l'équation (9.1). Le facteur de multiplication du cœur  $k_{\text{eff}}$  se trouve dans le répertoire K-EFFECTIVE de la structure de données /fluxunk/ (fichier de signature L\_FLUX) générée par le module FLUD : de DONJON. Après chaque calcul de flux dans DONJON,  $k_{\text{eff}}$  est extrait de /fluxunk/ à l'aide de GREP : et de GETVAL,  $\rho$  est calculée à l'aide des outils de calculs arithmétiques disponibles dans CLE-2000 et  $\rho$  est imprimée dans le fichier de sortie de DONJON à l'aide de ECHO.

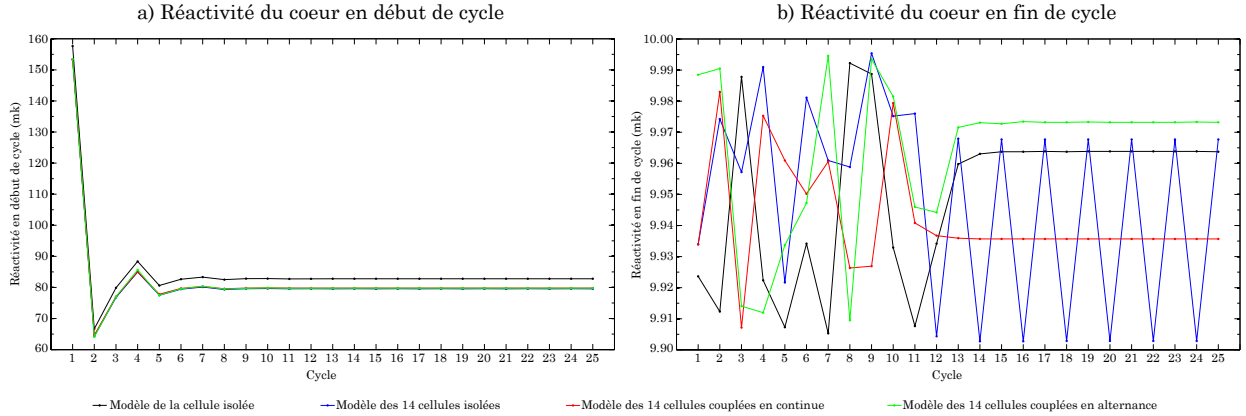


Figure 10.1 Réactivité du cœur en début et en fin de cycle

La figure 10.1 présente la réactivité du cœur en début et en fin de cycle pour les 25 cycles suivis. La réactivité en début de cycle suscite l'intérêt puisque c'est à ce moment que la réactivité du cœur étudié est maximale. Le graphique de la réactivité en fin de cycle montre que le critère d'arrêt des cycles fut respecté à 0.1 mk près ( $9.9 \leq \rho \leq 10.0$  mk) dans tous les cas.

### 10.1.2 Longueur des cycles

La longueur d'un cycle se calcule à partir de l'équation suivante

$$L_{\text{Cycle}} = t_f - t_d \quad (10.1)$$

où  $t_f$  et  $t_d$  sont les temps à la fin et au début du cycle. Comme mentionné à la section 9.5.1, la variable  $t$  est consacrée à suivre le temps au cours de la simulation. Les temps  $t_d$  et  $t_f$  sont identifiés grâce à cette variable. Après chaque cycle,  $L_{\text{Cycle}}$  est calculée et imprimée dans le fichier de sortie de DONJON. La figure 10.2 présente la longueur des 25 cycles suivis.

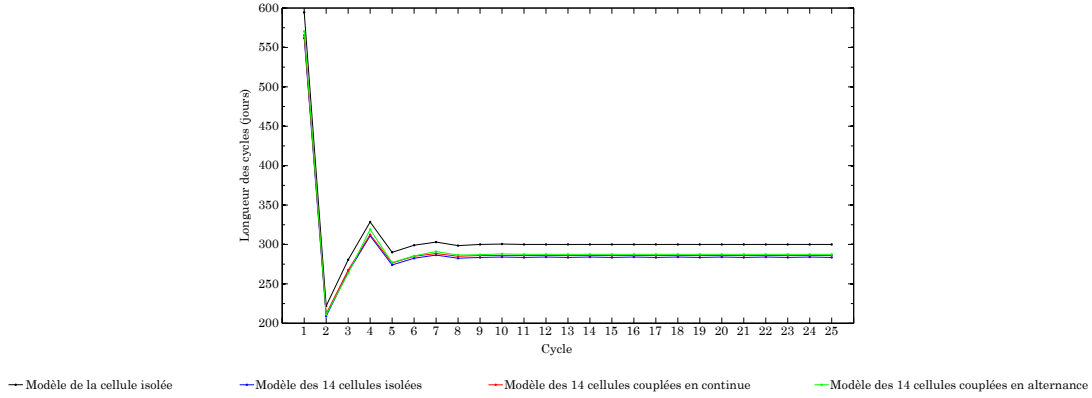


Figure 10.2 Longueurs des cycles

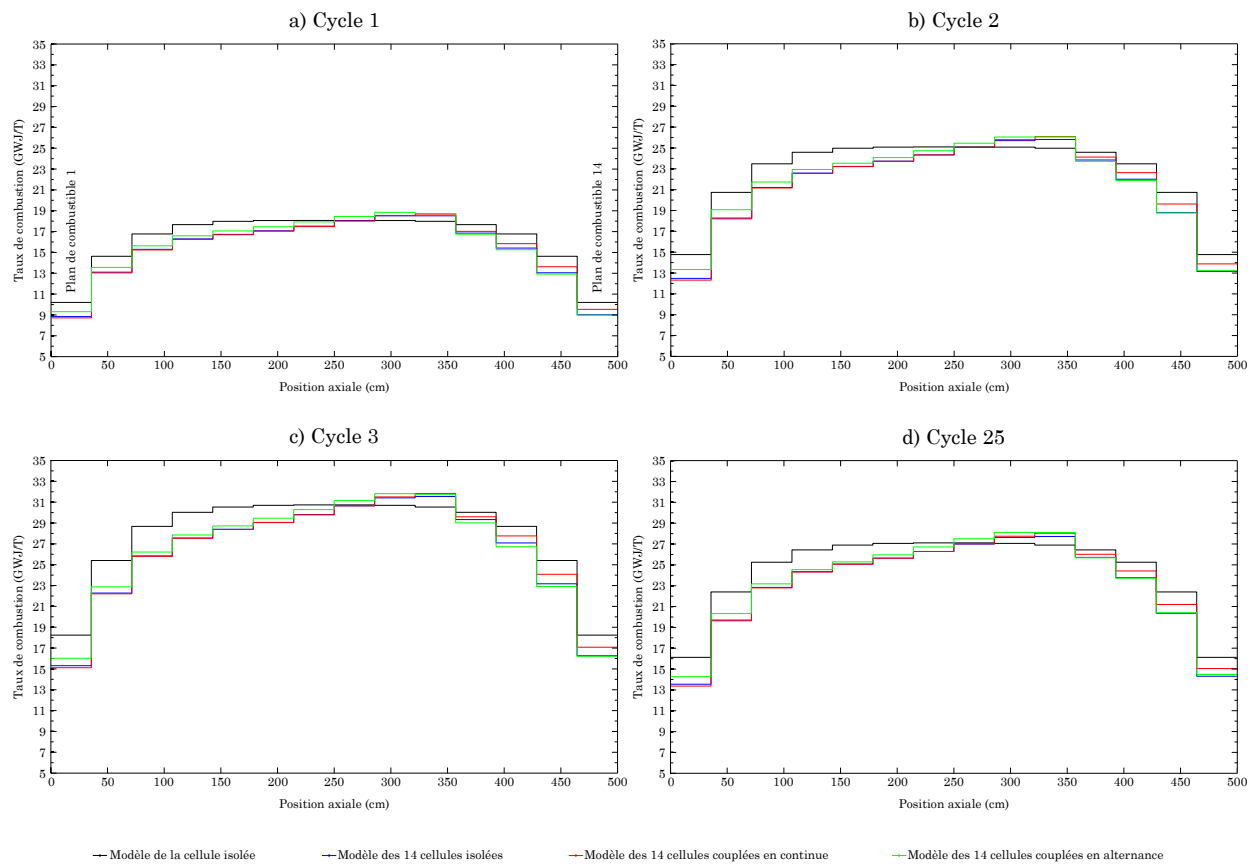
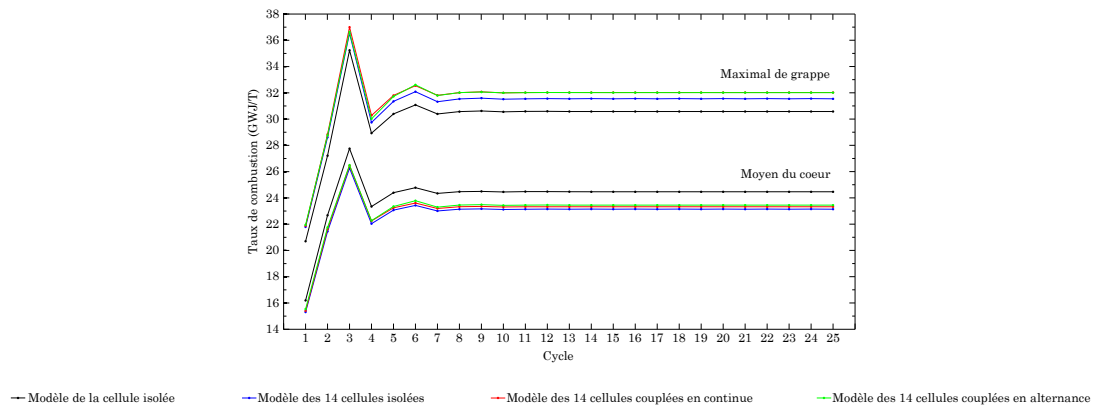
### 10.1.3 Taux de combustion de sortie

De manière générale, le taux de combustion de chaque région de combustible du cœur (ou grappe) à chaque étape du suivi est enregistré dans le répertoire BURN-DEB de la /map/ courante. Une fonction MATLAB a été écrite afin de récupérer les taux de combustion de sortie à partir du répertoire BURN-DEB des /map/ courantes à la fin des cycles (avant les opérations de rechargement).

Le répertoire BURN-DEB contient 4704 entrées (une entrée par grappe). Lors d'un rechargement, 1568 grappes sont à sortir du cœur ; ces grappes se situent dans les sites de 3<sup>e</sup> exposition (figure 9.4). La plus grande difficulté dans le développement de cette fonction réside dans le repérage des entrées qui correspondent aux grappes à sortir du cœur. La principale indication qui permet ce repérage est que les entrées sont classées de  $-X$  à  $+X$ , de  $-Y$  à  $+Y$  et de  $-Z$  à  $+Z$  en faisant référence ici aux frontières du cœur. Une fois extraits, les taux de combustion de sortie sont traités par cette même fonction.

La figure 10.3 présente le taux de combustion de sortie moyen du cœur et maximal de grappe pour les 25 cycles suivis. La figure 10.4 présente le taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible pour les trois premiers cycles ainsi que pour le 25<sup>e</sup> cycle.





### 10.1.4 Puissance

La puissance courante produite par chaque région de combustible du cœur (ou grappe) est enregistrée dans le répertoire **POWER-BUN** de la */map/* courante. Une fonction MATLAB a été écrite afin de récupérer les puissances en début et en fin de cycle à partir du répertoire **POWER-BUN** des */map/* courantes au début des cycles (après le premier calcul de puissance) et des */map/* courantes à la fin des cycles déjà sauvegardées pour la section précédente. Le répertoire **POWER-BUN** contient aussi 4704 entrées (une entrée par grappe). Ces entrées sont classées dans le même ordre que celui du répertoire **BURN-DEB**.

La figure 10.5 présente la puissance maximale de grappe et de canal en début et en fin de cycle pour les 25 cycles suivis. La puissance de canal a été calculée pour les 336 canaux du cœur. Pour un canal donné, cela consiste à additionner la puissance des quatorze grappes contenues dans le canal.

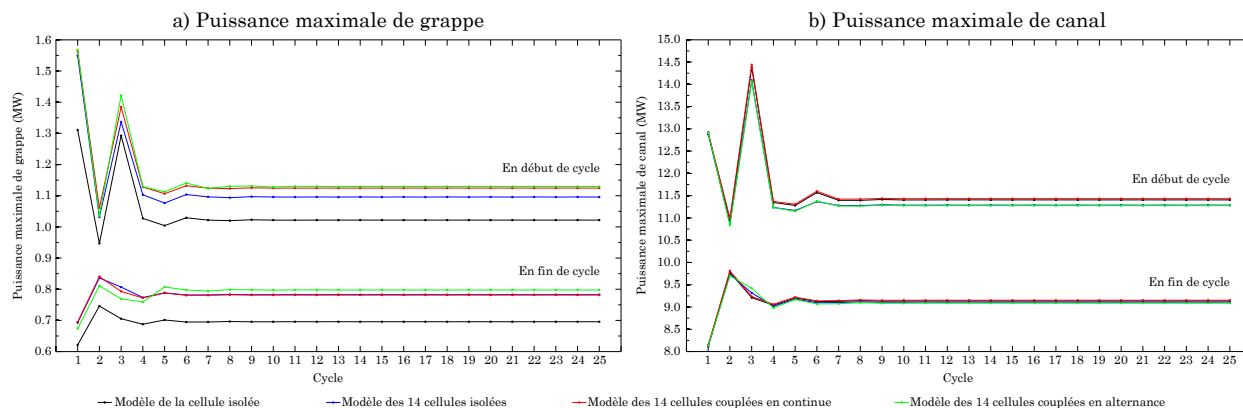


Figure 10.5 Puissance maximale de grappe et de canal en début et en fin de cycle

Les figures 10.6 et 10.7 présentent la distribution axiale de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle pour les trois premiers cycles ainsi que pour le 25<sup>e</sup> cycle. Les quatre courbes contenues dans un graphique donné sont tirées du même canal sauf dans le cas du cycle 1 en fin de cycle et dans le cas du cycle 3 en fin de cycle. Le tableau 10.1 présente les canaux utilisés pour produire les figures 10.6 et 10.7. Étant donnée la symétrie  $1/8$  du plan de rechargement (figure 9.4), les canaux présentés au tableau 10.1 se répètent dans le cœur quatre ou huit fois dépendamment de s'ils se situent ou non sur l'axe de symétrie diagonal.

