

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATIONS DU COMPORTEMENT NEUTRONIQUE DES REP  
EN UTILISANT LES CODES DRAGON ET DONJON

JOËL LE MER  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)  
AOÛT 2007

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

SIMULATIONS DU COMPORTEMENT NEUTRONIQUE DES REP  
EN UTILISANT LES CODES DRAGON ET DONJON

présenté par: LE MER Joël

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

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

M. HÉBERT Alain, D.Ing., président

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

M. KOCLAS Jean, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. COURAU Tanguy, Ph.D., membre

À mes parents,

Éric et Maroussia Le Mer,

## REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier Guy Marleau et Jean Koclas, mes directeurs de maîtrise, qui m'ont accepté dans ce programme et permis par leur écoute et leur aide de mener à bien ce projet. Je salue également l'ensemble des membres de l'Institut du Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal : les professeurs pour leur aide dès que j'ai eu à la solliciter et les élèves pour la bonne ambiance et l'entre-aide autour de nos projets ; je voudrais remercier particulièrement Romain Le Tellier pour son aide quasiment quotidienne et Richard Chambon pour ses interventions décisives.

Ce projet a été l'occasion d'un stage au sein d'EDF et je remercie l'ensemble du personnel du département SINETICS d'EDF pour son accueil chaleureux et sa disponibilité. Je tiens à remercier particulièrement Tanguy Courau qui, en étant le moteur du partenariat entre l'IGN et EDF, m'a permis de réaliser un stage passionnant dans un cadre industriel, Nadine Schwartz et Marco Cometto pour leur patience et leur aide.

Je tiens à remercier EDF et le CNSRG pour leurs soutiens financiers qui ont rendu possible ce travail.

Je voudrais enfin remercier Caroline Fustier et ma famille pour leur soutien quotidien.

## RÉSUMÉ

Le calcul du flux neutronique dans le cœur d'un réacteur nucléaire est un élément indispensable à la connaissance de son fonctionnement. Ce flux est solution de l'équation de transport sur l'ensemble du cœur. Compte tenu de la complexité structurelle d'un réacteur et de la dépendance angulaire de l'équation de transport, il est impossible de résoudre cette équation directement et plusieurs codes de calcul neutronique doivent être utilisés avec différents niveaux de discrétisation qui nécessitent tous une modélisation particulière. L'enchaînement de ces étapes successives, appelé un schéma de calcul de cœur, permet de connaître le flux neutronique d'un réacteur à partir de sa géométrie, des compositions isotopiques de ses milieux et d'une bibliothèque de sections efficaces.

Les Réacteurs à Eau légère Pressurisée (REP) sont les réacteurs nucléaires les plus répandus dans le monde, il est donc souhaitable que les codes de calcul neutronique soient validés sur ce type de réacteur. L'objectif de ce projet est de mettre en place un schéma de calcul complet applicable à la campagne d'un cœur de réacteur REP en utilisant les codes de calcul de réseau DRAGON et de cœur DONJON.

Chaque étape de ce schéma de calcul sera validée par des comparaisons avec d'autres codes ou avec des résultats expérimentaux. Le calcul sur une cellule unitaire sera fait dans le cadre d'un benchmark proposé par R. Mosteller. Le calcul d'assemblage sera l'occasion de comparer les résultats donnés par les codes DRAGON, APOLLO2 et MCNP sur un assemblage utilisé par EDF pour valider ses codes. Le calcul de cœur permettra enfin de montrer que les codes DRAGON et DONJON sont capables de prévoir des effets macroscopiques observés sur un cœur réel. Ces études seront l'occasion de mettre en évidence l'importance de nombreux paramètres qui affectent la distribution du flux dans le réacteur incluant la bibliothèque de sections efficaces, le nombre de groupes d'énergie, la discrétisation spatiale du motif élémentaire, le modèle de tracking, l'auto-protection des résonances ou les pas de burnup.

## ABSTRACT

Neutron flux calculation is necessary to understand how a nuclear reactor works. This flux is derived from the transport equation on the whole core. Because of its really complex structure and the angular dependence of the transport equation, it is impossible to compute the flux directly and several neutronic calculation codes must be used to solve the equation for different discretizations which require different modelisations. This chain of successive models, known as a calculation scheme, compute the neutron flux of a reactor from its geometry, its isotopic compositions and a cross-section library. Pressurised light Water Reactor (PWR) are the most common nuclear reactor used today. It is necessary for each neutronic code to be validated for this type of reactor. The goal of this work is to create a complete calculation scheme which can be applied to the evolution of the core of a pressurised light water nuclear reactor using the lattice code DRAGON and the reactor code DONJON.

Each step of this scheme will be validated by comparisons with other codes or with experimental results. The unit cell calculation will be computed for a benchmark submitted by R. Mosteller. The assembly calculations will be used to compare the results given by DRAGON, APOLLO2 and MCNP for an assembly used by EDF for code testing. The core calculations will show that the codes DRAGON and DONJON can produce accurate macroscopic results for a real core. Those studies will be used to show the effects of many factors on the flux distribution including the cross section library, the number of energy groups, spatial discretization of the unit cell, the tracking model, the self-shielding of the resonant isotopes or the burnup steps.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iv
REMERCIEMENTS . . . . .	v
RÉSUMÉ . . . . .	vi
ABSTRACT . . . . .	vii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	viii
LISTE DES FIGURES . . . . .	xiii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xvii
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xix
INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE 1 ÉQUATIONS DU CALCUL NEUTRONIQUE . . . . .	4
1.1 Le flux neutronique . . . . .	4
1.2 Équation de transport . . . . .	5
1.2.1 Présentation de l'équation de transport . . . . .	5
1.2.2 Densité de source . . . . .	7
1.2.3 Conditions frontières . . . . .	8
1.2.4 L'équation de transport multigroupe . . . . .	9
1.2.5 Méthodes de résolution de l'équation de transport . . . . .	10
1.2.5.1 La méthode des probabilités de collision . . . . .	10
1.2.5.1.1 Présentation des matrices $p_{ij}$ . . . . .	10

1.2.5.1.2	Calcul des matrices $p_{ij}$ , définition des lignes d'intégration . . . . .	13
1.2.5.1.3	Méthode des courants d'interface . . . . .	14
1.2.5.2	La méthode des caractéristiques . . . . .	15
1.2.5.3	Méthodes stochastiques . . . . .	16
1.2.6	Modèles d'auto-protection des résonances . . . . .	16
1.2.6.1	Position du problème . . . . .	16
1.2.6.2	Présentation de la méthode de Stamm'ler généralisée . . . . .	18
1.2.6.3	Normalisation de Livolant-Jeanpierre . . . . .	20
1.2.7	Les modèles de fuite . . . . .	21
1.2.8	Homogénéisation et condensation . . . . .	23
1.2.9	Équivalence transport-transport et transport-diffusion . . . . .	25
1.2.10	Calcul d'évolution . . . . .	25
1.3	Équation de diffusion . . . . .	27
1.3.1	La loi de Fick . . . . .	27
1.3.1.1	Approximation $P_1$ . . . . .	27
1.3.1.2	Utilisation de la loi de Fick . . . . .	28
1.3.2	Conditions frontières . . . . .	29
1.3.3	Discrétisation de l'équation de diffusion . . . . .	30
1.4	Codes utilisés . . . . .	32
1.4.1	Le code de réseau déterministe DRAGON . . . . .	32
1.4.2	Le code de réseau déterministe APOLLO2 . . . . .	34
1.4.3	Le code de réseau stochastique MCNP4 . . . . .	34
1.4.4	Le code de cœur déterministe DONJON . . . . .	35
CHAPITRE 2	ÉTUDE DE CELLULE DE RÉACTEUR DE TYPE REP . . . . .	36
2.1	Modélisation d'une cellule . . . . .	36
2.1.1	Description des cellules étudiées . . . . .	37