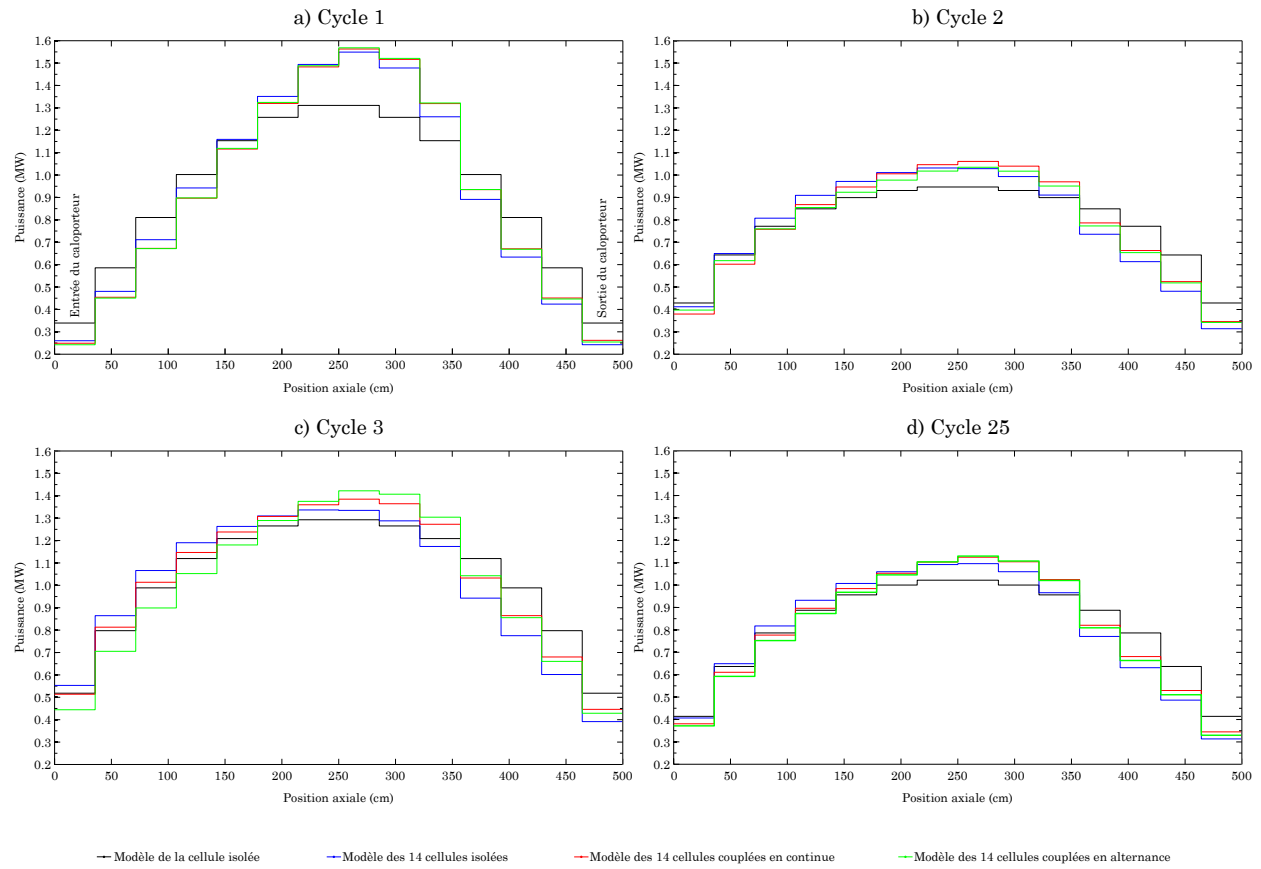


Figure 10.6 Distribution axiale de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début de cycle

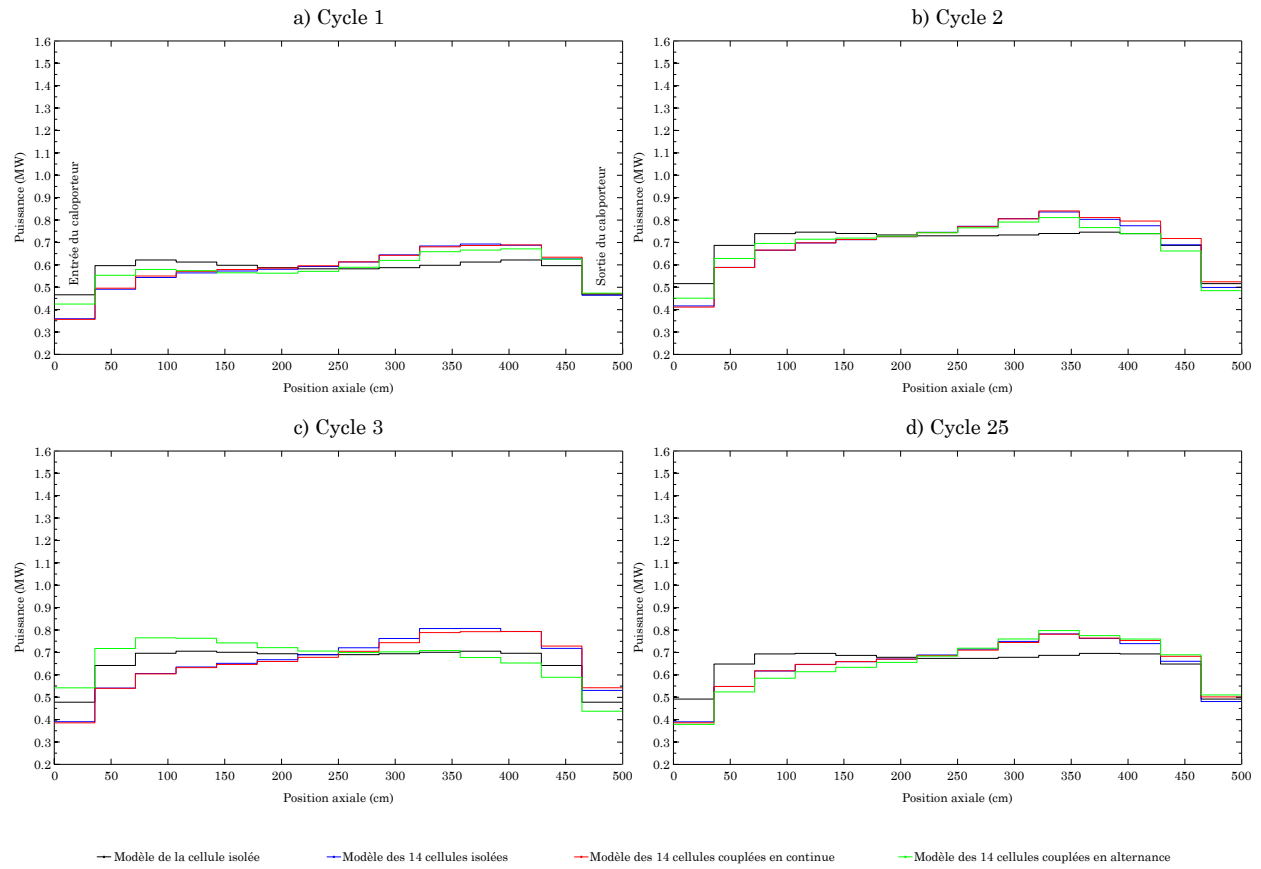


Figure 10.7 Distribution axiale de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en fin de cycle

Tableau 10.1 Canal ayant la puissance maximale de canal

	Modèle 1 cellule isolée	Modèle 14 cellules isolées	Modèle 14 cellules couplées continue	Modèle 14 cellules couplées alternance
	<b>En début de cycle</b>			
<b>Cycle 1</b>	K10	K10	K10	K10
<b>Cycle 2</b>	G06	G06	G06	G06
<b>Cycle 3</b>	K10	K10	K10	K10
<b>Cycle 25</b>	J07	J07	J07	J07
	<b>En fin de cycle</b>			
<b>Cycle 1</b>	F05	F06	F05	F06
<b>Cycle 2</b>	G06	G06	G06	G06
<b>Cycle 3</b>	F05	K10	K10	K10
<b>Cycle 25</b>	G06	G06	G06	G06

Les figures 10.8 et 10.9 présentent la distribution radiale de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible en début et en fin de cycle pour les trois premiers cycles ainsi que pour le 25<sup>e</sup> cycle. Ce plan se situe au centre du cœur et produit généralement plus de puissance que le 7<sup>e</sup> plan de combustible qui se situe lui aussi au centre du cœur.

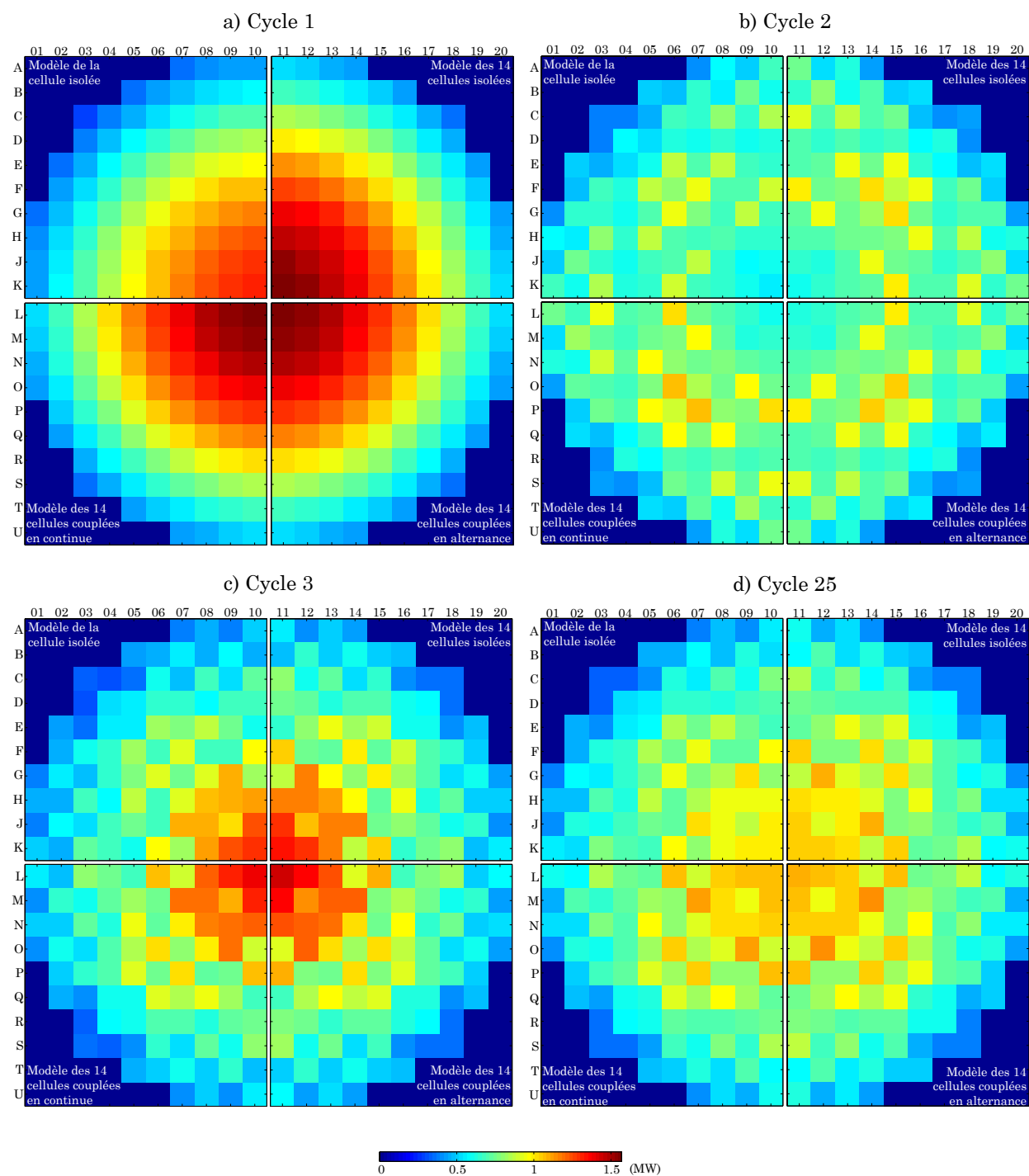


Figure 10.8 Distribution radiale de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible en début de cycle

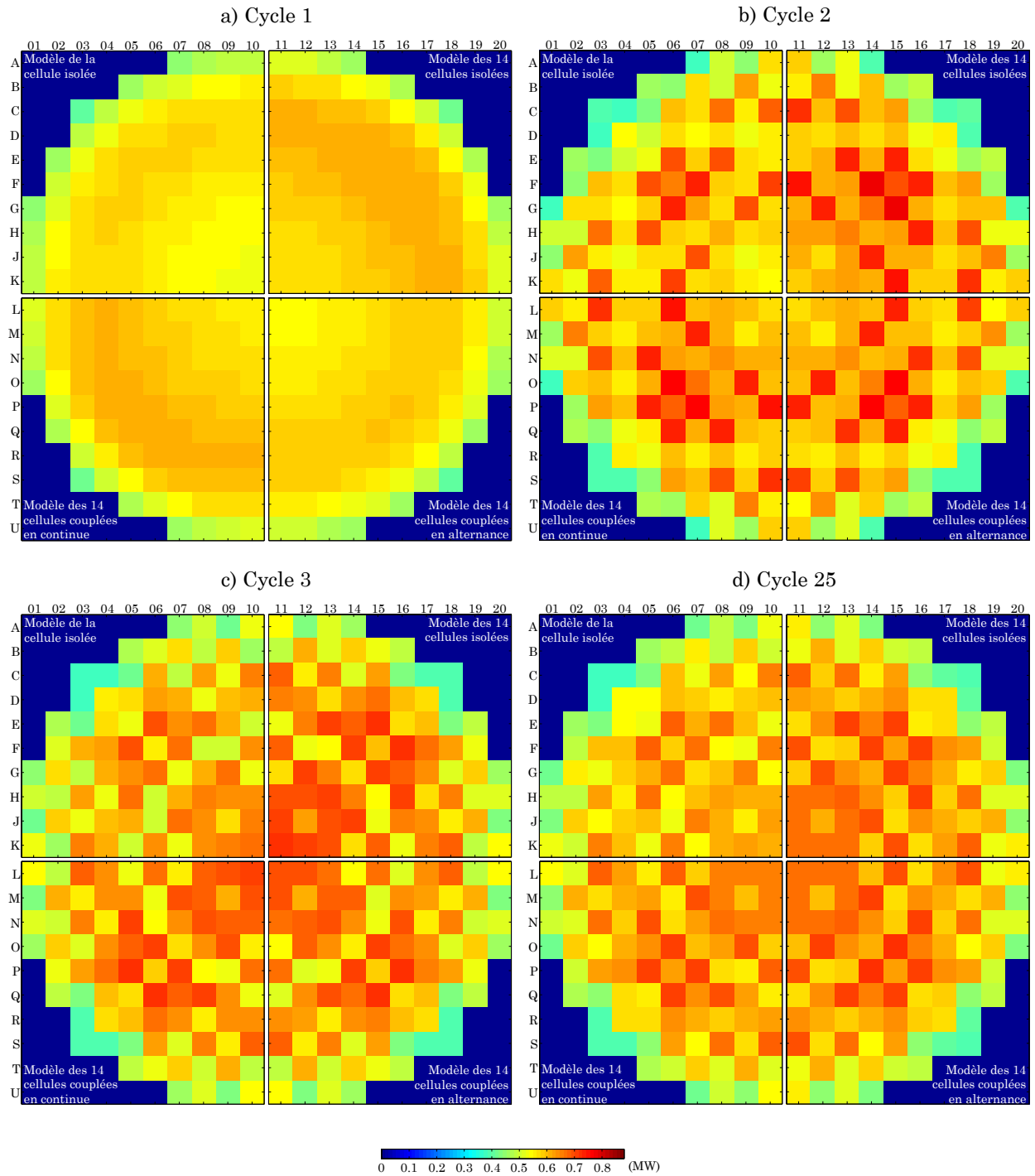


Figure 10.9 Distribution radiale de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible en fin de cycle

### 10.1.5 Coefficient de réactivité de vide

Le coefficient de réactivité de vide se calcule à partir de l'équation suivante

$$\text{CRV (mk)} = \left( \frac{1}{k_{\text{eff}}^{\text{Avec caloporteur}}} - \frac{1}{k_{\text{eff}}^{\text{Sans caloporteur}}} \right) \times 1000 \quad (10.2)$$

où  $k_{\text{eff}}^{\text{Avec caloporteur}}$  et  $k_{\text{eff}}^{\text{Sans caloporteur}}$  sont les facteurs de multiplication du cœur avec et sans caloporteur. Une vidange complète du cœur a été effectuée. La figure 10.10 présente le coefficient de réactivité de vide du cœur évalué à tous les 0.5 jour pendant 25 cycles.