2.1.2	Discrétisation spatiale . . . . .	38
2.1.2.1	La discrétisation pour calcul rapide . . . . .	40
2.1.2.2	Les modèles fins . . . . .	41
2.1.2.3	Influence sur le coefficient Doppler . . . . .	43
2.1.3	Choix des conditions de réflexion . . . . .	43
2.1.4	Calcul de l'auto-protection des résonances . . . . .	44
2.2	Influence des bibliothèques de sections efficaces . . . . .	45
2.2.1	Bibliothèques de sections efficaces utilisées . . . . .	46
2.2.2	Comparaison des résultats . . . . .	47
2.3	Comparaison avec les résultats des autres organismes . . . . .	49
<b>CHAPITRE 3 ÉTUDE D'ASSEMBLAGE DE RÉACTEUR DE TYPE REP .</b>		<b>53</b>
3.1	Présentation de l'assemblage étudié . . . . .	53
3.2	Modélisation et discrétisation . . . . .	53
3.2.1	Modélisation . . . . .	55
3.2.2	Discrétisation . . . . .	56
3.3	Choix des méthodes d'auto-protection et de tracking . . . . .	60
3.4	Paramétrage de l'évolution . . . . .	62
3.4.1	Choix des pas de burnup . . . . .	62
3.4.2	Régularité des calculs d'auto-protection des résonances . . . . .	65
3.4.3	Regroupement des cellules de combustible . . . . .	65
3.5	Influence des bibliothèques de section efficaces . . . . .	71
3.6	Comparaison avec les codes APOLLO2 et MCNP4 . . . . .	73
3.6.1	Calcul APOLLO2 . . . . .	73
3.6.2	Calcul MCNP4 . . . . .	74
3.6.3	Comparaison à froid . . . . .	74
3.6.4	Comparaison à chaud avec évolution . . . . .	78
3.6.4.1	Comparaison de la réactivité de l'assemblage . . . . .	78

3.6.4.2	Comparaison de l'inventaire isotopique . . . . .	81
3.6.4.3	Comparaison du flux, des taux de production et des taux d'absorption . . . . .	85
CHAPITRE 4 MISE EN PLACE D'UN SCHÉMA DE CALCUL COMPLET		
	DE CŒUR DANS UN RÉACTEUR DE TYPE REP . . . . .	92
4.1	Présentation du réacteur étudié . . . . .	92
4.2	Calcul de sections efficaces macroscopiques à deux groupes . . . . .	93
4.2.1	Modélisation d'un assemblage réel . . . . .	93
4.2.1.1	Condensation et homogénéisation . . . . .	96
4.2.2	Gestion du bore . . . . .	96
4.2.2.1	Problématique . . . . .	96
4.2.2.2	Solutions envisagées . . . . .	97
4.2.3	Prise en compte des barres absorbantes . . . . .	99
4.2.4	Schéma de calcul DRAGON . . . . .	102
4.3	Calcul de cœur . . . . .	105
4.3.1	Modélisation du cœur . . . . .	105
4.3.1.1	Modélisation du réflecteur . . . . .	105
4.3.1.2	Construction de la macro-bibliothèque . . . . .	108
4.3.1.3	Calcul du flux . . . . .	108
4.3.1.4	Convergence spatiale . . . . .	109
4.3.2	Méthode du calcul d'évolution . . . . .	111
4.3.3	Schéma de calcul DONJON . . . . .	115
4.3.4	Effets des paramètres sélectionnés dans DRAGON sur le cœur . . . . .	115
4.3.4.1	Influence des bibliothèques de sections efficaces mi- croscopiques . . . . .	115
4.3.4.2	Comparaison des méthodes SEME et BSE . . . . .	117
4.3.5	Comparaisons avec un cœur réel . . . . .	117

4.3.5.1	Calcul de concentration de bore critique . . . . .	118
4.3.5.2	Calcul du poids des grappes . . . . .	119
4.3.5.3	Longueur naturelle de campagne . . . . .	120
4.4	Modifications à apporter à notre modèle . . . . .	120
CONCLUSION . . . . .		124
RÉFÉRENCES . . . . .		127
ANNEXES . . . . .		133

## LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Cellule de référence . . . . .	39
Figure 2.2	Les trois discrétisations spatiales utilisées . . . . .	43
Figure 2.3	Coefficients Doppler pour les combustibles UO <sub>2</sub> . . . . .	50
Figure 2.4	Coefficients Doppler pour les combustibles MOX-RECY . . . . .	51
Figure 2.5	Coefficients Doppler pour les combustibles MOX-MILI . . . . .	52
Figure 3.1	Assemblage ANFH . . . . .	54
Figure 3.2	Discrétisations utilisées . . . . .	57
Figure 3.3	Assemblage ANFH discrétisé . . . . .	59
Figure 3.4	Découpages utilisés par OECD/NEA . . . . .	63
Figure 3.5	Différence des $k_{\infty}$ calculés avec les pas OECD/NEA et EDF . . . . .	64
Figure 3.6	Différence de $k_{\infty}$ en ne réalisant pas systématiquement le calcul d'auto-protection . . . . .	66
Figure 3.7	Regroupement 1 . . . . .	68
Figure 3.8	Regroupement 2 . . . . .	68
Figure 3.9	Regroupement 3 . . . . .	68
Figure 3.10	Écarts relatifs des concentrations entre le regroupement 1 et la référence . . . . .	69
Figure 3.11	Écarts relatifs des concentrations entre le regroupement 3 et la référence . . . . .	69
Figure 3.12	Carte des écarts relatifs des concentrations en <sup>235</sup> U entre le re- groupement 1 et la référence (%) . . . . .	70
Figure 3.13	Carte des écarts relatifs des concentrations en <sup>235</sup> U entre le re- groupement 2 et la référence (%) . . . . .	70
Figure 3.14	Carte des écarts relatifs des concentrations en <sup>235</sup> U entre le re- groupement 3 et la référence (%) . . . . .	70

Figure 3.15	Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 1 et la référence (%) . . . . .	72
Figure 3.16	Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 2 et la référence (%) . . . . .	72
Figure 3.17	Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 3 et la référence (%) . . . . .	72
Figure 3.18	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre DRAGON et MCNP4 (%) . . . . .	76
Figure 3.19	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre APOLLO2 et MCNP4 (%) . . . . .	76
Figure 3.20	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre DRAGON et APOLLO2 (%) . . . . .	76
Figure 3.21	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre DRAGON et MCNP4 (%) . . . . .	77
Figure 3.22	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre APOLLO2 et MCNP4 (%) . . . . .	77
Figure 3.23	Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre DRAGON et APOLLO2 (%) . . . . .	77
Figure 3.24	Carte des écarts relatifs des taux d'absorption dans le groupe rapide entre DRAGON et APOLLO2 (%) . . . . .	79
Figure 3.25	Carte des écarts relatifs des taux d'absorption dans le groupe thermique entre DRAGON et APOLLO2 (%) . . . . .	79
Figure 3.26	Évolution des $k_{\infty}$ avec le burnup . . . . .	80
Figure 3.27	Évolution de la différence entre les $k_{\infty}$ . . . . .	80
Figure 3.28	Évolution de la différence entre les concentrations des isotopes lourds . . . . .	82
Figure 3.29	Évolution de la différence entre les consommations de $^{238}\text{U}$ . . . . .	83
Figure 3.30	Carte des écarts relatifs en concentration en $^{235}\text{U}$ en fin de cycle . . . . .	84

Figure 3.31	Carte des écarts relatifs en concentration en $^{239}\text{Pu}$ en fin de cycle	84
Figure 3.32	Évolution du rapport entre les flux thermiques et rapides . . . .	85
Figure 3.33	Sections efficaces de fission du groupe rapide . . . . .	87
Figure 3.34	Sections efficaces de fission du groupe thermique . . . . .	87
Figure 3.35	Sections efficaces d'absorption du groupe rapide . . . . .	88
Figure 3.36	Sections efficaces d'absorption du groupe thermique . . . . .	88
Figure 3.37	Écarts des taux de production rapide en début de cycle (%) . . .	90
Figure 3.38	Écarts des taux de production rapide en fin de cycle (%) . . . .	90
Figure 3.39	Écarts des taux de production thermique en début de cycle (%) .	90
Figure 3.40	Écarts des taux de production thermique en fin de cycle (%) . .	90
Figure 3.41	Écarts des taux d'absorption rapide en début de cycle (%) . . .	90
Figure 3.42	Écarts des taux d'absorption rapide en fin de cycle (%) . . . . .	90
Figure 3.43	Écarts des taux d'absorption thermique en début de cycle (%) .	91
Figure 3.44	Écarts des taux d'absorption thermique en fin de cycle (%) . . .	91
Figure 4.1	Cœur du réacteur REP étudié . . . . .	93
Figure 4.2	Assemblage du réacteur REP étudié . . . . .	94
Figure 4.3	Évolution du $k_{\text{eff}}$ avec le burnup pour les assemblages grappés et non-grappés . . . . .	102
Figure 4.4	$\nu\Sigma_f$ groupe rapide . . . . .	103
Figure 4.5	$\nu\Sigma_f$ groupe thermique . . . . .	103
Figure 4.6	$\Sigma_a$ groupe rapide . . . . .	104
Figure 4.7	$\Sigma_a$ groupe thermique . . . . .	104
Figure 4.8	Schéma de calcul proposé pour DRAGON . . . . .	106
Figure 4.9	Disposition du réflecteur dans le cœur . . . . .	107
Figure 4.10	Cellule utilisée pour le calcul des propriétés du réflecteur . . .	107
Figure 4.11	Écarts relatifs sur la puissance dus à la discrétisation axiale (%)	109
Figure 4.12	Flux rapide et thermique le long de l'axe . . . . .	110
Figure 4.13	Carte du flux thermique TBE . . . . .	112

Figure 4.14	Carte du flux thermique en condition naturelle . . . . .	112
Figure 4.15	Carte du flux thermique TBI . . . . .	113
Figure 4.16	Écarts relatifs entre les puissances calculées avec les discrétisations $4 \times 4$ et $17 \times 17$ (%) . . . . .	114
Figure 4.17	Écarts relatifs entre les puissances calculées avec les discrétisations $8 \times 8$ et $17 \times 17$ (%) . . . . .	114
Figure 4.18	Schéma de calcul proposé pour DONJON . . . . .	116
Figure 4.19	CBC au cours de l'évolution . . . . .	121
Figure 4.20	Carte des puissances (kW) à 0 MWj/t . . . . .	122
Figure 4.21	Carte des puissances (kW) à 150 MWj/t . . . . .	122
Figure 4.22	Carte des puissances (kW) à 6000 MWj/t . . . . .	122

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Teneur isotopique en plutonium (% atomique) . . . . .	38
Tableau 2.2	Convergence du $k_{\text{eff}}$ avec la discrétisation cartésienne . . . . .	40
Tableau 2.3	Convergence du $k_{\text{eff}}$ avec la discrétisation radiale du combustible	41
Tableau 2.4	Influence des conditions de réflexion . . . . .	44
Tableau 2.5	Influence du modèle d'auto-protection . . . . .	45
Tableau 3.1	Influence de la discrétisation du combustible sur le $k_{\text{eff}}$ (pas de discrétisation cartésienne) . . . . .	56
Tableau 3.2	Influence de la discrétisation du modérateur et du modèle de réflexion sur le $k_{\text{eff}}$ (discrétisation radiale du combustible en 4 couronnes) . . . . .	56
Tableau 3.3	Influence du module de tracking sur le $k_{\text{eff}}$ . . . . .	61
Tableau 3.4	Influence du module de tracking sur le $k_{\text{eff}}$ en fin de cycle . . .	62
Tableau 3.5	Pas de burnup OECD/NEA . . . . .	63
Tableau 3.6	Résultats pour différentes bibliothèques de sections efficaces . .	72
Tableau 3.7	Résultats pour différents code de réseau . . . . .	75
Tableau 4.1	Influence du bore sur différentes grandeurs . . . . .	97
Tableau 4.2	Comparaison des méthodes SEME et BSE à 0 GWj/t . . . . .	100
Tableau 4.3	Comparaison des méthodes SEME et BSE à 60 GWj/t . . . . .	100
Tableau 4.4	Évolution des écarts relatifs . . . . .	105
Tableau 4.5	Influence de la discrétisation des assemblages sur le $k_{\text{eff}}$ . . . .	111
Tableau 4.6	Influence des bibliothèques de sections efficaces microscopiques sur le $k_{\text{eff}}$ . . . . .	117
Tableau 4.7	Influence de la méthode de calcul des sections efficaces du bore sur le $k_{\text{eff}}$ . . . . .	118
Tableau 4.8	Comparaison des concentrations de bore critique . . . . .	118
Tableau 4.9	Poids des grappes . . . . .	119

Tableau I.1	Résultats obtenus avec endfb6gx et endfb6 . . . . .	134
Tableau I.2	Résultats obtenus avec jeff31gx et jeff31 . . . . .	135
Tableau I.3	Résultats obtenus avec iaeagx et iaea . . . . .	136
Tableau I.4	Résultats obtenus avec e6mlib . . . . .	137

**LISTE DES ANNEXES**

ANNEXE I	RÉSULTATS DE L'ÉTUDE DE CELLULE . . . . .	133
ANNEXE II	FICHIER D'ENTRÉE DRAGON . . . . .	138
II.1	Fichier d'entrée principal . . . . .	138
II.2	Description des procédures . . . . .	147
ANNEXE III	FICHIER D'ENTRÉE DONJON . . . . .	150
III.1	Fichier d'entrée principal . . . . .	150
III.2	Description des procédures . . . . .	156

## INTRODUCTION

Les réacteurs nucléaires à eau légère pressurisée (REP) sont, aujourd'hui, les réacteurs nucléaires les plus répandus dans le monde et représentent environ les deux tiers du parc mondial. D'un point de vue structurel, ils sont caractérisés par un combustible constitué d'assemblages de  $17 \times 17$  crayons de combustible et par un caloporteur à l'eau légère qui joue également le rôle de modérateur. Le combustible est en général constitué d'oxyde d'uranium ( $\text{UO}_2$ ) enrichi en uranium 235 ou d'un mélange d'oxyde d'uranium et d'oxyde de plutonium (MOX). Ce sont des réacteurs dits thermiques c'est-à-dire que les neutrons de la réaction en chaîne doivent être ralentis avant de pouvoir engendrer une nouvelle fission.

La réaction en chaîne de fission doit être assurée pour que le cœur puisse fonctionner. La réaction de fission qui est la source de l'énergie dégagée par ces réacteurs est majoritairement due à la collision d'un neutron avec un noyau lourd. On comprend donc que le fonctionnement du cœur d'une centrale nucléaire est directement lié au flux de neutrons dans celui-ci.