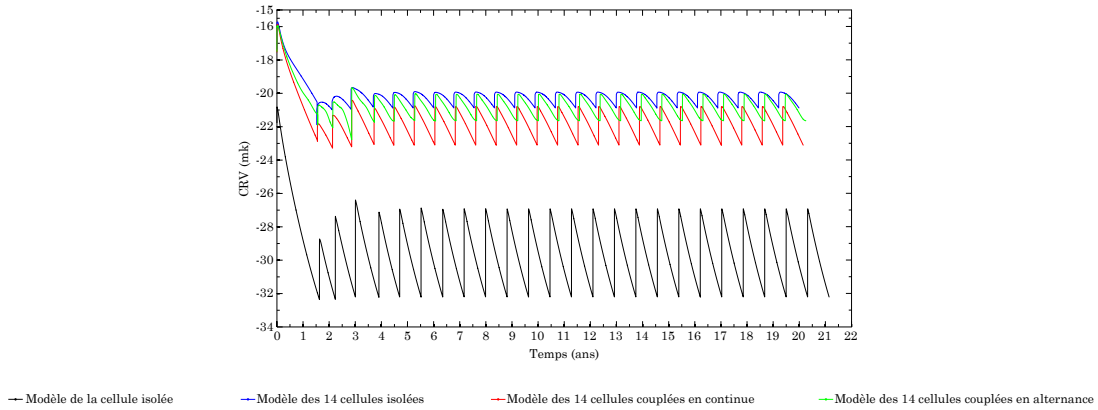


Figure 10.10 Coefficient de réactivité de vide

## 10.2 Analyse des résultats

### 10.2.1 Observations générales

Les propriétés du cœur varient beaucoup d'un cycle à l'autre avant de se stabiliser près d'une valeur d'équilibre. Environ huit cycles sont requis pour que la transition entre le cœur initial et le cœur à l'équilibre s'effectue. En particulier, les propriétés du cœur au cours des trois premiers cycles sont très différentes de celles à l'équilibre puisque

- Au début du 1<sup>er</sup> cycle, le cœur ne contient que du combustible neuf de même composition ;
- Au début du 2<sup>e</sup> cycle, le premier site d'exposition contient du combustible neuf et les deux autres sites contiennent du combustible brûlé une fois au cours du 1<sup>er</sup> cycle ;
- Au début du 3<sup>e</sup> cycle, le premier site d'exposition contient du combustible neuf, le deuxième site contient du combustible brûlé une fois au cours du 2<sup>e</sup> cycle et le troisième site contient du combustible brûlé une fois au cours du 1<sup>er</sup> cycle et une seconde fois au cours du 2<sup>e</sup> cycle ;



- Au début d'un cycle à l'équilibre, le 25<sup>e</sup> par exemple, le cœur contient du combustible neuf ainsi que du combustible brûlé une et deux fois dans un environnement constant de cycle en cycle.

La réactivité du cœur est maximale au début du 1<sup>er</sup> cycle (figure 10.1), le 1<sup>er</sup> cycle est beaucoup plus long que les autres (figure 10.2) et la puissance de grappe est maximale au début du 1<sup>er</sup> cycle (figure 10.5), car dans le cœur initial, le combustible est neuf et de même composition. Les taux de combustion de sortie du 1<sup>er</sup> cycle (figures 10.3 et 10.4) sont significativement plus faibles que les autres, car le combustible extrait du cœur à ce moment n'a brûlé que pendant un cycle en plus d'avoir été exposé à un flux très accentué (non aplati) du moins en début de cycle (figure 10.6). Le coefficient de réactivité de vide est aussi maximal au début du 1<sup>er</sup> cycle (figure 10.10).

Afin de réduire la fluctuation des propriétés dans les cycles transitoires, du combustible d'enrichissements différents pourrait être inséré dans le cœur initial et la puissance pourrait être mieux distribuée dans le cœur.

### 10.2.2 Comparaison des modèles

En général, les quatre modèles étudiés se comportent de la même manière, mais ne retournent pas exactement les mêmes résultats. Le tableau 10.2 présente les différences observées entre les modèles selon les propriétés du cœur où

- M1CI est mis pour le modèle de la cellule isolée ;
- M14CI est mis pour le modèle des quatorze cellules isolées ;
- M14CCC est mis pour le modèle des quatorze cellules couplées en continue ;
- M14CCA est mis pour le modèle des quatorze cellules couplées en alternance ;
- 3M14C est mis pour les trois modèles de quatorze cellules confondus ;
- DdC est mis pour en début de cycle ;
- FdC est mis pour en fin de cycle.

Les tendances observées sont présentées dans les paragraphes suivants.

#### Modèle de la cellule isolée

Le tableau 10.2 montre qu'il y a des différences notables entre le modèle de la cellule isolée et les trois modèles de quatorze cellules.

Tableau 10.2 Différences observées entre les modèles selon les propriétés du cœur

Propriétés	M1CI vs 3M14C	M14CI vs M14CCC	M14CCA vs M14CCC	Figure
$\Delta\rho_{\text{cœur}}$ DdC (mk) (%)	de 2.1 à 4.4 (de 2.7 à 4.1)	de 0.1 à 0.4 (de 0.1 à 0.5)	de 0.004 à 0.6 (de 0.01 à 0.8)	10.1
$\Delta L_{\text{Cycle}}$ (jours) (%)	de 9.5 à 32.5 (de 3.0 à 6.5)	de 1.5 à 3.5 (de 0.5 à 1.4)	de 0.5 à 6.5 (de 0.2 à 2.1)	10.2
$\Delta B_{\text{cœur}}^{\text{sortie, moy}}$ (GWJ/T) (%)	de 0.7 à 1.5 (de 4.2 à 5.9)	de 0.1 à 0.2 (de 0.7 à 1.0)	de 0.02 à 0.2 (de 0.1 à 0.8)	10.3
$\Delta B_{\text{grappe}}^{\text{sortie, max}}$ (GWJ/T) (%)	de 0.8 à 1.8 (de 2.7 à 5.7)	de 0.1 à 0.5 (de 0.4 à 1.8)	de 0.003 à 0.4 (de 0.01 à 1.0)	
$\Delta B_{\text{plan}}^{\text{sortie, moy}}$ (GWJ/T) (%)	de 0.02 à 3.2 (de 0.1 à 20.7)	de 0.0001 à 0.9 (de 0.001 à 5.4)	de 0.03 à 1.2 (de 0.1 à 8.3)	10.4
$\Delta P_{\text{grappe}}^{\text{max}}$ DdC (kW) (%)	de 43.9 à 257.2 (de 3.3 à 16.4)	de 13.9 à 48.0 (de 0.9 à 3.5)	de 0.7 à 37.3 (de 0.1 à 2.7)	10.5
$\Delta P_{\text{grappe}}^{\text{max}}$ FdC (kW) (%)	de 52.4 à 105.8 (de 7.8 à 13.1)	de 0.7 à 13.9 (de 0.1 à 1.8)	de 12.9 à 29.6 (de 1.7 à 3.5)	
$\Delta P_{\text{canal}}^{\text{max}}$ DdC (kW) (%)	de 9.7 à 315.0 (de 0.1 à 2.2)	de 31.5 à 346.9 (de 0.2 à 2.4)	de 0.7 à 371.4 (de 0.01 à 2.6)	
$\Delta P_{\text{canal}}^{\text{max}}$ FdC (kW) (%)	de 4.6 à 212.2 (de 0.1 à 2.3)	de 35.0 à 81.0 (de 0.4 à 0.9)	de 18.0 à 185.9 (de 0.2 à 2.0)	
$\Delta P_{\text{canal}}^{\text{paxiale}}$ DdC (kW) (%)	de 0.7 à 263.2 (de 0.1 à 40.1)	de 2.0 à 99.2 (de 0.2 à 12.3)	de 0.3 à 114.7 (de 0.03 à 13.5)	10.6
$\Delta P_{\text{canal}}^{\text{paxiale}}$ FdC (kW) (%)	de 0.1 à 132.2 (de 0.01 à 32.3)	de 0.004 à 28.2 (de 0.001 à 4.8)	de 0.3 à 177.8 (de 0.1 à 40.6)	10.7
$\Delta P_{\text{plan}}^{\text{radiale}}$ DdC (kW) (%)	de 22.8 à 257.2 (de 3.1 à 16.4)	de 0.03 à 50.0 (de 0.01 à 3.6)	de 0.4 à 37.3 (de 0.1 à 4.9)	10.8
$\Delta P_{\text{plan}}^{\text{radiale}}$ FdC (kW) (%)	de 3.2 à 55.6 (de 0.8 à 8.1)	de 0.02 à 15.9 (de 0.002 à 2.4)	de 0.2 à 20.6 (de 0.04 à 3.4)	10.9
$\Delta \text{CRV}$ DdC (mk) (%)	de 4.2 à 7.5 (de 24.1 à 34.1)	de 0.2 à 1.0 (de 1.0 à 4.3)	de 0.04 à 1.0 (de 0.2 à 4.2)	10.10
$\Delta \text{CRV}$ FdC (mk) (%)	de 9.0 à 11.8 (de 38.8 à 57.7)	de 2.2 à 2.3 (de 9.6 à 10.0)	de 0.4 à 1.5 (de 1.9 à 6.8)	

Les distributions axiales du modèle de la cellule isolée sont symétriques par rapport au centre du canal tandis que celles des trois modèles de quatorze cellules sont décalées vers la droite c'est-à-dire vers la sortie du caloporteur (figures 10.4, 10.6 et 10.7).

Radialement, la puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible est répartie selon le même patron pour tous les modèles (figures 10.8 et 10.9). En particulier, les grappes ayant les puissances les plus élevées se trouvent exactement aux mêmes endroits dans le plan d'un modèle à l'autre. Dépendamment du cycle, celles-ci peuvent se concentrer au centre du cœur, dans les premiers sites d'exposition ou plus en périphérie. Le point le plus marquant concernant les distributions radiales est que le niveau de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible du modèle de la cellule isolée est visiblement plus faible que celui des autres modèles. Évidemment, ce point s'observe aussi dans les distributions axiales de puissance (figures 10.6 et 10.7).

### **Modèle des 14 cellules isolées et modèle des 14 cellules couplées en continue**

Le tableau 10.2 montre que le modèle des quatorze cellules isolées et le modèle des quatorze cellules couplées en continue retournent des résultats similaires.

Les taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible du modèle des quatorze cellules isolées et du modèle des quatorze cellules couplées en continue sont essentiellement les mêmes pour les neuf premiers plans de combustible (figure 10.4). Des différences notables s'installent à partir du 10<sup>e</sup> plan de combustible. Les distributions axiales de puissance présentent aussi ce comportement en fin de cycle (figure 10.7). En début de cycle toutefois, des différences notables sont observées sur toute la longueur du canal (figure 10.6).

Les distributions radiales de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible du modèle des quatorze cellules isolées et du modèle des quatorze cellules couplées en continue sont très semblables (figures 10.8 et 10.9). Le modèle des quatorze cellules couplées en continue mène toutefois à des puissances légèrement plus élevées en début de cycle et plus faibles en fin de cycle.

### **Modèle des 14 cellules couplées en alternance**

Le tableau 10.2 montre qu'en général, il y a peu de différences entre le modèle des quatorze cellules couplées en alternance et le modèle des quatorze cellules couplées en continue.

Le modèle des quatorze cellules couplées en alternance se distingue du modèle des quatorze cellules couplées en continue par les puissances d'évolution utilisées lors de la génération des bases de données réacteur (figure 8.11 vs tableau 8.7). D'après la figure 8.11, pour le modèle des quatorze cellules couplées en alternance, la puissance adopte un profil attendu pour les périodes d'évolution 1 à 50. Initialement, le profil de puissance est en forme de cloche puisque le combustible est neuf et de même composition sur toute la longueur du canal. La puissance étant maximale au centre du canal, le combustible qui s'y trouve se consomme plus rapidement que celui qui se situe aux extrémités du canal. Ainsi, au cours du temps, le profil de puissance se creuse au centre du canal, mais augmente aux extrémités du canal afin de conserver une puissance de canal constante. À partir de la 51<sup>e</sup> période d'évolution, le profil de puissance se met définitivement à osciller d'une extrémité à l'autre du canal. Ces oscillations sont probablement causées par des temps d'évolution trop longs (de 100 à 1000 jours, tableau 8.9) jumelés à des profils de puissance anormaux (nettement asymétriques par rapport au centre du canal, figure 8.11). À partir du moment où le profil de puissance devient à peu près plat (peu avant la 51<sup>e</sup> période d'évolution), des temps d'évolution plus courts permettraient de mieux suivre l'évolution du combustible dans le canal et permettraient probablement d'échapper à l'apparition de ces oscillations.

Les différences maximales observées entre le modèle des quatorze cellules couplées en alternance et le modèle des quatorze cellules couplées en continue se retrouvent principalement autour du 3<sup>e</sup> cycle. Cela est probablement dû à l'évolution du profil de puissance évoqué au paragraphe précédent. Le tableau 10.3 présente le taux de combustion des cellules unitaires du modèle des quatorze cellules couplées en alternance au commencement de l'oscillation du profil de puissance c'est-à-dire après les périodes d'évolution 50, 51 et 52 (données tirées du tableau C.2). Il est possible de remarquer que le modèle des quatorze cellules couplées en alternance s'écarte significativement du modèle des quatorze cellules couplées en continue lorsque le taux de combustion des grappes du cœur (diffusion) s'approche ou dépasse celui des cellules unitaires après la 51<sup>e</sup> période d'évolution (transport). Les taux de combustion maximaux sont en effet obtenus au cours du 3<sup>e</sup> cycle. Les taux de combustion de sortie moyen du cœur, maximal de grappe et moyen par plan de combustible du modèle des quatorze cellules couplées en alternance sont de 26.5 GWJ/T, 36.6 GWJ/T et de 16.0 à 31.8 GWJ/T au 3<sup>e</sup> cycle (figures 10.3 et 10.4).

Tableau 10.3 Taux de combustion des cellules unitaires du modèle des 14 cellules couplées en alternance au commencement de l'oscillation du profil de puissance

Cellule	<i>B</i> (GWJ/T) après la période d'évolution		
	50	51	52
1	12.3	13.6	17.7
2	18.4	20.1	25.2
3	21.0	22.9	27.8
4	21.9	23.9	28.2
5	22.2	24.4	28.1
6	22.8	25.2	28.2
7	23.7	26.2	28.8
8	24.5	27.3	29.3
9	25.0	28.1	29.8
10	25.1	28.6	30.1
11	23.8	27.6	29.1
12	21.8	25.8	27.2
13	18.5	22.4	23.6
14	13.2	16.3	17.2

## CHAPITRE 11 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce projet de recherche a tout d'abord permis d'établir une stratégie de simulation capable de prendre en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long d'un canal de combustible du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. La stratégie de simulation proposée résout l'équation de transport pour le canal complet en géométrie exacte sans avoir à faire de calcul direct en trois dimensions (25 cm  $\times$  25 cm  $\times$  500 cm au minimum).

La stratégie de simulation proposée se résume en quelques mots comme suit : une série de calculs isolés de cellules unitaires en deux dimensions suivie d'un calcul de canal en une dimension. Plus précisément, les principales étapes de la stratégie de simulation proposée sont les suivantes

- Discrétiser axialement le canal en trois dimensions en un certain nombre de plans et déterminer les conditions moyennes de ces plans ;
- Définir une cellule unitaire en deux dimensions par plan et y appliquer les conditions moyennes déterminées à l'étape précédente ;
- Pour chaque cellule unitaire, résoudre l'équation de transport et homogénéiser les propriétés neutroniques sur l'ensemble de la cellule ;
- Définir un canal en une dimension contenant autant de plaques que de plans et y appliquer les propriétés neutroniques homogènes calculées à l'étape précédente ;
- Résoudre l'équation de transport pour le canal homogène par partie et générer les profils axiaux de propriétés neutroniques moyennes à peu de groupes d'énergie.

Dans ce projet de recherche, quatorze plans (et conséquemment, quatorze cellules unitaires et quatorze plaques) furent nécessaires pour représenter adéquatement le canal en trois dimensions étudié. Évidemment, un nombre plus élevé de plans permettrait de mieux suivre les profils de conditions des matériaux le long du canal.

La stratégie de simulation proposée tire son origine de la méthode de couplage 2D-1D pour cœur entier. Dans cette dernière, le couplage entre les colonnes (ou canaux) et les plans du cœur est assuré par des termes de fuites radiales et axiales. Or, dans la stratégie de simulation proposée, les fuites radiales ont été annulées complètement et les fuites axiales n'ont été prises en compte que partiellement. Le premier constat s'explique par le fait que le domaine spatial de calcul s'est limité à un seul canal ; en simulant le canal en milieu infini radialement, les possibles effets radiaux entre canaux ont été éliminés. Le couplage radial entre canaux

pourrait faire l'objet d'une autre étude. En ce qui concerne le deuxième constat, les fuites axiales ont été négligées lors des calculs de cellules unitaires en deux dimensions. Les fuites axiales ont intrinsèquement été prises en compte lors du calcul de canal en une dimension, mais à partir de propriétés neutroniques homogènes calculées dans des environnements sans fuites axiales. La prise en compte des fuites axiales au niveau des calculs de cellules unitaires en deux dimensions pourrait faire l'objet d'une autre étude.