L'équation de base pour le calcul de flux neutronique dans un réacteur nucléaire est l'équation de transport que nous présenterons dans le chapitre 1. Des codes de natures très différentes existent pour la résoudre. On les distingue généralement en deux familles : les codes déterministes et les codes stochastiques. Ici, nous travaillerons essentiellement avec des codes déterministes en nous référant à des codes stochastiques pour pouvoir comparer certains résultats. Les capacités de calcul actuelles ne nous permettent pas de résoudre directement l'équation de transport sur l'ensemble d'un réacteur. Nous sommes donc forcés d'utiliser des étapes successives de calcul avec des degrés d'approximation grandissants pour traiter au complet un cœur de puissance. La dernière étape des calculs de cœur utilise notamment l'équation de transport simplifiée avec

l'opérateur de diffusion. L'ensemble de ces étapes est ce qu'on appelle un schéma de calcul.

Nous suivons un déroulement classique du calcul neutronique par des codes déterministes qui s'effectue selon deux ou trois étapes. La première étape est facultative : il s'agit du calcul par un code de réseau des propriétés macroscopiques de la cellule à partir de l'équation de transport des neutrons. Une fois ces propriétés calculées, on réalise un calcul de transport pour obtenir les propriétés homogénéisées de l'assemblage  $17 \times 17$ . Ces deux étapes peuvent être regroupées en une seule avec les codes modernes de réseau. La troisième étape consiste à représenter le cœur en entier et à résoudre l'équation de diffusion à l'aide d'un programme de calcul de cœur en utilisant les propriétés macroscopiques des assemblages préalablement calculées.

Le cadre de ce travail est la modélisation de ces trois étapes avec les codes de calcul de réseau DRAGON [Marleau et al., 2006] et de cœur DONJON [Varin et al., 2005] développés par l'Institut du Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal. Les versions que nous utiliserons sont DRAGON version 3.05 et DONJON version 3.01 auquel nous ajouterons certaines modifications réalisées par Richard Chambon [Chambon, 2007].

Ces codes ont été développés, depuis les années 1990, essentiellement pour pouvoir représenter avec précision le réacteur Canada Deuterium Uranium (CANDU) et maintenant le réacteur Advanced CANDU Reactor (ACR). Ils peuvent cependant être également utilisés pour simuler le comportement d'autres réacteurs même si ceux-ci fonctionnent très différemment. Dans le cas des REP, par exemple, il n'y a pas de rechargement en continu ce qui conduit à une gestion très différente du cycle : la perte de réactivité du combustible est compensée dans le temps par une diminution de poison dans le cœur.

L'objectif final de notre étude est de mettre en place un schéma de calcul applicable à

une campagne d'un réacteur de la centrale Gravelines exploitée par Électricité de France (EDF). Nous pourrions ainsi comparer certains résultats macroscopiques obtenus par nos calculs avec les mesures expérimentales réalisées par EDF. Pour ce faire, nous allons avancer graduellement dans les étapes de calcul.

Nous commencerons par présenter dans un premier chapitre les éléments théoriques nécessaires à la compréhension de nos études en insistant sur les problématiques qu'elles ont soulevées.

Dans le deuxième chapitre, nous étudierons une cellule de type REP dans le cadre d'un benchmark proposé par Russel Mosteller [Mosteller, 2006]. Cette étude nous permettra de souligner l'importance de beaucoup de paramètres dans le calcul neutronique d'un réacteur de type REP, notamment la discrétisation spatiale, les conditions frontières de réflexion et le calcul d'auto-protection des résonances. Nous mettrons également en évidence l'influence majeure des bibliothèques de sections efficaces sur les calculs de réactivité.

Dans le troisième chapitre, nous modéliserons un assemblage REP avec DRAGON dans l'optique de faire des comparaisons avec différents codes de réseau : APOLLO2 et MCNP4. Cette étape est indispensable pour valider les calculs d'assemblages que nous réaliserons dans le cadre de notre schéma de calcul.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous mettrons en place un schéma de calcul complet de réacteur de type REP dans l'objectif de calculer certaines grandeurs macroscopiques : la concentration de bore critique, le poids des grappes absorbantes et la longueur naturelle du cycle.

## CHAPITRE 1

### ÉQUATIONS DU CALCUL NEUTRONIQUE

#### 1.1 Le flux neutronique

Il convient de présenter physiquement la grandeur avec laquelle nous allons travailler pendant l'ensemble de ce travail. Nous utilisons une approche de mécanique statistique selon laquelle chaque particule évolue dans un espace des phases à six dimensions : trois dimensions pour déterminer sa position et trois dimensions pour déterminer sa vitesse. Ainsi, une particule est identifiée par :

- $\vec{r}$ , la variable de position ;
- $\vec{V}_n = \frac{d\vec{r}}{dt}$ , la variable de vitesse qu'on décompose en  $V_n = \|\vec{V}_n\|$  et  $\hat{\Omega} = \frac{\vec{V}}{V}$  ;
- $t$  la variable temporelle.

Une population de particules est représentée par sa densité qui est donnée par la distribution  $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$  de telle manière que  $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) d^3r dV_n d^2\Omega$  est le nombre de particules à l'instant  $t$  dans l'élément de volume  $d^3r$  autour du point  $\vec{r}$ , dans l'élément de vitesse  $dV_n$  autour de  $V_n$  et dans l'élément d'angle solide  $d^2\Omega$  autour de  $\hat{\Omega}$ .

La variable que nous utilisons couramment en physique du réacteur est le flux neutronique  $\Phi$  que nous définissons ainsi :

$$\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = V_n n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \quad (1.1)$$

Remarquons que  $n$  et  $\Phi$  sont des distributions par rapport à  $\vec{r}$ ,  $V_n$  et  $\hat{\Omega}$  mais des fonctions par rapport à  $t$ .

## 1.2 Équation de transport

### 1.2.1 Présentation de l'équation de transport

L'équation de base du calcul neutronique est issue du bilan de la population neutronique dans un élément d'hypervolume  $d^3r d^2\Omega dV_n$  autour de  $\{\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n\}$  dans un intervalle de temps  $\Delta t$  [Hébert, 2006] :

$$\begin{aligned} \text{Variation du nombre de neutrons} = & - \text{Neutrons perdus par collision} \\ & - \text{Bilan de neutrons sortants du volume } d^3r \\ & + \text{Neutrons créés} \end{aligned}$$

- Dans le cas présent, la variation du nombre de neutrons pendant  $\Delta t$  dans l'hypervolume  $d^3r d^2\Omega dV_n$  est définie simplement par :
 
$$n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t).$$
- Les neutrons perdus par collision pendant  $\Delta t$  peuvent se mettre sous la forme :
 
$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \left[ \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \right] \Delta t$$
 en notant  $\Sigma(\vec{r}, V_n)$  la section efficace macroscopique totale du milieu.
- Le bilan des neutrons sortant du volume  $d^3r$  pendant  $\Delta t$  s'écrit d'après le théorème de la divergence :  $\nabla \cdot \hat{\Omega} \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n, t) \Delta t$ , soit  $\hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n, t) \Delta t$ .
- Nous noterons les neutrons créés pendant  $\Delta t$  dans l'hypervolume  $d^3r d^2\Omega dV_n$  autour de  $\{\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n\}$  :  $Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$ , avec  $Q$  la densité de source. Cette grandeur sera présentée dans la section 1.2.2.