Ce projet de recherche a démontré que la stratégie de simulation proposée est équivalente au calcul d'un canal en trois dimensions dans des limites raisonnables : à 0.57 mk près pour le facteur de multiplication du canal, à 0.24 mk près pour le coefficient de réactivité de vide du canal, à 1.23 % près pour les profils axiaux de sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie et à 3.75 % près pour les distributions axiales de flux dans le pire des cas. Précisons que les distributions axiales de flux n'ont un impact que pour le modèle des quatorze cellules couplées en alternance.

Afin de réaliser cette démonstration, la stratégie de simulation proposée fut confrontée directement à des calculs de canal en trois dimensions (avec et sans caloporteur, en milieu infini et semi-infini). SERPENT 1.1.16 fut utilisé pour réaliser les calculs de canal en trois dimensions étant donné qu'il permet facilement le calcul de grosses géométries tridimensionnelles. Afin que la démonstration soit consistante, la stratégie de simulation proposée fut utilisée autant que possible dans les mêmes conditions que celles des canaux en trois dimensions. Ainsi, SERPENT fut utilisé pour réaliser les calculs de cellules unitaires en deux dimensions et pour générer les propriétés neutroniques homogènes. DRAGON 3.06 fut utilisé pour réaliser les calculs de canal en une dimension puisque SERPENT ne permet pas à ce jour la définition de mélanges à partir de propriétés neutroniques homogènes.

L'impact de ce changement de code au niveau du calcul de canal en une dimension est limité et est facilement réduit en augmentant la discrétisation spatiale du canal en une dimension et en augmentant le nombre de groupes d'énergie dans la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques qui contient les propriétés neutroniques homogènes. Ce changement de code a mené à l'élaboration d'une fonction MATLAB capable de convertir automatiquement les propriétés neutroniques générées par SERPENT dans le format reconnu par le module MAC : de DRAGON.

Afin de générer les profils axiaux de propriétés neutroniques moyennes à peu de groupes d'énergie, les propriétés neutroniques ont été homogénéisées et condensées par plan dans

le cas des calculs en trois dimensions et par plaque dans le cas des calculs en une dimension. Il n'est pas certain que la procédure standard d'homogénéisation et de condensation flux-volume préserve les taux de réactions locaux dans ces cas. L'évaluation des facteurs de superhomogénéisation avec une équivalence transport-diffusion pourrait faire l'objet d'une autre étude. Les performances de la stratégie de simulation proposée ont été démontrées pour du combustible neuf. Il serait aussi intéressant de les évaluer au cours de l'évolution du combustible.

Étant donné la nature géométrique du problème du canal de combustible, le réflecteur axial devrait idéalement être pris en charge à partir de modèles en trois dimensions. À partir d'un canal complet en trois dimensions avec réflecteur axial défini en géométrie exacte, ce projet de recherche a permis d'évaluer l'impact du réflecteur axial sur les propriétés neutroniques du canal avec et sans caloporteur. Globalement, le réflecteur axial a pour effet d'aplatir légèrement la distribution de flux le long du canal en augmentant le flux aux bouts et en diminuant le flux au centre du canal, d'augmenter le facteur de multiplication du canal de 0.78 mk dans le cas avec caloporteur et de 1.62 mk dans le cas sans caloporteur et de diminuer en valeur absolue le coefficient de réactivité de vide du canal de 0.61 mk.

À partir de canaux partiels en trois dimensions avec réflecteur axial définis en géométrie exacte, ce projet de recherche a permis d'évaluer l'impact des plans de combustible sur les propriétés neutroniques homogènes du réflecteur axial avec et sans caloporteur. Les canaux partiels contiennent un plan de réflecteur et de un à sept plans de combustible. En comparant les canaux partiels au canal complet, il a été observé que la précision des propriétés neutroniques homogènes du réflecteur axial augmente lorsque le nombre de plans de combustible dans les canaux partiels augmente.

En comparant les cellules unitaires au canal complet, il a été observé que les calculs isolés en deux dimensions n'évaluent pas toujours bien les propriétés neutroniques homogènes des plans de combustible adjacents aux plans de réflecteur. Les sections efficaces macroscopiques d'absorption du groupe thermique, de production de neutrons de fission du groupe thermique et de diffusion de up-scattering sont les plus affectées et présentent des différences pouvant aller jusqu'à 6.75 %. Le calcul de canal en une dimension avec réflecteur axial ne réussit pas à les rétablir (des différences pouvant aller jusqu'à 7.4 % ont été observées). Les propriétés neutroniques homogènes des plans de combustible adjacents aux plans de réflecteur sont mieux évaluées par la plupart des canaux partiels. Lorsque les mélanges homogènes des plaques de combustible adjacents aux plaques de réflecteur proviennent des canaux par-



tiels (et non des cellules unitaires), les différences entre le canal en une dimension et le canal complet observées précédemment s'estompent. Toutefois, cette tactique n'a pas beaucoup d'impact sur les propriétés globales du canal.

Ce projet de recherche a démontré que la stratégie de simulation proposée avec réflecteur axial idéal est équivalente au calcul d'un canal complet en trois dimensions avec réflecteur axial à 0.74 mk près pour le facteur de multiplication du canal, à 0.36 mk près pour le coefficient de réactivité de vide du canal, à 0.85 % et à 20.42 % près pour les sections efficaces macroscopiques moyennes à peu de groupes d'énergie dans les régions du combustible et du réflecteur axial respectivement ainsi qu'à 10.43 % et à 40.17 % près pour les distributions axiales de flux dans les régions du combustible et du réflecteur axial respectivement et ce, dans le cas du modèle M7 R&C par exemple (dans lequel les mélanges homogènes des plaques de réflecteur et des plaques de combustible adjacentes aux plaques de réflecteur proviennent de canaux partiels comprenant sept plans de combustible).

En pratique, lors de la génération des bases de données réacteur, les propriétés neutroniques homogènes du réflecteur axial ont été calculées à partir d'une cellule unitaire en deux dimensions dans laquelle le combustible et sa gaine ainsi que la gaine de la région centrale ont été remplacés par du caloporteur (une coupe du plan de réflecteur en trois dimensions). Une homogénéisation complète a été réalisée sur cette cellule à partir de la distribution de flux obtenue lorsque la grappe de combustible est dans la cellule. La distribution de flux est probablement en erreur, mais les bons matériaux ont été pris en compte. Les performances de ce réflecteur axial simplifié n'ont pas été testées. Cela pourrait faire l'objet d'une autre étude.

En deuxième partie, ce projet de recherche a démontré l'applicabilité de la stratégie de simulation proposée dans la chaîne de calculs utilisée conventionnellement en neutronique et a évalué son impact sur les propriétés neutroniques du cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien. Pour ce faire, la stratégie de simulation proposée a entièrement été modélisée à partir des fonctionnalités du code DRAGON 3.06 et le réacteur refroidi à eau supercritique canadien a été modélisé avec le code DONJON 3.02.

La stratégie de simulation proposée a été modélisée à partir de la méthode des probabilités de collision. Dans cette méthode, des approximations sont introduites au niveau des variables position, angulaire et énergie. L'impact de ces approximations sur la précision des calculs a été minimisé en choisissant par exemple une discrétisation spatiale suffisamment

élevée, un arrangement approprié de lignes d'intégration et une bibliothèque de sections efficaces microscopiques contenant un nombre élevé de groupes d'énergie. Différentes conditions aux frontières, différentes options d'autoprotection des résonances et la méthode des caractéristiques cycliques ont aussi été testées sur la cellule unitaire.

Les distributions de flux dans les cellules unitaires en deux dimensions et dans le canal en une dimension ont été calculées avec un modèle de fuites ( $B_1$  homogènes). Il n'est pas certain qu'il soit nécessaire de faire appel à un modèle de fuites aux deux niveaux de calculs de la stratégie de simulation proposée. Cela pourrait être déterminé dans une autre étude, étude qui permettrait aussi l'évaluation des performances de la stratégie de simulation proposée face à la génération des coefficients de diffusion.

Normalement, des conditions aux frontières de vide devraient être posées après les plaques de réflecteur du canal en une dimension. Cela n'a pas été fait explicitement puisque les calculs de distributions de flux avec modèle de fuites ne peuvent être réalisés qu'en milieu infini. Ce problème a été contourné en ajoutant des plaques absorbantes au canal (un mélange de cadmium et de vanadium à chaque bout) et en posant des conditions aux frontières de réflexion après les plaques absorbantes. Les géométries à plaques analysées par le module **SYBILT** : ne peuvent faire appel qu'aux modèles de fuites homogènes. Dans ce cas, en étant dilué sur toute la géométrie lors du calcul des fuites, l'absorbant contamine les propriétés du canal dans son ensemble. Afin de minimiser cet effet, la largeur des plaques absorbantes a été réduite le plus possible. Cet effet ne serait pas rencontré avec un modèle de fuites hétérogènes.

Afin de pouvoir évaluer l'impact de la stratégie de simulation proposée sur les propriétés neutroniques du cœur, quatre modèles de bases de données réacteur ont été développés : le modèle de la cellule isolée, le modèle des quatorze cellules isolées, le modèle des quatorze cellules couplées en continue et le modèle des quatorze cellules couplées en alternance. Le modèle de la cellule isolée ne fait appel qu'à une seule cellule unitaire et n'y fait varier que la composition du combustible au cours du temps. Le modèle des quatorze cellules isolées prend en compte les profils de conditions des matériaux le long du canal à partir des quatorze cellules unitaires du canal. Les modèles des quatorze cellules couplées prennent en compte les profils de conditions des matériaux et le couplage axial le long du canal en mettant en application la stratégie de simulation proposée. Dans le cas en continue, le profil de puissance le long du canal reste constant tandis que dans le cas en alternance, le profil de puissance varie dépendamment du comportement du canal en une dimension au cours du temps. Le calcul de canal en une dimension de la stratégie de simulation proposée ne met pas les facteurs  $H$

à jour. De ce fait, les modèles des quatorze cellules couplées utilisent les facteurs  $H$  générés au niveau des calculs de cellules unitaires en deux dimensions. Une autre étude pourrait se pencher sur ce problème.

Le modèle de cœur a été développé de manière générique afin de pouvoir prendre en charge les quatre modèles de bases de données réacteur. Le cœur étudié dans ce projet de recherche contient 336 canaux de combustible, mais aucun mécanisme de contrôle de la réactivité, est divisé en quatorze plans de combustible (de la même manière que pour le canal de combustible en trois dimensions) et est entouré de réflecteurs axial et radial. L'écoulement du caloporteur dans le cœur est unidirectionnel, du haut vers le bas du cœur. Les calculs de cœur réalisés dans ce projet de recherche sont d'une grande simplicité. Ils se sont limités à remplir le cœur initial de combustible neuf, à brûler le combustible, à recharger le cœur lorsque nécessaire et à suivre l'évolution des propriétés du cœur au cours des cycles. Aucun moyen n'a été entrepris afin de tenir le cœur à l'état critique, d'optimiser la distribution de flux dans le cœur ou encore d'optimiser la gestion du combustible. Afin d'optimiser le cœur du réacteur refroidi à eau supercritique canadien, ces sujets devront être étudiés. Le cœur a été suivi sur 25 cycles (entre 20 et 22 ans environ). Un cycle prenait fin dès que la réactivité du cœur devenait inférieure ou égale à 10.0 mk. Cette valeur représente la possible valeur en réactivité des mécanismes de contrôle de la réactivité à la fin des cycles s'ils avaient été présents. Un plan de rechargement à trois lots dans lequel le combustible passe trois cycles dans le cœur a été utilisé. Les rechargements ont été réalisés de manière instantanée. Ainsi, l'évolution du combustible lors des manoeuvres de puissance et de l'arrêt du cœur normalement nécessaires pour ce type de rechargement n'a pas été prise en compte. Un modèle de cœur plus précis prenant en compte cette évolution pourrait être élaboré dans une autre étude.

Des différences notables sont observées entre le modèle de la cellule isolée et les trois modèles de quatorze cellules. Ces différences peuvent aller jusqu'à

- 4.1 % pour la réactivité du cœur en début de cycle ;
- 6.5 % pour la longueur des cycles ;
- 5.9 % et 5.7 % pour les taux de combustion de sortie moyen du cœur et maximal de grappe ;
- 20.7 % pour les taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible ;
- 16.4 % et 13.1 % pour la puissance maximale de grappe en début et en fin de cycle ;
- 2.2 % et 2.3 % pour la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 40.1 % et 32.3 % pour les distributions axiales de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 16.4 % et 8.1 % pour les distributions radiales de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible

- en début et en fin de cycle ;
- 34.1 % et 57.7 % pour le coefficient de réactivité de vide en début et en fin de cycle.

Le modèle des quatorze cellules isolées et le modèle des quatorze cellules couplées en continue retournent des résultats similaires. Les différences observées entre ces deux modèles sont au maximum de

- 0.5 % pour la réactivité du cœur en début de cycle ;
- 1.4 % pour la longueur des cycles ;
- 1.0 % et 1.8 % pour les taux de combustion de sortie moyen du cœur et maximal de grappe ;
- 5.4 % pour les taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible ;
- 3.5 % et 1.8 % pour la puissance maximale de grappe en début et en fin de cycle ;
- 2.4 % et 0.9 % pour la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 12.3 % et 4.8 % pour les distributions axiales de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 3.6 % et 2.4 % pour les distributions radiales de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible en début et en fin de cycle ;
- 4.3 % et 10.0 % pour le coefficient de réactivité de vide en début et en fin de cycle.

Le modèle des quatorze cellules couplées en alternance et le modèle des quatorze cellules couplées en continue retournent aussi des résultats similaires. Les différences observées entre ces deux modèles sont au maximum de

- 0.8 % pour la réactivité du cœur en début de cycle ;
- 2.1 % pour la longueur des cycles ;
- 0.8 % et 1.0 % pour les taux de combustion de sortie moyen du cœur et maximal de grappe ;
- 8.3 % pour les taux de combustion de sortie moyen par plan de combustible ;
- 2.7 % et 3.5 % pour la puissance maximale de grappe en début et en fin de cycle ;
- 2.6 % et 2.0 % pour la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 13.5 % et 40.6 % pour les distributions axiales de puissance le long du canal ayant la puissance maximale de canal en début et en fin de cycle ;
- 4.9 % et 3.4 % pour les distributions radiales de puissance dans le 8<sup>e</sup> plan de combustible en début et en fin de cycle ;
- 4.2 % et 6.8 % pour le coefficient de réactivité de vide en début et en fin de cycle.

Finalement, pour répondre à la question de recherche, oui, il est avantageux du point de vue neutronique de considérer un canal de combustible complet, plutôt qu'une simple cellule unitaire, comme étant le motif qui se répète dans le cœur du réacteur refroidi à eau

supercritique canadien, car cela permet de mieux prendre en compte la physique du problème. Ce projet de recherche a démontré que les profils de conditions des matériaux le long du canal ont un impact important sur les propriétés du cœur. De ce fait, nous déconseillons l'utilisation du modèle de la cellule isolée. Le couplage axial le long du canal est présent, mais il ne fait varier les propriétés du cœur que de quelques points de pourcentage. De ce fait, nous conseillons d'utiliser le modèle des quatorze cellules isolées lorsque plusieurs calculs de transport neutronique sont requis et d'utiliser le modèle des quatorze cellules couplées en continue de manière ponctuelle afin d'évaluer l'état du couplage axial au fur et à mesure que le design du cœur se précise. Pour le moment, nous déconseillons l'utilisation du modèle des quatorze cellules couplées en alternance. Avant de pouvoir utiliser ce modèle, une autre étude devrait se concentrer à améliorer la précision des profils de puissance calculés le long du canal en une dimension afin de mieux suivre l'évolution du combustible en transport. Premièrement, une meilleure prise en charge des fuites axiales permettrait probablement de réduire les erreurs observées dans les distributions de flux calculées le long du canal en une dimension (ces distributions entrent dans le calcul des profils de puissance). Deuxièmement, à partir du moment où le profil de puissance devient à peu près plat le long du canal en une dimension, des pas de temps d'évolution plus courts que ceux utilisés permettraient probablement d'échapper à l'oscillation du profil de puissance d'une extrémité à l'autre du canal en une dimension.