On peut donc écrire l'équation de bilan de la population neutronique dans l'hypervolume  $d^3r d^2\Omega dV_n$  autour de  $\{\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n\}$  ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)}{\Delta t} = & - \Sigma(\vec{r}, V_n) \left[ \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \right] \\ & - \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n, t) \\ & + Q(r, V_n, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (1.2)$$

En faisant tendre  $\Delta t$  vers 0, on obtient la forme locale de l'équation de transport :

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_n} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) + \Sigma(\vec{r}, V_n) \left[ \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \right] + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n, t) \\ = Q(r, V_n, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dans l'ensemble de notre étude, nous considérerons des modèles stationnaires. On peut donc simplifier notre équation de la manière suivante :

$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \left[ \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \right] + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, V_n) = Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \quad (1.4)$$

On pourra par la suite utiliser la variable énergie  $E = \frac{mV_n^2}{2}$  comme variable indépendante à la place de  $V_n$ .

### 1.2.2 Densité de source

Il nous reste à donner une expression de  $Q(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$  en fonction des sections efficaces de diffusion et de fission et du flux neutronique. Celle-ci peut s'écrire :

$$Q(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} Q^{\text{fiss}}(\vec{r}, E) \quad (1.5)$$

où :

- $\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}')$  est la section efficace macroscopique de diffusion de l'énergie  $E'$  vers l'énergie  $E$  et de l'angle solide  $\hat{\Omega}'$  vers l'angle solide  $\hat{\Omega}$ . Cette section efficace inclut les réactions (n,xn).
- $k_{\text{eff}}$  est le facteur de multiplication effectif. Si la somme des absorptions et des fuites n'est pas égale à la production de neutrons par la fission, on perd l'état d'équilibre stationnaire.  $k_{\text{eff}}$  est le facteur par lequel on doit diviser la source de fission pour maintenir cet équilibre.
- $Q^{\text{fiss}}(\vec{r}, E)$  est la source isotropique de fission. On considère qu'elle est indépendante de l'énergie du neutron incident. Celle-ci s'écrit :

$$Q^{\text{fiss}}(\vec{r}, E) = \sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') \quad (1.6)$$

où :  $\chi_j(E)$  est le spectre de fission, c'est-à-dire, la densité de probabilité de l'isotope  $j$  d'émettre un neutron d'énergie  $E$  à  $dE$  près ;  $J^{\text{fiss}}$  est le nombre d'isotopes fissiles ;  $\nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$  est le nombre de neutrons émis par fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission et  $\Phi(\vec{r}, E')$  est le flux intégré sur l'angle solide :  $\Phi(\vec{r}, E') = \int d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}')$ .

### 1.2.3 Conditions frontières

Pour calculer le flux neutronique, nous avons besoin, en plus de l'équation 1.6, de conditions frontières. Le domaine  $V$  où évoluent les particules peut être entouré d'une frontière  $\partial V$  où des conditions sont imposées. On introduit  $\vec{N}(\vec{r}_s)$  le vecteur normal unitaire en  $\vec{r}_s \in \partial V$ . Il existe plusieurs méthodes pour relier le flux entrant inconnu au flux sortant qui est connu. Dans ce travail, nous en utiliserons essentiellement deux :

- La condition frontière de réflexion spéculaire (ou miroir) : On considère que la frontière est un plan de symétrie de notre géométrie et le flux rentrant est égal au flux sortant. On peut alors écrire :

$$\Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}) = \Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}') \quad (1.7)$$

avec  $\hat{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = -\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s)$  et  $(\hat{\Omega} \times \hat{\Omega}') \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = 0$ .

- La condition de frontière blanche (ou isotrope) : On considère que tout neutron sortant du domaine  $V$  retourne dans le domaine  $V$  avec une distribution angulaire isotropique. On peut alors écrire :

$$\Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}) = 4 \int_{\hat{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) > 0} d^2\Omega \left[ \hat{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \right] \Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}') \quad (1.8)$$

avec  $\hat{\Omega} \cdot \vec{N} < 0$ .

Cette condition peut être utilisée comme une approximation dans le cas d'une symétrie plane. En effet, cette méthode peut se révéler justifiée parce qu'elle représente bien le comportement des neutrons thermiques et que c'est le flux thermique qui nous intéresse en premier lieu car c'est lui qui est responsable des fissions. Cette condition de réflexion conduit à des calculs moins compliqués que la symétrie spéculaire, néanmoins il faut garder en tête qu'il s'agit alors d'une

approximation.

### 1.2.4 L'équation de transport multigroupe

Pour résoudre numériquement l'équation de transport, on utilise souvent une discrétisation multigroupe en énergie. Cela consiste à discrétiser le continuum d'énergie en  $G$  groupes d'énergie à l'intérieurs desquels on considère que les neutrons se déplacent à la même vitesse. Par convention, on note ces intervalles d'énergie  $]E_g, E_{g-1}[$ ,  $E_0$  étant l'énergie la plus haute que nous considérons.

À partir des grandeurs continues, nous devons calculer des grandeurs moyennes sur chaque groupe d'énergie. Les grandeurs "physiques" calculées étant les taux de réactions  $\Sigma(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega})$  et les flux  $\Phi(\vec{r}, \hat{\Omega})$ , ces grandeurs sont calculées directement par la formule  $X_g = \langle X \rangle_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE X(E)$  pour une distribution  $X(E)$ , les autres grandeurs en découlant. Nous ne nous attarderons pas sur ce travail, dans la mesure où ce sont les bibliothèques de sections efficaces qui donnent directement ces grandeurs.

L'équation de transport se met alors sous la forme suivante :

$$\Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(r, \hat{\Omega}) \quad (1.9)$$

Avec

$$Q_g(r, \hat{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,g}(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.10)$$

Si on appelle  $s$  l'abscisse curviligne, cette équation peut se mettre sous la forme suivante

qu'on appelle la forme caractéristique de l'équation de transport :

$$\frac{d}{ds}\Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \Sigma_g(\vec{r} + s\hat{\Omega})\Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \quad (1.11)$$

En posant le chemin optique  $\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} + s'\hat{\Omega})$ , la forme intégrale en domaine infini de l'équation 1.11 s'écrit :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \quad (1.12)$$

## 1.2.5 Méthodes de résolution de l'équation de transport

### 1.2.5.1 La méthode des probabilités de collision

#### 1.2.5.1.1 Présentation des matrices $p_{ij}$ :

La méthode des probabilités de collision (CP) est issue de la discrétisation spatiale de la forme intégrale de l'équation de transport multigroupe (1.12). On intègre cette équation par rapport à son angle solide et on introduit le changement de variable  $\vec{r}' = \vec{r} - s\hat{\Omega}$  :

$$\begin{aligned} \Phi_g(\vec{r}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \\ &= \int_\infty d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \end{aligned} \quad (1.13)$$

En général, on utilise cette méthode pour un espace pavé à l'infini de cellules unitaires. On découpe chacune de ces cellules en régions  $V_i$ . On utilise la notation  $V_i^\infty$  pour représenter toutes les régions  $V_i$  sur le pavage infini. On développe la section efficace de diffusion en polynôme de Legendre et on ne conserve que le premier terme, on a :  $\Sigma_{s,i,g \leftarrow h, \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}'} = \frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h}}{4\pi}$ . On suppose que la source de neutrons  $Q_{i,g}$  est uniforme sur la région  $V_i$  (ce qui explique la nécessité de réaliser une discrétisation fine de la cellule).

En multipliant l'équation 1.13 par  $\Sigma_g(\vec{r})$  et en intégrant sur chaque région  $V_i$ , on trouve :

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) = \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i^\infty} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.14)$$

Avec

$$Q_{i,g} = \sum_{h=1}^G \frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h}}{4\pi} \Phi_{i,h} + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \Sigma_{f,j,h} \Phi_{i,h} \quad (1.15)$$

L'équation 1.14 peut être simplifiée sous la forme suivante :

$$\Phi_{j,g} = \frac{1}{V_j \Sigma_{j,g}} \sum_i Q_{i,j} V_i P_{i,j,g} \quad (1.16)$$

où

$$\Phi_{j,g} = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.17)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \Phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.18)$$

$$P_{i,j,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.19)$$

$P_{i,j,g}$  est la probabilité pour un neutron créé dans une des régions  $V_i$  du réseau de réaliser sa première collision dans la région  $V_j$  du motif étudié, c'est ce que nous appelons une probabilité de collision (CP). On considère en général que les sections efficaces sont constantes dans chaque région  $V_j$ , on peut alors utiliser les CP réduites  $p_{i,j,g}$  telles que :

$$p_{i,j,g} = \frac{P_{i,j,g}}{\Sigma_{j,g}} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (1.20)$$

Les CP réduites ont les propriétés suivantes :

- réciprocité :  $p_{i,j,g} V_i = p_{j,i,g} V_j$
- conservation :  $\sum_j p_{i,j,g} \Sigma_{j,g} = 1$

On peut donc écrire l'équation 1.16 de la manière suivante :

$$\Phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \quad (1.21)$$

La première étape d'un calcul neutronique utilisant cette méthode consiste donc à calculer les CP, cette étape est présentée dans la section 1.2.5.1.2. Une fois que les CP sont connues, le flux intégré est calculé par itération à partir des équations 1.15 et 1.21.

On peut ramener ces équations sous la forme suivante :

$$\Phi_g = \mathcal{W}_g \mathbf{Q}_g^* \quad (1.22)$$

avec

$$\begin{aligned} \Phi_g &= \{\Phi_{i,g} ; \forall i\} \\ \mathbf{Q}_g^* &= \left\{ \sum_{h \neq g} \Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h} \Phi_{i,h} + \frac{1}{k_{\text{eff}}^g} Q_{i,g}^{\text{fiss}} ; \forall i \right\} \\ \mathcal{W}_g &= [\mathcal{I} - \mathcal{P}_g \mathcal{S}_{s,0,g \leftarrow g}]^{-1} \mathcal{P}_g \\ \mathcal{P}_g &= \{p_{ij,g} ; \forall i, j\} \\ \mathcal{S}_{s,0,g \leftarrow g} &= \text{diag} \{ \Sigma_{s,0,i,g \leftarrow g} \} \end{aligned}$$

Deux procédés itératifs sont en général superposés. Une itération interne est effectuée sur les sources de diffusion jusqu'à l'obtention d'un flux multigroupe. Une itération externe appelée itération de puissance est effectuée pour converger sur le  $k_{\text{eff}}$  ou sur les fuites (voir section 1.2.7).

En règle générale, la limitation technique de la méthode des CP est le nombre  $n$  de régions considérées. En effet, l'inversion de matrices de dimension  $n \times n$  est un processus

non linéaire et l'augmentation du nombre de régions fait exploser le temps de calcul et l'espace mémoire nécessaire au stockage des matrices. On considère en général que 1000 à 5000 régions (dépendamment du nombre de groupes d'énergie) est le maximum que l'on peut utiliser dans le cadre d'un calcul multigroupe.

### 1.2.5.1.2 Calcul des matrices $p_{ij}$ , définition des lignes d'intégration :

La matrice des CP est généralement évaluée en deux étapes [Dahmani et al., 2007] :

- On définit des lignes d'intégration de manière à représenter suffisamment de trajectoires de neutrons : On décompose le domaine angulaire en une série de directions et associons à chaque direction  $\hat{\Omega}_m$  un poids  $\omega_m$  de telle manière que  $\int_0^{4\pi} d^2\Omega = \sum_m \omega_m \hat{\Omega}_m = 4\pi$ . On choisit ensuite un plan  $\Pi_{\hat{\Omega}_m}$  normal pour chaque direction et divise ce plan en une grille uniforme en générant ainsi une série de points d'intégration  $\vec{p}_{m,n}$  avec un poids  $\Pi_{m,n}$ . L'ensemble de l'espace est ainsi discrétisé en lignes et en points d'intégration, ce qu'on appelle le "tracking". Il faut alors identifier les intersections entre le tracking et les régions du problème à traiter de telle manière que nous puissions calculer explicitement les chemins optiques.
- Une intégration numérique des probabilités de collision est réalisée en utilisant le tracking et les sections efficaces totales dans chaque région. L'équation 1.20 peut alors s'écrire :

$$p_{ij} = \frac{1}{\Sigma_i \Sigma_j V_i} \sum_m \omega_m \sum_n \Pi_{m,n} \sum_k \delta_{i,V_k} \sum_h \delta_{j,V_h} [1 - e^{-\Sigma_i L_k}] e^{-\tau_{k,h}} [1 - e^{-\Sigma_j L_h}] \quad (1.23)$$

avec  $L_k$  la distance traversée à l'intérieur de la région  $V_k$  par un neutron généré au point  $\vec{p}_{m,n}$  et se déplaçant dans la direction  $\hat{\Omega}_m$ .

### 1.2.5.1.3 Méthode des courants d'interface :

Il existe une méthode approchée plus rapide en temps CPU appelée méthode des courants d'interface [Sanchez et McCormick, 1982]. Elle consiste à calculer séparément les matrices des CP de chaque cellule. On peut ensuite reconstruire le flux détaillé à partir des courants d'interface sur chaque cellule. Le flux angulaire sortant est exprimé selon une double expansion  $P_n$ . De la même manière que précédemment, on définit des probabilités de collision :

- $p_{ij}$  probabilité pour un neutron créé uniformément et isotropiquement dans la région  $i$  d'avoir sa première collision dans la région  $j$  sans sortir de la cellule.
- $p_{S_{\alpha}j}^{(\rho)}$  probabilité pour un neutron entrant uniformément dans la cellule avec la distribution angulaire  $\psi_{\rho}(\hat{\Omega}, \vec{N}^-)$  d'avoir sa première collision dans la région  $j$  sans sortir de la cellule.
- $p_{iS_{\beta}}^{(\nu)}$  probabilité pour un neutron créé uniformément et isotropiquement dans la région  $i$  de sortir de la cellule avec la distribution angulaire  $\psi_{\nu}(\hat{\Omega}, \vec{N}^+)$ .
- $p_{S_{\alpha}S_{\beta}}^{(\rho\nu)}$  probabilité pour un neutron entrant uniformément dans la cellule avec la distribution angulaire  $\psi(\hat{\Omega}, \vec{N}^-)$  de sortir de la cellule avec la distribution angulaire  $\psi_{\nu}(\hat{\Omega}, \vec{N}^+)$ .

À partir de ces grandeurs, on obtient le même type d'équations que les équations 1.15 et 1.21 mais sur un domaine spatial bien plus réduit ce qui accélère le calcul. Notons que dans le cas d'un système fini (un assemblage  $17 \times 17$  avec des réflexions sur ses bords par exemple), la méthode CP utilise le même formalisme que présenté ici mais les surfaces ne sont pas celles des cellules unitaires, ce sont celles de l'ensemble de l'espace étudié.