## RÉFÉRENCES

- AECL (2010). ACR-1000 technical description summary. Rapport technique 10820-01372-230-002 Rev. 1, Atomic Energy of Canada Limited, Mississauga, ON, Canada.
- D.V. Altiparmakov (2010). ENDF/B-VII.0 versus ENDF/B-VI.8 in CANDU calculations. *International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR 2010 : Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance*. American Nuclear Society, Pittsburgh, PA, USA, 82–91.
- J.P. Argaud (1995). *Modélisation du réflecteur en neutronique et méthodes d'optimisation appliquées aux plans de rechargement*. Thèse de doctorat, Université Paris - Dauphine.
- N. Bejaoui (2012). *Simulation numérique de l'effet du réflecteur radial sur les cellules REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.
- G.I. Bell and S. Glasstone (1970). *Nuclear reactor theory*. R.E. Krieger Publishing Company, Huntington, NY, USA.
- P.G. Boczar and W. Shen and J. Pencer and B. Hyland and P.S.W. Chan and R.G. Dworshak (2010). Reactor physics studies for a pressure tube supercritical water reactor (PT-SCWR). *The 2<sup>nd</sup> Canada-China Joint Workshop on Supercritical Water-Cooled Reactors*. Canadian Nuclear Society, Toronto, ON, Canada.
- F.B. Brown (2009). Fundamentals of Monte Carlo particle transport. Rapport technique LA-UR-05-4983, Los Alamos National Laboratory.
- CANDU 6 program team (2005). CANDU 6 technical summary. *CANTEACH*, <https://canteach.candu.org/> [Consulté le 30 avril 2014].
- L.L. Carter and E.D. Cashwell (1975). *Particle-transport simulation with the Monte Carlo method*. Technical Information Center, Energy Research and Development Administration, Oak Ridge, TN, USA.
- J.Y. Cho and H.G. Joo (2006). Solution of the C5G7MOX benchmark three-dimensional extension problems by the DeCART direct whole core calculation code. *Progress in Nuclear Energy*, 48(5), 456–466.
- J.Y. Cho and K.S. Kim and C.C. Lee and S.Q. Zee and H.G. Joo (2007). Axial SPN and radial MOC coupled whole core transport calculation. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(9), 1156–1171.

- N.Z. Cho and G.S. Lee and C.J. Park (2002). Fusion of method of characteristics and nodal method for 3-D whole-core transport calculation. *Transactions of the American Nuclear Society*. American Nuclear Society, Hollywood, FL, USA, 322–324.
- C.K. Chow and H.F. Khartabil (2008). Conceptual fuel channel designs for CANDU-SCWR. *Nuclear Engineering and Technology*, 40(2), 139–146.
- F. Févotte and B. Lathuilière (2013). Micado : Parallel implementation of a 2D-1D iterative algorithm for the 3D neutron transport problem in prismatic geometries. *International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering*. American Nuclear Society, Sun Valley, ID, USA.
- E. Fridman and J. Leppänen (2012). Revised methods for few-group cross sections generation in the Serpent Monte Carlo code. *International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR 2012 : Advances in Reactor Physics*. American Nuclear Society, Knoxville, TN, USA, 842–853.
- S. Glasstone and A. Sesonske (1981). *Nuclear reactor engineering (third edition)*. Krieger Publishing Compagny, Malabar, FL, USA.
- G. Harrisson and G. Marleau (2011). Modeling of a 3-D SCWR unit cell. *The 32<sup>nd</sup> Annual Conference of the Canadian Nuclear Society : Nuclear @ Niagara*. Canadian Nuclear Society, Niagara Falls, ON, Canada, 518–526.
- G. Harrisson and G. Marleau (2012). Computation of a Canadian SCWR unit cell with deterministic and Monte Carlo codes. *International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR 2012 : Advances in Reactor Physics*. American Nuclear Society, Knoxville, TN, USA, 1344–1354.
- A. Hébert (1981). *Développement de la méthode SPH : homogénéisation des cellules dans un réseau non uniforme et calcul des paramètres de réflecteur*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud - Orsay.
- A. Hébert (2004). Revisiting the Stamm’ler self-shielding method. *The 25<sup>th</sup> Annual Canadian Nuclear Society Conference - Nuclear Energy : Meeting the Challenges*. Canadian Nuclear Society, Toronto, Ont., Canada, 333–341.
- A. Hébert (2009). *Applied Reactor Physics*. Presses internationales Polytechnique, Montréal, Qc., Canada.
- A. Hébert and G. Marleau (1991). Generalization of the Stamm’ler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nuclear Science and Engineering*, 108(3), 230–239.
- N. Hfaiedh (2006). *Nouvelle méthodologie de calcul de l’absorption résonnante*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg.

- M. Holmgren (2007). XSteam, thermodynamic properties of water and steam. *MATLAB Central*, <http://www.mathworks.com/matlabcentral/> [Consulté le 10 avril 2014].
- D.W. Hummel and D.R. Novog (2012). Fuel composition optimization in a 78-element fuel bundle for use in a pressure tube type supercritical water-cooled reactor. *The 3<sup>rd</sup> China-Canada Joint Workshop on Supercritical Water-Cooled Reactors (CCSC-2012)*. Chinese Nuclear Society, Xi'an, Shaanxi, China, Disponible sur CD-ROM, papier 12015.
- M. Hursin (2010). *Full core, heterogeneous, time dependent neutron transport calculations with the 3D code DeCART*. Thèse de doctorat, University of California at Berkeley.
- M. Hursin and S. Xiao and T. Jevremovic (2006). Synergism of the method of characteristic, R-functions and diffusion solution for accurate representation of 3D neutron interactions in research reactors using the AGENT code system. *Annals of Nuclear Energy*, 33(13), 1116–1133.
- International Atomic Energy Agency (2013). Nuclear data services. *WIMS Library Update*, <http://www-nds.iaea.org/wimsd/> [Consulté le 11 mai 2013].
- H.G. Joo and J.Y. Cho and K.S. Kim and C.C. Lee and S.Q. Zee (2004). Methods and performance of a three-dimensional whole-core transport code DeCART. *PHYSOR 2004 : The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems - Global Developments*. American Nuclear Society, Chicago, IL, USA, 21–34.
- S. Kosaka and T. Takeda (2004). Verification of 3D heterogeneous core transport calculation utilizing nonlinear iteration technique. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 41(6), 645–654.
- M-A. Lajoie and F. Févotte and G. Marleau (2013). A generalization of 3D prismatic characteristics along a nonuniform projection mesh. *Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo (SNA + MC 2013)*. Paris, France.
- S.E. Langton and A. Buijs and T. Zhu and D.R. Novog (2012). Monte Carlo simulation of a burnup-averaged 78-element Canadian SCWR and similarity study with the ZED-2 test reactor. *The 3<sup>rd</sup> China-Canada Joint Workshop on Supercritical Water-Cooled Reactors (CCSC-2012)*. Chinese Nuclear Society, Xi'an, Shaanxi, China, Disponible sur CD-ROM, papier 12026.
- R. Le Tellier and G. Marleau and M. Dahmani and A. Hébert (2008). Improvements of the reactivity devices modeling for the advanced CANDU reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 35(5), 868–876.
- P. Lebigot and J-C. Lefebvre (1978). Tranche PWR. Études de cœur. Nouveau mode de calcul des réflecteurs. Rapport technique EDF ESE-TB-78-02.



- G.S. Lee and N.Z. Cho (2006). 2D/1D fusion method solutions of the three-dimensional transport OECD benchmark problem C5G7 MOX. *Progress in Nuclear Energy*, 48(5), 410–423.
- J. Leppänen (2007). *Development of a new Monte Carlo reactor physics code*. Thèse de doctorat, Helsinki University of Technology.
- J. Leppänen (2012). *PSG2/SERPENT - a continuous-energy Monte Carlo reactor physics burnup calculation code*. VTT Technical Research Centre of Finland, <http://monte-carlo.vtt.fi>.
- E.E. Lewis and W.F. Miller (1993). *Computational methods of neutron transport*. American Nuclear Society Inc., La Grange Park, Illinois, USA.
- R.E. MacFarlane (2012). The NJOY nuclear data processing system, version 2012. Rapport technique LA-UR-12-27079, Los Alamos National Laboratory.
- M. Magill and J. Pencer and R. Pratt and W. Young and G.W.R. Edwards and B. Hyland (2011). Thorium fuel cycles in the CANDU supercritical water reactor. *The 5<sup>th</sup> International Symposium on Supercritical-Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5)*. Canadian Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada, Disponible sur CD-ROM papier 3.
- B. Maidou (1993). *Étude de l'interface cœur-réflecteur - Application au calcul du réflecteur lourd*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud - Orsay.
- G. Marleau (2004). DRAGON theory for 3-D CANDU problems. Rapport technique, Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada. Notes présentées à l'Énergie Atomique du Canada Limitée à Toronto le 20 Avril 2004.
- G. Marleau and G. Harisson and H. Raouafi and A. Rouchon and T. Benguedouar (2012). Evaluation of the 2-D SCWR benchmark using SERPENT, TRIPOLI and DRAGON. Rapport technique IGE-333, Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.
- G. Marleau and R. Roy and A. Hébert (2010). A user guide for DRAGON 3.06. Rapport technique IGE-174 Rev. 8, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- C. Martin del Campo (1987). *Contribution à l'élaboration du schéma de calcul neutronique des réacteurs à eau sous pression*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud - Orsay.
- M.H. McDonald and B. Hyland and H. Hamilton and L.K.H. Leung and N. Onder and J. Pencer and R. Xu (2011). Pre-conceptual fuel design concepts for the Canadian super critical water-cooled reactor. *The 5<sup>th</sup> International Symposium on Supercritical-Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5)*. Canadian Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada, Disponible sur CD-ROM papier 134.

- J. Mondot (1983). BETA - Une méthode d'équivalence pour le calcul neutronique des réflecteurs en théorie de la diffusion multigroupe. Rapport technique CEA S.E.N./LPN-83/1646.
- National Nuclear Data Center (2013). Interactive chart of nuclides. *Half-life*, Brookhaven National Laboratory, [En ligne]. Disponible : <http://www.nndc.bnl.gov/>. [Consulté le 29 mai 2013].
- S. Nisan and P. Reuss (1976). Une nouvelle méthode de calcul de l'interface cœur-réflecteur. Mise au point du programme REFLEC. Rapport technique CEA SERMA/SPM n° 265 T.
- A. Nuttin and P. Guillemin and T. Coureau and G. Marleau and O. Méplan and S. David and F. Michel-Sendis and J.N. Wilson (2006). Study of CANDU thorium-based fuel cycles by deterministic and Monte Carlo methods. *International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR 2006 : Advances in Nuclear Analysis and Simulation*. American Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada.
- J. Pencer (2010). 3-D modeling of an SCWR channel. Unpublished data.
- J. Pencer and B. Bromley and D. Radford (2012a). Specifications for a 2D lattice-level SCWR benchmark. Rapport technique 0987-00 Rev. 5, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, ON, Canada.
- J. Pencer and M. Edwards and N. Onder (2012b). Axial and radial graded enrichment options for the Canadian SCWR. *The 3<sup>rd</sup> China-Canada Joint Workshop on Supercritical Water-Cooled Reactors (CCSC-2012)*. Chinese Nuclear Society, Xi'an, Shaanxi, China, Disponible sur CD-ROM, papier 12003.
- J. Pencer and D. Guzonas and G.W.R. Edwards and B. Hyland (2011). Impact of materials on CANDU-SCWR lattice physics. *The 5<sup>th</sup> International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5)*. Canadian Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada, Disponible sur CD-ROM papier 2.
- I. Petrovic and P. Benoist (1996).  $B_N$  theory : Advances and new models for neutron leakage calculation. *Advances in nuclear science and technology*, 24, 223–282.
- I.L. Pioro and R.B. Duffey (2007). *Heat transfer and hydraulic resistance at supercritical pressures in power-engineering applications*. ASME Press, New York, NY, USA.
- W.H. Press and S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling and B.P. Flannery (1992). *Numerical recipes in FORTRAN : The art of scientific computing (second edition)*. Cambridge University Press, Cambridge, Angleterre.
- P. Reuss (2003). *Précis de neutronique*. EDP Sciences, Les Ulis, France.

- P. Reuss and M. Coste-Delclaux (2003). Development of computational models used in France for neutron resonance absorption in light water lattices. *Progress in Nuclear Energy*, 42(3), 237–282.
- E. Richebois (1999). *Calcul de cœur R.E.P en transport 3D*. Thèse de doctorat, Université de Provence - Aix-Marseille I.
- R. Roy (1998). The cyclic characteristics method. *International Conference on the Physics of Nuclear Science and Technology*. American Nuclear Society, Long Island, NY, USA, 407–414.
- R. Roy (1999). The CLE-2000 tool-box. Rapport technique IGE-163, Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.
- R. Roy and A. Hébert (2000). The GAN generalized driver. Rapport technique IGE-158, Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.
- R. Sanchez (2012). Prospects in deterministic three-dimensional whole-core transport calculations. *Nuclear Engineering and Technology*, 44(2), 113–150.
- R. Sanchez and N.J. McCormick (1982). A review of neutron transport approximations. *Nuclear Science and Engineering*, 80(4), 481–535.
- SensAgent (2013). Encyclopédie en ligne, thesaurus, dictionnaire de définitions et plus. [En ligne]. Disponible : <http://dictionnaire.sensagent.com/>. [Consulté le 26 juin 2013].
- J. Shan and Y. Jiang and L.K.H. Leung (2011). Subchannel and radiation heat transfer analysis of 54-element CANDU-SCWR bundle. *The 5<sup>th</sup> International Symposium on Supercritical-Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5)*. Canadian Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada, Disponible sur CD-ROM papier 122.
- J.K. Shultis and R.E. Faw (2008). *Fundamentals of nuclear science and engineering (second edition)*. CRC Press, Boca Raton, FL, USA.
- U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum (2002). A technology roadmap for generation IV nuclear energy systems. *GenIV International Forum*, <http://www.gen-4.org/Technology/roadmap.htm> [Consulté le 27 janvier 2009].
- G.J. Van Wylen and R.E. Sonntag and P. Desrochers (1992). *Thermodynamique appliquée (seconde édition)*. Éditions du Renouveau pédagogique inc., Montréal, Qc., Canada.
- E. Varin and A. Hébert and R. Roy and J. Koclas (2005). A user guide for DONJON 3.01. Rapport technique IGE-208 Rev. 4, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

T. Viitanen (2009). *Implementing a Doppler-preprocessor of cross section libraries in reactor physics code SERPENT*. Mémoire de maîtrise, Helsinki University of Technology, Espoo, Helsinki, Finland.

World Nuclear Association (2014). World nuclear power reactors & uranium requirements. *Information library - Facts and figures*, <http://www.world-nuclear.org/Information-Library/> [Consulté le 11 avril 2014].

X-5 Monte Carlo team (2003). MCNP - A general Monte Carlo N-particle transport code, version 5. Volume I : Overview and theory. Rapport technique LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory.

M. Yetisir and W. Diamond and L.K.H. Leung and D. Martin and R. Duffey (2011). Conceptual mechanical design for a pressure-tube type supercritical water-cooled reactor. *The 5<sup>th</sup> International Symposium on Supercritical-Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5)*. Canadian Nuclear Society, Vancouver, BC, Canada, Disponible sur CD-ROM papier 55.

S. Zoghلامي (2013). *Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.

## ANNEXE A Options tmp et therm de SERPENT

Les figures A.1 à A.4 présentent le facteur de multiplication infini et le coefficient de réactivité de température d'une cellule unitaire en fonction de la température du caloporteur, du modérateur et du combustible. Le coefficient de réactivité de température en fonction de la température  $T$  a été calculé comme suit

$$\text{CRT}(T) \text{ (mk)} = \left( \frac{k_{\infty}(T) - k_{\infty}(T_{\min})}{k_{\infty}(T) k_{\infty}(T_{\min})} \right) \times 1000 \quad (\text{A.1})$$

où  $T_{\min}$  est la température minimale pour laquelle le facteur de multiplication infini a été évalué.