### 1.2.5.2 La méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques (MOC) [Askew, 1972] est basée sur la discrétisation de la forme caractéristique de l'équation de transport (équation 1.11). Elle s'appuie sur un calcul itératif du flux neutronique par la résolution de l'équation de transport sur des trajectoires traversant entièrement le domaine. Cette méthode est très proche de la méthode des CP. Elle utilise notamment la même procédure pour générer des lignes d'intégration. On suppose que le segment  $k$  passe à travers la région  $j$ , la relation locale entre les flux angulaires entrant et sortant est :

$$\Phi_j^{out}(k) = \Phi_j^{in}(k) + \left[ \frac{Q_j}{\Sigma_j} - \Phi_j^{in}(k) \right] (1 - e^{-\Sigma_j L_k}) \quad (1.24)$$

Le flux scalaire moyen est alors calculé en sommant sur toutes les directions et sur tous les points du tracking. On a donc :

$$\Phi_j = \frac{Q_j}{\Sigma_j} + \sum_m \omega_m \sum_n \Pi_{m,n} \sum_k \delta_{jV_k} (\Phi_j^{in}(k) - \Phi_j^{out}(k)) \quad (1.25)$$

Sur les frontières, les conditions de réflexions sont traitées par itération entre les courants entrant et sortant.

La méthode MOC a pour avantage de résoudre le même type d'équation que celle des CP mais avec une matrice de dimension de l'ordre de  $n + l$  au lieu de  $n^2$  ( $n$  étant le nombre de régions et  $l$  le nombre de surfaces), de plus la méthode MOC permet plus simplement de tenir compte de l'anisotropie du flux. Cependant cet avantage est accompagné de lourds défauts pratiques comme la nécessité de relire entièrement le fichier de tracking à chaque itération interne, ce qui implique la nécessité d'utiliser des méthodes d'accélération efficaces pour que cette méthode soit compétitive [Le Tellier, 2006].

### **1.2.5.3 Méthodes stochastiques**

Les méthodes stochastiques de résolution de l'équation de transport [Kalos et Whitlock] reposent sur une approche très différentes des deux méthodes précédemment présentées. Elle repose sur la méthode de Monte-Carlo : les "vies" de plusieurs millions de neutrons sont simulées en tenant compte de leurs interactions par l'utilisation d'une représentation exacte de la géométrie et d'une représentation continue en énergie des sections efficaces. Cette méthode est dite stochastique car elle repose pratiquement sur la génération de nombres aléatoires pour rendre compte du comportement statistique des interactions.

Cette méthode donne des résultats exacts dans la mesure où la géométrie et les interactions sont correctement simulées et où le nombre d'historiques de neutrons est suffisant. Ce dernier doit être très important ce qui entraîne que les temps de calcul des codes stochastiques sont souvent très longs. Ils sont donc généralement utilisés pour des calculs de référence.

## **1.2.6 Modèles d'auto-protection des résonances**

### **1.2.6.1 Position du problème**

Les isotopes lourds, de par la structure nucléaire de leur noyau, présentent pour certaines énergies très localisées du neutron incident de très fortes probabilités d'interaction. Ceci entraîne la nécessité d'une étape de calcul supplémentaire lorsque celui-ci est réalisé dans le formalisme multigroupe usuel à un nombre de groupes faible (entre 50 et 300) pour le traitement de la variable énergétique [Reuss et Coste-Delclaux, 2003].

Comme nous l'avons décrit à la section 1.2.4, la dépendance énergétique des diverses quantités est représentée par des fonctions constantes par morceaux. Or, dans une zone

d'énergie correspondant à une résonance, le flux neutronique est largement atténué. Par conséquent, un calcul avec une valeur moyenne de la section efficace dans cette zone (pondérée par un flux qui ne présente pas cette dépression) conduit à une large surestimation du taux de réaction associé. C'est ce qu'on appelle le phénomène d'auto-protection des résonances. Le calcul d'auto-protection est une étape de condensation qui consiste à calculer des estimés des taux de réaction moyens et des flux moyens pour chaque isotope résonnant et pour chaque groupe d'énergie qui présente des résonances de manière à obtenir des sections efficaces dites auto-protégées pour le calcul de flux multigroupe [Hébert et Marleau, 1991]. Ces valeurs moyennes peuvent être obtenues par interpolations directes (en fonction du paramètre de dilution calculé par le modèle d'auto-protection) dans des tables provenant du traitement des sections efficaces continues en énergie par un logiciel tel que NJOY99 [MacFarlane et Muir, 2000]. Les sections efficaces moyennes ainsi obtenues sont ensuite multipliées par des facteurs d'équivalence qui permettent de prendre en compte les effets non-linéaires de condensation. L'objectif de ce calcul est donc de calculer la section efficace microscopique auto-protégée  $\bar{\sigma}_{y,g}$  de l'isotope  $y$  dans le groupe énergétique  $g$  qui est définie ainsi ( $u$  étant la léthargie) :

$$\bar{\sigma}_{y,g} = \mu_g \frac{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma_y(u) \Phi(u)}{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \Phi(u)} \quad (1.26)$$

où  $\mu_g$  est un facteur de superhomogénéisation (SPH) obtenu par une procédure d'équivalence multigroupe.

La difficulté de cette étape réside dans le fait qu'à ce stade du calcul, nous n'avons pas encore évalué le flux (puisqu'il nécessite de connaître les sections efficaces auto-protégées). Il faudra donc réaliser certaines approximations pour obtenir un estimé du flux qui nous permette de calculer les sections efficaces auto-protégées par l'équation 1.26.

Comme nous le verrons par la suite, la façon de réaliser le calcul d'auto-protection des

résonances est un paramètre très sensible pour les résultats finaux. Dans ce travail, nous utiliserons la méthode de Stamm'ler généralisée qui a été implantée dans DRAGON [Hébert et Marleau, 1991].

### 1.2.6.2 Présentation de la méthode de Stamm'ler généralisée

On commence par supposer que la région étudiée ne possède qu'un seul isotope résonnant de densité  $N^*$ . En reprenant l'approche de la méthode des CP, on peut écrire :

$$\Phi_i(u) = \sum_{j=1}^I p_{ij}(u) [\mathcal{R}_j^+\{\Phi_j(u)\} + \mathcal{R}_j^*\{\Phi_j(u)\}] \quad (1.27)$$

avec :

- $\mathcal{R}_j^+\{\Phi_j(u)\} = \int_0^\infty du' \Sigma_{s,j}^+(u \leftarrow u') \Phi_j(u')$  l'opérateur de ralentissement dans la région  $j$  pour les réactions nucléaires avec un isotope léger.
- $\mathcal{R}_j^*\{\Phi_j(u)\} = \int_0^\infty du' \Sigma_{s,j}^*(u \leftarrow u') \Phi_j(u')$  l'opérateur de ralentissement dans la région  $j$  pour les réactions nucléaires avec un unique isotope lourd.

On simplifie l'équation 1.27 en utilisant une approximation classique proposée par Livolant et Jeanpierre [Livolant et Jeanpierre, 1974] et réutilisée par Stamm'ler et Abbate [Stamm'ler et Abbate, 1983] : on considère que le flux neutronique se factorise dans chaque région comme le produit d'une structure fine résonnante  $\varphi_i$  et d'une distribution régulière en léthargie  $\psi_i$ .