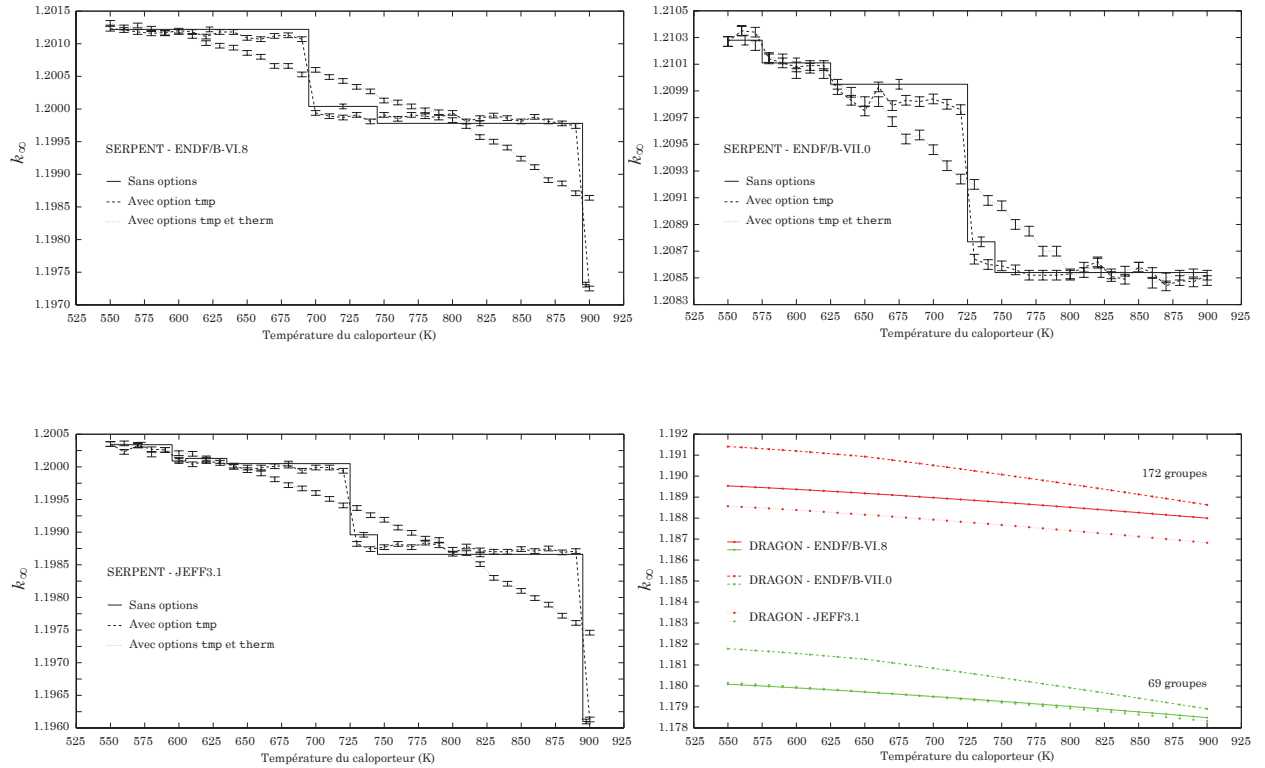


Figure A.1 Facteur de multiplication infini en fonction de la température du caloporteur

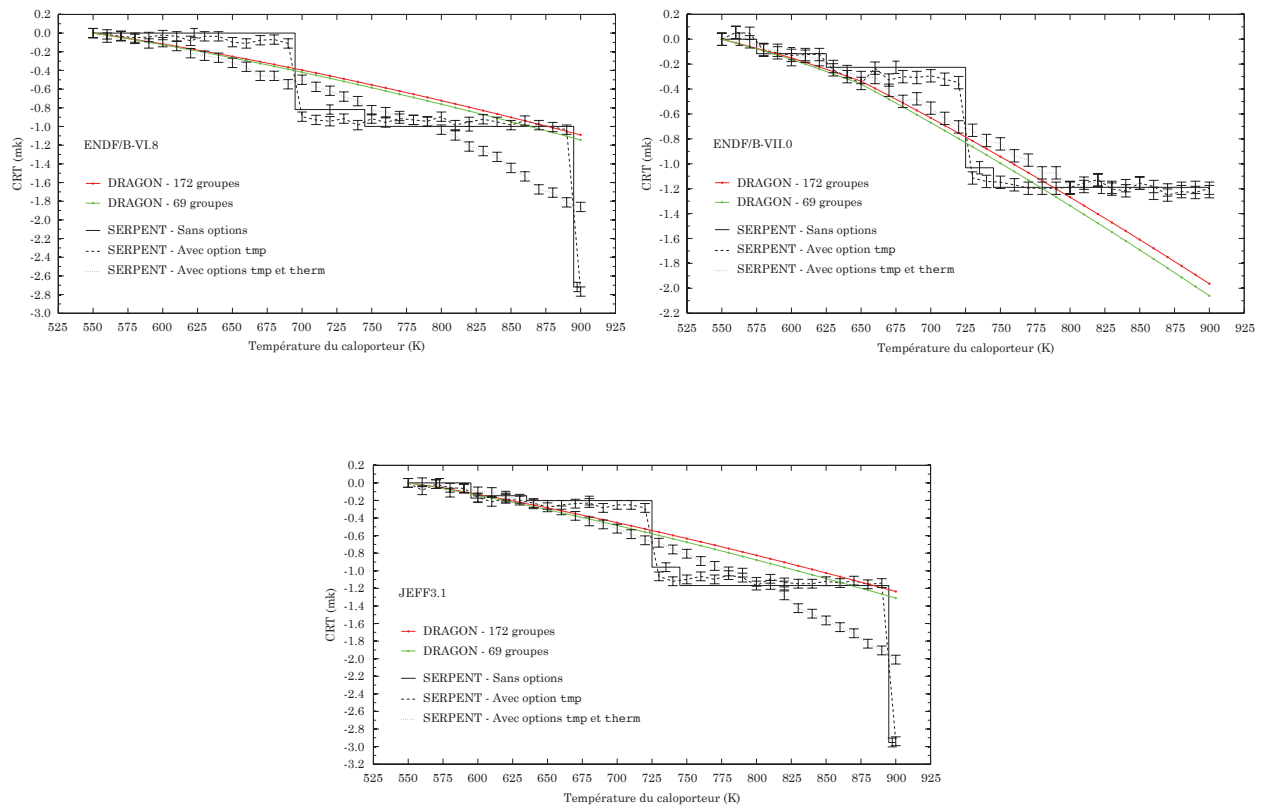


Figure A.2 Coefficient de réactivité de température en fonction de la température du caloporteur

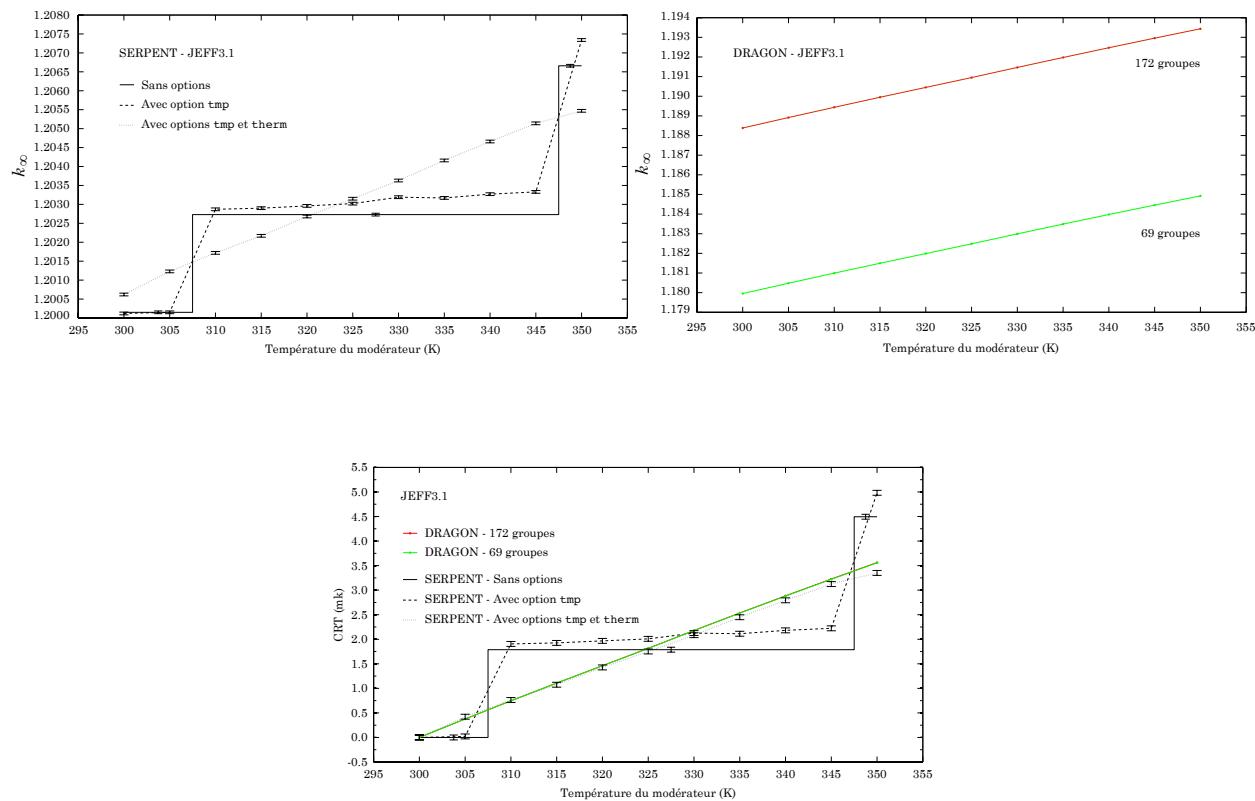


Figure A.3 Facteur de multiplication infini et coefficient de réactivité de température en fonction de la température du modérateur

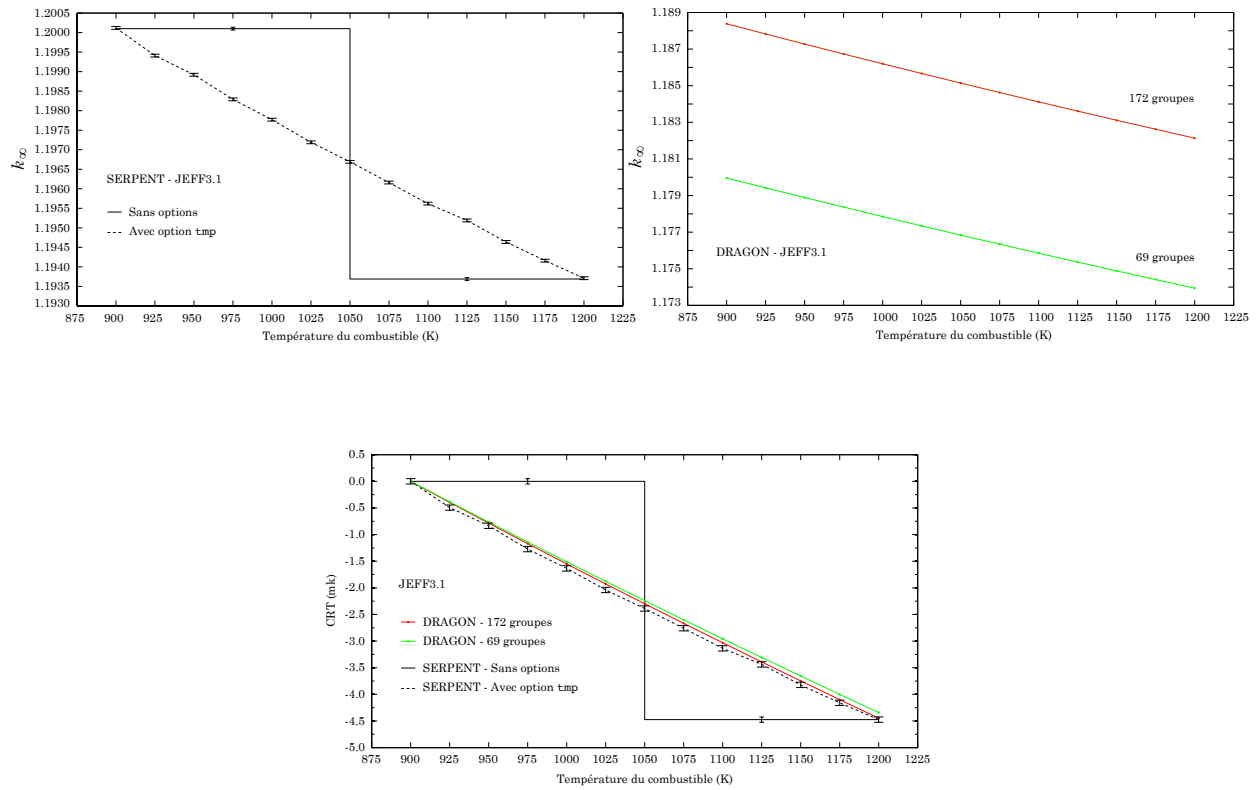


Figure A.4 Facteur de multiplication infini et coefficient de réactivité de température en fonction de la température du combustible



## ANNEXE B    Fonction MacXs

```

function MacXS
% Transfert de proprietes neutroniques de SERPENT a DRAGON
% (c) Genevieve Harrisson, 2014
clear all
clc
% Extraction des proprietes enregistrees dans les fichiers de resultats de SERPENT
% =====
idx = 14; % Identification du nombre de cellules unitaires en 2D
for i = 1:idx
    if i == 1
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_1de14_res;
    elseif i == 2
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_2de14_res;
    elseif i == 3
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_3de14_res;
    elseif i == 4
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_4de14_res;
    elseif i == 5
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_5de14_res;
    elseif i == 6
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_6de14_res;
    elseif i == 7
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_7de14_res;
    elseif i == 8
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_8de14_res;
    elseif i == 9
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_9de14_res;
    elseif i == 10
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_10de14_res;
    elseif i == 11
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_11de14_res;
    elseif i == 12
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_12de14_res;
    elseif i == 13
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...
        SCATT1(i,:)] = Cellule2D_13de14_res;
    elseif i == 14
        [GC_NES,TOTXS(i,:),FISSXS(i,:),NSF(i,:),FISSE(i,:),CHIS(i,:),GPRODXS(i,:),...

```

```

        SCATT1(i,:) = Cellule2D_14de14_res;
    end
end
GC_NE = GC_NES(1); % Identification du nombre de groupes d'energie
% Conversion des proprietes dans le format reconnu par DRAGON
% =====
% Initialisation des proprietes DRAGON a mettre en forme
TOTAL = zeros(idx,GC_NE);
NUSIGF = zeros(idx,GC_NE);
EFISS = zeros(idx);
NFTOT = zeros(idx,GC_NE);
CHI = zeros(idx,GC_NE);
SCATTmp = zeros(idx,GC_NE^2); % Matrice temporaire
SCAT = zeros(GC_NE,GC_NE,idx);
TRAN = zeros(idx,GC_NE);
% Correspondance entre SERPENT et DRAGON
for Mix = 1:1:idx
    for Gr = 1:1:GC_NE
        TOTAL(Mix,Gr) = TOTXS(Mix,2*Gr+1);
        NUSIGF(Mix,Gr) = NSF(Mix,2*Gr+1);
        EFISS(Mix) = FISSE(Mix,1);
        NFTOT(Mix,Gr) = FISSXS(Mix,2*Gr+1);
        CHI(Mix,Gr) = CHIS(Mix,2*Gr-1);
        TRAN(Mix,Gr) = SCATT1(Mix,2*Gr+1);
    end
    for GrGr = 1:1:GC_NE^2
        SCATTmp(Mix,GrGr) = GPRODXS(Mix,2*GrGr-1);
    end
end
% Construction de la matrice de sections efficaces macroscopiques
% de diffusion dans le format suivant (pour un cas a 69 groupes par exemple):
% 1->1  2->1  3->1  ...  69->1
% 1->2  2->2  3->2  ...  69->2
% ...   ...   ...   ...   ...
% 1->68 2->68 3->68 ...  69->68
% 1->69 2->69 3->69 ...  69->69
PremPosNonNul = zeros(idx,GC_NE); % Premieres positions non nulles
DernPosNonNul = zeros(idx,GC_NE); % Dernieres positions non nulles
for Mix = 1:1:idx
    for ToGr = 1:1:GC_NE
        SCAT(ToGr,:,Mix) = SCATTmp(Mix,ToGr*GC_NE-(GC_NE-1):ToGr*GC_NE);
        % Identification des premieres positions non nulles
        for FromGr = 1:1:GC_NE
            if SCAT(ToGr,FromGr,Mix) ~= 0.0
                PremPosNonNul(Mix,ToGr) = FromGr;
                break
            end
        end
        % Identification des dernieres positions non nulles
        for FromGr = GC_NE:-1:1
            if SCAT(ToGr,FromGr,Mix) ~= 0.0
                DernPosNonNul(Mix,ToGr) = FromGr;
                break
            end
        end
    end
end
end

```

```

    end
end
% Construction du vecteur NM
N = zeros(idx,GC_NE); % Nombre de sections efficaces fournies en entree
M = zeros(idx,GC_NE); % Groupe a partir duquel les sections efficaces sont fournies
                        % (qui correspond a la derniere position non nulle)

for Mix = 1:1:idx
    for Gr = 1:1:GC_NE
        N(Mix,Gr) = DernPosNonNul(Mix,Gr) - PremPosNonNul(Mix,Gr) + 1;
        M(Mix,Gr) = DernPosNonNul(Mix,Gr);
    end
end
% Impression des proprietes selon les exigences du module MAC: de DRAGON
% =====
fileID=fopen('MacXs','w');
for Mix = 1:1:idx
    % Identification du numero de melange
    fprintf(fileID, ' MIX %i \n',Mix);
    % Section efficace macroscopique totale
    fprintf(fileID, ' TOTAL');
    for Gr = 1:1:GC_NE
        if Gr == 1
            fprintf(fileID, ' %E', TOTAL(Mix,Gr));
        elseif rem(Gr-1,4) == 0
            fprintf(fileID, '\n');
            fprintf(fileID, ' %E', TOTAL(Mix,Gr));
        else
            fprintf(fileID, ' %E', TOTAL(Mix,Gr));
        end
    end
    fprintf(fileID, '\n');
    % Section efficace macroscopique de production de neutrons de fission
    fprintf(fileID, ' NUSIGF');
    for Gr = 1:1:GC_NE
        if Gr == 1
            fprintf(fileID, ' %E', NUSIGF(Mix,Gr));
        elseif rem(Gr-1,4) == 0
            fprintf(fileID, '\n');
            fprintf(fileID, ' %E', NUSIGF(Mix,Gr));
        else
            fprintf(fileID, ' %E', NUSIGF(Mix,Gr));
        end
    end
    fprintf(fileID, '\n');
    % Section efficace macroscopique de fission
    fprintf(fileID, ' NFTOT');
    for Gr = 1:1:GC_NE
        if Gr == 1
            fprintf(fileID, ' %E', NFTOT(Mix,Gr));
        elseif rem(Gr-1,4) == 0
            fprintf(fileID, '\n');
            fprintf(fileID, ' %E', NFTOT(Mix,Gr));
        else
            fprintf(fileID, ' %E', NFTOT(Mix,Gr));
        end
    end
end

```

```

end
fprintf(fileID, '\n');
% Spectre de fission
fprintf(fileID, '    CHI');
for Gr = 1:1:GC_NE
    if Gr == 1
        fprintf(fileID, '          %E', CHI(Mix,Gr));
    elseif rem(Gr-1,4) == 0
        fprintf(fileID, '\n');
        fprintf(fileID, '          %E', CHI(Mix,Gr));
    else
        fprintf(fileID, '    %E', CHI(Mix,Gr));
    end
end
fprintf(fileID, '\n');
% Energie relachee par fission
fprintf(fileID, '    EFISS');
fprintf(fileID, '          %E', EFISS(Mix));
fprintf(fileID, '\n');
% Section efficace macroscopique associee a la correction de transport
fprintf(fileID, '    TRAN');
for Gr = 1:1:GC_NE
    if Gr == 1
        fprintf(fileID, '          %E', TRAN(Mix,Gr));
    elseif rem(Gr-1,4) == 0
        fprintf(fileID, '\n');
        fprintf(fileID, '          %E', TRAN(Mix,Gr));
    else
        fprintf(fileID, '    %E', TRAN(Mix,Gr));
    end
end
fprintf(fileID, '\n');
% Matrice de sections efficaces macroscopiques de diffusion
fprintf(fileID, '    SCAT');
for ToGr = 1:1:GC_NE
    if ToGr == 1
        fprintf(fileID, '    %i %i', N(Mix,ToGr), M(Mix,ToGr));
    else
        fprintf(fileID, '          %i %i', N(Mix,ToGr), M(Mix,ToGr));
    end
    for NbXs = 1:1:N(Mix,ToGr);
        if NbXs == 1
            fprintf(fileID, '    %E', SCAT(ToGr, M(Mix,ToGr)-NbXs+1, Mix));
        elseif rem(NbXs-1,4) == 0
            fprintf(fileID, '\n');
            fprintf(fileID, '          %E', SCAT(ToGr, M(Mix,ToGr)-NbXs+1, Mix));
        else
            fprintf(fileID, '    %E', SCAT(ToGr, M(Mix,ToGr)-NbXs+1, Mix));
        end
    end
    fprintf(fileID, '\n');
end
end
fclose(fileID);

```

Par exemple, pour un cas à deux groupes d'énergie, cette fonction retourne ce qui suit.

```

MIX 1
TOTAL      4.085450E-01  5.798000E-01
NUSIGF     4.410150E-03  1.861950E-02
NFTOT      1.519000E-03  6.462310E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00
EFISS      2.084540E+02
TRAN       1.225630E-01  8.448890E-02
SCAT 2 2   2.387150E-04  3.927690E-01
          2 2   5.660500E-01  1.047950E-02
MIX 2
TOTAL      4.053890E-01  5.760520E-01
NUSIGF     4.395190E-03  1.864290E-02
NFTOT      1.513850E-03  6.470520E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00
EFISS      2.084540E+02
TRAN       1.207010E-01  8.361750E-02
SCAT 2 2   2.405690E-04  3.897980E-01
          2 2   5.623150E-01  1.031890E-02
MIX 3
TOTAL      3.988900E-01  5.688310E-01
NUSIGF     4.361440E-03  1.866450E-02
NFTOT      1.502210E-03  6.478080E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00
EFISS      2.084540E+02
TRAN       1.168760E-01  8.185940E-02
SCAT 2 2   2.439000E-04  3.836800E-01
          2 2   5.551320E-01  9.993520E-03
MIX 4
TOTAL      3.886910E-01  5.588640E-01
NUSIGF     4.298880E-03  1.867990E-02
NFTOT      1.480620E-03  6.483320E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00
EFISS      2.084560E+02
TRAN       1.108820E-01  7.932340E-02
SCAT 2 2   2.458900E-04  3.740860E-01
          2 2   5.452300E-01  9.490840E-03
MIX 5
TOTAL      3.759690E-01  5.480120E-01
NUSIGF     4.206970E-03  1.867070E-02
NFTOT      1.448880E-03  6.479740E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00
EFISS      2.084590E+02
TRAN       1.034320E-01  7.641700E-02
SCAT 2 2   2.458970E-04  3.621210E-01
          2 2   5.344690E-01  8.885690E-03
MIX 6
TOTAL      3.647490E-01  5.389280E-01
NUSIGF     4.109710E-03  1.869400E-02
NFTOT      1.415260E-03  6.487370E-03
CHI        1.000000E+00  0.000000E+00

```

EFISS	2.084620E+02	
TRAN	9.688780E-02	7.398070E-02
SCAT 2 2	2.456980E-04	3.515730E-01
2 2	5.254470E-01	8.370300E-03
MIX 7		
TOTAL	3.562600E-01	5.313050E-01
NUSIGF	4.032020E-03	1.879600E-02
NFTOT	1.388390E-03	6.522510E-03
CHI	1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS	2.084640E+02	
TRAN	9.192360E-02	7.203770E-02
SCAT 2 2	2.473690E-04	3.435950E-01
2 2	5.178250E-01	7.984950E-03
MIX 8		
TOTAL	3.495080E-01	5.230950E-01
NUSIGF	3.978100E-03	1.899640E-02
NFTOT	1.369760E-03	6.592000E-03
CHI	1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS	2.084660E+02	
TRAN	8.793070E-02	7.009710E-02
SCAT 2 2	2.531080E-04	3.372500E-01
2 2	5.095520E-01	7.664130E-03
MIX 9		
TOTAL	3.428410E-01	5.118790E-01
NUSIGF	3.944460E-03	1.934820E-02
NFTOT	1.358180E-03	6.714300E-03
CHI	1.000000E+00	5.009470E-09
EFISS	2.084670E+02	
TRAN	8.389720E-02	6.752730E-02
SCAT 2 2	2.642190E-04	3.309820E-01
2 2	4.981920E-01	7.316830E-03
MIX 10		
TOTAL	3.338730E-01	4.934550E-01
NUSIGF	3.924080E-03	2.005560E-02
NFTOT	1.351260E-03	6.960130E-03
CHI	1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS	2.084700E+02	
TRAN	7.832590E-02	6.311630E-02
SCAT 2 2	2.827240E-04	3.225520E-01
2 2	4.794400E-01	6.802500E-03
MIX 11		
TOTAL	3.055680E-01	4.326660E-01
NUSIGF	3.870340E-03	2.326610E-02
NFTOT	1.333250E-03	8.073210E-03
CHI	1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS	2.084870E+02	
TRAN	6.040020E-02	4.774230E-02
SCAT 2 2	3.334540E-04	2.959700E-01
2 2	4.170200E-01	5.096990E-03
MIX 12		
TOTAL	3.012750E-01	4.249330E-01
NUSIGF	3.843350E-03	2.375880E-02
NFTOT	1.323990E-03	8.244040E-03
CHI	1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS	2.084890E+02	

TRAN		5.769640E-02	4.590030E-02
SCAT	2 2	3.467910E-04	2.919410E-01
	2 2	4.090290E-01	4.859650E-03
MIX 13			
TOTAL		2.996660E-01	4.223370E-01
NUSIGF		3.830160E-03	2.392180E-02
NFTOT		1.319440E-03	8.300610E-03
CHI		1.000000E+00	0.000000E+00
EFISS		2.084900E+02	
TRAN		5.669090E-02	4.529010E-02
SCAT	2 2	3.538870E-04	2.904320E-01
	2 2	4.063480E-01	4.775900E-03
MIX 14			
TOTAL		2.990040E-01	4.213250E-01
NUSIGF		3.823470E-03	2.398470E-02
NFTOT		1.317140E-03	8.322450E-03
CHI		1.000000E+00	1.000630E-08
EFISS		2.084900E+02	
TRAN		5.628270E-02	4.506190E-02
SCAT	2 2	3.573930E-04	2.898100E-01
	2 2	4.053030E-01	4.742610E-03

**ANNEXE C    Taux de combustion utilisés dans les modèles des 14 cellules  
couplées**



Tableau C.1 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en continue

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1.4	2.7	4.2	5.9	7.6	9.2	10.7	11.5	11.5	10.3	8.0	5.9	4.0	2.4
2.7	5.4	8.4	11.8	15.2	18.5	21.3	23.1	23.0	20.6	15.9	11.8	8.0	4.7
4.1	8.1	12.7	17.7	22.8	27.7	32.0	34.6	34.5	30.9	23.9	17.6	11.9	7.1
5.5	10.8	16.9	23.6	30.4	37.0	42.6	46.1	46.0	41.1	31.9	23.5	15.9	9.4
6.8	13.5	21.1	29.5	38.0	46.2	53.3	57.6	57.4	51.4	39.9	29.4	19.9	11.8
8.2	16.2	25.3	35.3	45.5	55.5	63.9	69.2	68.9	61.7	47.8	35.3	23.9	14.2
9.5	18.9	29.6	41.2	53.1	64.7	74.6	80.7	80.4	72.0	55.8	41.2	27.9	16.5
10.9	21.6	33.8	47.1	60.7	74.0	85.2	92.2	91.9	82.3	63.8	47.0	31.9	18.9
12.3	24.3	38.0	53.0	68.3	83.2	95.9	103.7	103.4	92.6	71.8	52.9	35.8	21.2
13.6	27.0	42.2	58.9	75.9	92.4	106.5	115.3	114.9	102.9	79.7	58.8	39.8	23.6
15.0	29.7	46.4	64.8	83.5	101.7	117.2	126.8	126.4	113.2	87.7	64.7	43.8	25.9
16.4	32.4	50.7	70.7	91.1	110.9	127.8	138.3	137.9	123.4	95.7	70.6	47.8	28.3
19.1	37.8	59.1	82.5	106.3	129.4	149.1	161.4	160.8	144.0	111.6	82.3	55.8	33.0
21.8	43.2	67.5	94.3	121.5	147.9	170.4	184.4	183.8	164.6	127.6	94.1	63.7	37.7
24.6	48.6	76.0	106.0	136.6	166.4	191.7	207.5	206.8	185.2	143.5	105.8	71.7	42.5
27.3	54.0	84.4	117.8	151.8	184.9	213.0	230.5	229.8	205.7	159.5	117.6	79.6	47.2
30.0	59.4	92.9	129.6	167.0	203.4	234.3	253.6	252.8	226.3	175.4	129.4	87.6	51.9
35.5	70.2	109.8	153.2	197.4	240.3	276.9	299.7	298.7	267.5	207.3	152.9	103.5	61.3
40.9	81.0	126.6	176.7	227.7	277.3	319.6	345.8	344.7	308.6	239.2	176.4	119.5	70.8
46.4	91.8	143.5	200.3	258.1	314.3	362.2	391.9	390.6	349.8	271.1	199.9	135.4	80.2
51.8	102.6	160.4	223.8	288.5	351.3	404.8	438.0	436.6	390.9	303.0	223.4	151.3	89.6
57.3	113.4	177.3	247.4	318.8	388.2	447.4	484.1	482.5	432.0	334.9	247.0	167.3	99.1
70.9	140.4	219.5	306.3	394.7	480.7	553.9	599.3	597.4	534.9	414.6	305.8	207.1	122.6
suite à la page suivante													

Tableau C.1 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en continue - suite

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
84.6	167.5	261.7	365.2	470.7	573.1	660.4	714.6	712.3	637.8	494.3	364.6	246.9	146.2
98.2	194.5	304.0	424.1	546.6	665.6	766.9	829.8	827.2	740.6	574.0	423.4	286.7	169.8
111.7	221.5	346.2	483.0	622.5	758.0	873.4	945.1	942.1	843.5	653.8	482.2	326.5	193.4
125.5	248.5	388.4	541.9	698.4	850.4	980.0	1060.3	1057.0	946.4	733.5	541.0	366.4	217.0
152.8	302.5	472.8	659.8	850.2	1035.3	1193.0	1290.9	1286.8	1152.1	892.9	658.6	446.0	264.1
180.0	356.5	557.3	777.6	1002.1	1220.2	1406.0	1521.4	1516.5	1357.9	1052.4	776.2	525.6	311.3
207.4	410.5	641.7	895.4	1153.9	1405.1	1619.1	1751.9	1746.3	1563.6	1211.8	893.8	605.3	358.5
234.6	464.6	726.1	1013.2	1305.7	1590.0	1832.1	1982.4	1976.1	1769.3	1371.3	1011.4	684.9	405.6
261.9	518.6	810.5	1131.0	1457.5	1774.8	2045.1	2212.9	2205.9	1975.0	1530.7	1129.0	764.6	452.8
316.5	626.6	979.4	1366.7	1761.2	2144.6	2471.2	2673.9	2665.4	2386.5	1849.7	1364.2	923.9	547.1
371.1	734.7	1148.3	1602.3	2064.8	2514.4	2897.3	3134.9	3125.0	2798.0	2168.6	1599.4	1083.1	641.5
425.6	842.7	1317.1	1837.9	2368.5	2884.1	3323.3	3595.9	3584.6	3209.5	2487.5	1834.6	1242.4	735.8
480.2	950.7	1486.0	2073.5	2672.1	3253.9	3749.4	4057.0	4044.1	3620.9	2806.4	2069.8	1401.7	830.1
534.8	1058.8	1654.9	2309.2	2975.8	3623.6	4175.5	4518.0	4503.7	4032.4	3125.3	2305.0	1561.0	924.5
671.2	1328.9	2077.0	2898.2	3734.9	4548.0	5240.7	5670.5	5652.6	5061.1	3922.5	2893.0	1959.2	1160.3
807.6	1598.9	2499.2	3487.3	4494.0	5472.4	6305.8	6823.1	6801.5	6089.8	4719.8	3481.0	2357.4	1396.2
944.0	1869.0	2921.4	4076.4	5253.2	6396.8	7371.0	7975.6	7950.4	7118.4	5517.1	4069.0	2755.6	1632.0
1080.4	2139.1	3343.5	4665.5	6012.3	7321.2	8436.2	9128.2	9099.3	8147.1	6314.3	4657.0	3153.9	1867.8
1216.9	2409.2	3765.7	5254.5	6771.4	8245.6	9501.4	10280.7	10248.2	9175.8	7111.6	5245.0	3552.1	2103.7
1489.7	2949.4	4610.0	6432.7	8289.7	10094.4	11631.7	12585.8	12546.0	11233.2	8706.1	6421.0	4348.5	2575.3
1762.5	3489.6	5454.3	7610.8	9808.0	11943.2	13762.1	14890.9	14843.8	13290.5	10300.6	7597.0	5144.9	3047.0
2035.4	4029.8	6298.6	8789.0	11326.2	13792.0	15892.4	17196.0	17141.6	15347.9	11895.2	8773.0	5941.4	3518.7
2308.2	4570.0	7143.0	9967.1	12844.5	15640.7	18022.8	19501.1	19439.4	17405.2	13489.7	9949.0	6737.8	3990.4
2581.0	5110.2	7987.3	11145.3	14362.7	17489.5	20153.1	21806.2	21737.1	19462.6	15084.2	11125.0	7534.2	4462.1
suite à la page suivante													

Tableau C.1 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en continue - suite

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
3126.7	6190.5	9675.9	13501.6	17399.3	21187.1	24413.8	26416.4	26332.7	23577.3	18273.3	13477.0	9127.1	5405.4
3672.4	7270.9	11364.6	15857.9	20435.8	24884.7	28674.5	31026.6	30928.3	27692.0	21462.3	15829.0	10720.0	6348.8
4218.1	8351.3	13053.2	18214.2	23472.3	28582.3	32935.2	35636.8	35523.9	31806.7	24651.4	18181.0	12312.8	7292.1
4763.7	9431.6	14741.9	20570.5	26508.8	32279.8	37195.9	40246.9	40119.5	35921.4	27840.4	20533.0	13905.7	8235.5
5309.4	10512.0	16430.5	22926.8	29545.3	35977.4	41456.6	44857.1	44715.1	40036.1	31029.5	22885.0	15498.5	9178.8
6673.6	13212.9	20652.1	28817.5	37136.6	45221.3	52108.3	56382.6	56204.1	50322.9	39002.1	28765.0	19480.7	11537.2
8037.8	15913.9	24873.7	34708.3	44727.9	54465.3	62760.1	67908.1	67693.0	60609.7	46974.8	34645.0	23462.8	13895.6
9402.0	18614.8	29095.3	40599.0	52319.2	63709.2	73411.8	79433.5	79182.0	70896.4	54947.4	40525.0	27445.0	16253.9
10766.1	21315.7	33316.9	46489.8	59910.5	72953.2	84063.6	90959.0	90671.0	81183.2	62920.0	46405.0	31427.2	18612.3
12130.3	24016.7	37538.5	52380.5	67501.8	82197.1	94715.3	102484.5	102160.0	91470.0	70892.7	52285.0	35409.3	20970.7
14858.7	29418.5	45981.7	64162.0	82684.4	100685.0	116018.8	125535.4	125137.9	112043.5	86837.9	64045.1	43373.6	25687.4
17587.1	34820.4	54424.9	75943.5	97867.0	119172.8	137322.3	148586.3	148115.9	132617.0	102783.2	75805.1	51337.9	30404.2
20315.4	40222.2	62868.2	87725.0	113049.6	137660.7	158625.8	171637.3	171093.8	153190.6	118728.4	87565.1	59302.2	35121.0
23043.8	45624.1	71311.4	99506.5	128232.2	156148.6	179929.3	194688.2	194071.8	173764.1	134673.7	99325.1	67266.5	39837.7
25772.2	51025.9	79754.6	111288.0	143414.8	174636.5	201232.7	217739.2	217049.7	194337.7	150619.0	111085.1	75230.8	44554.5
31228.9	61829.6	96641.0	134851.0	173780.0	211612.2	243839.7	263841.0	263005.6	235484.8	182509.5	134605.1	91159.4	53988.0
36685.6	72633.3	113527.4	158414.0	204145.2	248588.0	286446.7	309942.9	308961.5	276631.8	214400.0	158125.2	107088.0	63421.5
42142.4	83437.1	130413.8	181976.9	234510.4	285563.7	329053.7	356044.8	354917.4	317778.9	246290.6	181645.2	123016.6	72855.0
47599.1	94240.8	147300.3	205539.9	264875.6	322539.4	371660.6	402146.7	400873.3	358926.0	278181.1	205165.2	138945.3	82288.5
53055.8	105044.5	164186.7	229102.9	295240.8	359515.2	414267.6	448248.5	446829.3	400073.1	310071.7	228685.3	154873.9	91722.0

Tableau C.2 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
2.6	4.8	6.7	8.3	9.5	10.4	10.9	10.9	10.0	8.0	5.6	3.7	2.3	1.3
5.2	9.6	13.4	16.5	18.9	20.6	21.8	21.7	20.0	16.2	11.3	7.6	4.8	2.7
7.8	14.4	20.0	24.7	28.1	30.7	32.4	32.4	30.0	24.4	17.3	11.7	7.5	4.2
10.5	19.3	26.7	32.8	37.2	40.6	42.8	42.8	39.8	32.6	23.4	16.0	10.4	5.8
13.3	24.3	33.5	40.9	46.2	50.3	53.1	53.1	49.5	40.8	29.5	20.3	13.3	7.5
16.1	29.3	40.3	49.0	55.2	60.1	63.4	63.4	59.3	49.1	35.6	24.7	16.2	9.2
18.9	34.2	47.0	57.1	64.2	69.8	73.7	73.8	69.1	57.3	41.7	29.1	19.2	11.0
21.7	39.2	53.7	65.2	73.2	79.5	83.9	84.1	78.8	65.6	47.9	33.5	22.2	12.7
24.5	44.2	60.4	73.2	82.1	89.3	94.2	94.4	88.6	73.9	54.1	38.0	25.2	14.4
27.3	49.1	67.1	81.2	91.1	99.0	104.5	104.7	98.4	82.1	60.2	42.4	28.2	16.2
30.1	54.1	73.8	89.3	100.0	108.7	114.8	115.0	108.1	90.3	66.4	46.8	31.2	18.0
33.0	59.1	80.6	97.4	109.0	118.4	125.1	125.4	117.8	98.6	72.5	51.2	34.1	19.7
38.6	69.2	94.1	113.5	127.0	137.9	145.6	145.9	137.3	115.0	84.8	60.0	40.1	23.2
44.3	79.2	107.6	129.7	144.9	157.3	166.1	166.5	156.7	131.4	97.1	68.8	46.1	26.7
50.0	89.3	121.1	145.9	162.8	176.7	186.6	187.0	176.1	147.9	109.4	77.6	52.1	30.3
55.7	99.4	134.7	162.1	180.7	196.1	207.0	207.5	195.5	164.3	121.7	86.5	58.2	33.8
61.5	109.6	148.3	178.2	198.6	215.3	227.4	227.9	214.8	180.7	134.0	95.4	64.2	37.4
73.0	129.9	175.5	210.6	234.4	254.0	268.2	268.7	253.5	213.5	158.7	113.2	76.4	44.6
84.6	150.3	202.7	243.0	270.1	292.6	308.8	309.4	292.1	246.3	183.4	131.1	88.6	51.8
96.3	170.9	230.2	275.4	305.8	330.9	349.1	349.9	330.6	279.2	208.1	149.0	100.9	59.1
108.0	191.3	257.4	307.6	341.3	369.1	389.3	390.4	369.1	312.2	233.2	167.2	113.4	66.5
119.6	211.7	284.6	339.9	376.8	407.3	429.4	430.8	407.7	345.2	258.3	185.5	126.1	74.0
148.8	262.9	352.8	420.5	465.4	502.5	529.5	531.5	503.8	427.7	321.1	231.4	157.6	92.7
suite à la page suivante													

Tableau C.2 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance - suite

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
178.4	314.5	421.2	501.1	553.7	597.2	629.1	631.8	599.7	510.2	384.2	277.6	189.6	111.8
208.5	367.0	490.5	582.2	642.3	691.9	728.1	731.2	694.5	592.0	446.9	323.8	221.8	131.0
238.6	419.2	559.3	662.7	730.3	786.2	826.8	830.5	789.5	674.1	510.3	370.6	254.4	150.6
268.8	471.6	628.1	743.1	818.1	880.1	925.2	929.6	884.3	756.4	573.8	417.7	287.4	170.4
329.3	576.5	765.8	903.5	993.0	1067.2	1121.4	1127.2	1073.9	921.2	701.5	512.6	354.1	210.6
390.7	682.6	904.1	1063.7	1167.2	1253.0	1315.9	1323.5	1262.6	1085.9	829.8	608.6	421.8	251.6
452.6	789.1	1042.4	1223.2	1339.9	1437.4	1509.2	1519.0	1451.2	1251.1	959.1	705.8	490.7	293.5
515.4	896.8	1181.6	1383.1	1512.5	1621.2	1701.6	1713.4	1638.8	1415.6	1088.1	803.2	560.1	335.8
578.7	1005.0	1321.2	1542.9	1684.6	1804.3	1893.3	1907.2	1826.0	1580.1	1217.1	901.2	630.3	378.8
706.3	1222.7	1600.9	1862.6	2028.5	2169.0	2274.3	2292.5	2198.8	1908.5	1476.1	1098.6	772.1	465.9
835.4	1441.9	1881.0	2180.7	2369.3	2529.8	2651.3	2674.7	2570.3	2238.0	1738.0	1299.7	917.5	555.7
966.9	1663.8	2162.4	2497.8	2707.2	2886.4	3023.8	3053.1	2939.6	2567.5	2001.9	1504.2	1066.5	648.4
1099.4	1886.1	2443.0	2812.9	3042.3	3239.6	3392.9	3428.8	3307.8	2898.1	2268.9	1712.7	1219.5	743.9
1233.5	2109.5	2723.2	3126.1	3374.2	3588.9	3758.1	3801.7	3674.9	3229.9	2538.9	1925.1	1375.9	842.2
1574.2	2671.8	3424.0	3905.9	4195.8	4451.2	4659.9	4724.6	4588.3	4061.7	3221.7	2466.2	1777.3	1095.3
1939.3	3264.9	4147.4	4694.6	5011.4	5294.5	5532.0	5609.1	5460.8	4873.6	3909.6	3027.0	2202.3	1367.4
2304.5	3851.2	4855.1	5462.1	5805.5	6118.6	6389.0	6485.2	6333.5	5697.0	4618.8	3615.1	2654.4	1660.0
2670.9	4432.3	5549.4	6211.3	6580.6	6924.2	7229.8	7350.4	7203.7	6528.4	5346.4	4229.6	3134.4	1974.4
3062.2	5044.5	6270.8	6980.1	7367.5	7730.9	8060.0	8191.2	8038.0	7329.8	6054.4	4837.9	3618.5	2295.6
3836.8	6242.7	7668.2	8459.9	8880.3	9290.1	9681.3	9855.5	9714.4	8970.7	7533.4	6130.4	4659.5	2990.2
4718.7	7575.9	9165.0	9964.2	10347.1	10757.2	11189.6	11407.3	11297.4	10555.1	9010.8	7460.0	5758.7	3738.3
5543.5	8811.2	10556.6	11370.2	11740.7	12177.5	12680.7	12973.7	12923.5	12207.1	10572.3	8890.0	6958.8	4571.3
6359.7	10008.3	11889.6	12711.7	13080.8	13551.3	14130.7	14512.7	14541.4	13880.6	12194.8	10407.5	8255.1	5484.5
7230.4	11266.0	13259.3	14060.6	14408.3	14899.7	15537.8	15994.4	16102.5	15515.8	13810.9	11941.4	9579.2	6434.3
suite à la page suivante													

Tableau C.2 Taux de combustion utilisés dans le modèle des 14 cellules couplées en alternance - suite

<i>B</i> (MWJ/T) des cellules													
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
8888.2	13648.4	15884.6	16678.6	16972.7	17512.3	18274.5	18897.2	19199.4	18823.9	17165.2	15194.9	12443.1	8521.0
10568.9	16014.4	18492.0	19301.5	19541.9	20077.1	20915.7	21662.4	22131.8	22030.3	20538.8	18573.3	15496.7	10822.5
12276.5	18355.5	21045.6	21932.8	22246.6	22834.8	23691.0	24470.2	25027.7	25133.6	23772.9	21807.6	18484.6	13151.6
13574.3	20078.5	22910.1	23889.2	24370.2	25163.1	26239.1	27252.1	28098.3	28617.3	27646.7	25841.3	22358.0	16256.4
17736.3	25239.4	27816.6	28233.0	28058.9	28234.7	28766.4	29325.1	29826.8	30147.1	29068.3	27163.5	23550.9	17191.1
18015.1	25680.2	28492.6	29329.6	29846.8	31068.4	33025.2	35409.7	38191.5	41252.2	42942.0	42880.0	39335.3	30048.0
33684.1	44701.0	45699.3	43319.6	40562.5	38564.0	37839.1	38256.6	39760.8	42090.9	43403.1	43143.5	39498.1	30152.6
33732.6	44804.2	45945.5	43922.7	41883.3	41105.0	42223.0	45026.6	49210.4	54267.4	57946.9	58641.8	54534.1	42590.6
40674.3	53993.0	56752.5	56214.7	54977.2	53391.0	52322.5	52420.5	54071.8	57305.6	59961.8	60031.4	55547.9	43328.5
40722.2	54073.3	56906.8	56534.4	55643.0	54766.8	54974.7	57122.7	61635.8	68456.6	75110.1	77713.3	73546.2	58945.3
54616.9	71822.8	77418.4	79315.0	79382.1	78360.0	76167.2	73911.3	73208.6	75715.3	79786.2	80737.7	75627.9	60399.0
54661.2	71895.1	77556.7	79619.2	80088.0	79922.7	79505.1	80747.5	85984.3	96957.0	111231.1	119012.4	115188.3	94416.9
65542.0	86615.7	96086.0	102015.0	106044.9	106246.0	102373.3	98388.8	98099.7	104527.6	116094.7	122074.8	117205.0	95789.1
65581.0	86670.4	96182.5	102221.6	106521.0	107374.6	104977.8	104011.0	109181.7	124258.9	147696.9	162113.4	159102.6	131526.1
75888.9	100733.5	114138.8	124754.6	132474.5	134080.7	128767.7	122087.2	121177.3	131616.6	152475.0	165266.1	161252.9	133023.3
75935.7	100798.8	114251.9	125002.0	133082.4	135586.4	132450.2	130705.0	139722.7	167308.9	213606.1	248609.2	251085.1	210226.6
93513.2	125867.9	148224.3	170349.3	188569.5	193887.3	182893.4	167680.6	163769.4	181500.0	222271.9	253841.7	254320.6	212316.8
93552.8	125921.5	148316.2	170549.2	189056.0	195130.3	186014.9	174986.0	179469.5	212857.7	279569.4	336888.7	349738.2	297589.5
103127.1	142572.8	176287.3	215478.2	250775.0	263334.5	245148.8	216106.8	203825.3	226079.7	286753.0	340493.0	351612.9	298680.4
103175.1	142632.3	176370.2	215628.7	251130.3	264245.6	247513.8	222039.4	217754.3	255158.0	340977.8	422623.1	451536.3	390123.9