La structure fine est utilisée pour reformuler l'équation 1.26 à l'aide de l'intégrale de résonance efficace  $I_{y,g}$  et de la structure fine moyenne  $\bar{\varphi}_g$  :

$$\bar{\sigma}_{y,g} = \frac{I_{y,g}}{\bar{\varphi}_g} = \frac{\frac{1}{U_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma_y(u) \varphi(u)}{\frac{1}{U_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \varphi(u)} \quad (1.28)$$

La distribution  $\psi_i(u)$  est appelée le flux macroscopique. Elle est définie par la formule :

$$\psi_i = \frac{\mathcal{R}_j^+ \{\Phi_j(u)\}}{\Sigma_i^+(u)} \quad (1.29)$$

Une seconde approximation consiste à supposer que l'opérateur de ralentissement de l'isotope lourd agit sur une faible largeur en léthargie. On peut donc écrire :

$$\mathcal{R}_j^* \{\Phi_j(u)\} = \psi_i(u) \mathcal{R}_j^* \{\varphi_i(u)\} \quad (1.30)$$

Une troisième approximation est utilisée : on considère que la distribution  $\psi_i(u)$  est plate sur le domaine. On peut donc écrire l'équation 1.27 ainsi :

$$\varphi_i(u) = \sum_{j=1}^I p_{ij}(u) [\Sigma_j^+(u) + \mathcal{R}_j^* \{\varphi_j(u)\}] \quad (1.31)$$

Toutes les régions résonnantes sont alors fusionnées en une unique région notée  $x$ . On a alors :

$$p_{xx}(u) = \frac{1}{V_x} \sum_{i \in G_x} V_i \sum_{j \in G_x} p_{ij}(u) \quad (1.32)$$

La première approximation de Stamm'ler consiste à représenter  $p_{xx}$  par un développement rationnel à  $N$  termes du type :

$$p_{xx}(u) = \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_n(g)}{\Sigma_x^*(u) + \Sigma_{e,n}(g)}, \quad u_{g-1} \leq u \leq u_g \quad (1.33)$$

Dans le cadre de ce projet, nous ne rentrerons pas dans le détail du calcul des coefficients  $\alpha_n(g)$  et  $\Sigma_{e,n}(g)$ .

La deuxième approximation de Stamm'ler concerne le comportement de l'opérateur de ralentissement  $\mathcal{R}_x^* \{\varphi_x(u)\}$ . Dans l'ensemble de ce travail, on utilisera l'approximation de Goldstein-Cohen [Goldstein et Cohen, 1962] qui est une combinaison linéaire de

deux autres approximations (le modèle de la résonance fine et le modèle de la résonance large). On trouve ainsi un opérateur de ralentissement de la forme :

$$\mathcal{R}_x^*\{\varphi(u)\} = \lambda \Sigma_{px} + (1 - \lambda) \Sigma_{sx}^*(u) \varphi_x(u) \quad (1.34)$$

avec  $\lambda \in [0, 1]$ ,  $\Sigma_{px}$  la section efficace macroscopique potentielle de l'isotope résonnant et  $\Sigma_{sx}^*$  la section efficace macroscopique de diffusion de l'isotope résonnant.

On trouve alors la structure fine suivante :

$$\varphi(u) = \sum_{n=1}^N \alpha_n(g) \frac{\lambda \Sigma_{px} + \Sigma_{e,n}(g)}{\Sigma_x^*(u) - (1 - \lambda) \Sigma_{sx}^*(u) + \Sigma_{e,n}(g)} \quad (1.35)$$

Ce qui nous permet d'évaluer une intégrale de résonance efficace  $I_{y,g}$  d'après la formule donnée dans l'équation 1.28.

### 1.2.6.3 Normalisation de Livolant-Jeanpierre

Il nous reste maintenant à décrire comment calculer la structure fine moyenne sur le groupe  $g$  pour pouvoir appliquer la formule 1.28. Celle-ci est généralement calculée à partir de l'équation de conservation des neutrons sur une région homogène. On trouve :

$$\bar{\varphi}_g = 1 - \frac{1}{\bar{\Sigma}_{e,g}} \left[ I_g - \sum_h \frac{U_h}{U_g} I_s(g \leftarrow h) \right] \quad (1.36)$$

où  $I_g$  est l'intégrale de résonance efficace totale et  $I_s(g \leftarrow h)$  est l'intégrale de résonance efficace de transfert entre les groupes  $h$  et  $g$ .

Livolant et Jeanpierre ont montré que cette approche peut mener à des erreurs dans certains cas hétérogènes et ont proposé de remplacer la section efficace  $\bar{\Sigma}_{e,g}$  par la fonction de fuite  $E(\bar{\Sigma}_{x,g}^*) = \frac{1}{p_{xx} \bar{\Sigma}_{x,g}^*} - \bar{\Sigma}_{x,g}^*$ . On appelle cette procédure la normalisation de

Livolant-Jeanpierre.

### 1.2.7 Les modèles de fuite

Un modèle de fuite est indispensable pour traiter les cellules ou les assemblages qui se retrouveront dans un réacteur fini, en particulier s'ils sont étudiés avec un modèle en deux dimensions ou s'ils sont entourés de conditions frontières de réflexion. On utilise généralement un modèle de fuite  $B_n$  [Petrovic et Benoist, 1996] pour simuler les fuites de neutrons dans la cellule ou l'assemblage.

Dans un calcul de réseau, nous ne savons pas a priori dans quel état se trouve la cellule ou l'assemblage à l'intérieur du cœur, la meilleure approximation est donc de considérer que son état est stationnaire, c'est-à-dire que  $k_{\text{eff}} = 1$ . On adopte la stratégie suivante :

- Le calcul de flux à l'intérieur de la cellule ou de l'assemblage va être effectué dans des conditions sans fuite.
- Un modèle de fuite va être utilisé pour forcer  $k_{\text{eff}} = 1$ . En général, on utilise pour ce faire l'approximation du mode fondamental qui consiste à représenter le flux comme le produit d'une distribution macroscopique dans l'espace  $\psi(\vec{r})$  et d'un flux fondamental periodique ou homogène  $\varphi(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$ .

$$\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \psi(\vec{r}) \varphi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (1.37)$$

- Dans le cas d'un réseau périodique de cellules ou d'assemblages,  $\psi(\vec{r})$  est supposée être une propriété du cœur au complet et est solution de l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + B^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.38)$$

où le laplacien  $B^2$  est un nombre réel qui sert à ajuster  $\psi(\vec{r})$  de telle manière que  $k_{\text{eff}} = 1$ .

Sans la connaissance du flux dans le réacteur au complet, nous utilisons la solution générique de l'équation 1.38 :

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0 e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}} \quad (1.39)$$

où le vecteur  $\vec{B}$  est choisi de telle manière que son module vérifie l'équation 1.38. Nous allons supposer que nous pouvons calculer le taux de fuite en considérant que la cellule est homogène (le calcul des autres grandeurs se fait toujours avec une cellule hétérogène). Le flux de neutrons s'écrit alors :  $\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \varphi(E, \hat{\Omega}) e^{i\vec{B}\cdot\vec{r}}$  où  $\varphi(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$  est une grandeur complexe. On peut alors écrire l'équation 1.4 de la manière suivante :

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + i\vec{B}\cdot\hat{\Omega}] \varphi(E, \hat{\Omega}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \varphi(E', \hat{\Omega}') \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi k_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{aligned} \quad (1.40)$$

On développe la section efficace de diffusion à l'ordre 1 en polynôme de Legendre :

$$\Sigma_s(E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') = \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s,0}(E \leftarrow E') + \frac{3}{4\pi} \Sigma_{s,1}(E \leftarrow E') \hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' \quad (1.41)$$

On intègre alors l'équation 1.40 avec deux pondérations différentes. On obtient au final l'équation suivante :

$$\begin{aligned} [\Sigma(E) + d(B, E)B^2] \varphi(E) &= \int_0^\infty dE' \Sigma_{s,0}(E \leftarrow E') \varphi(E') \\ &+ \frac{\chi(E)}{4\pi k_{\text{eff}}} \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(E') \varphi(E') \end{aligned} \quad (1.42)$$

avec  $d(B, E) = \frac{i}{B^2 \varphi(E)} \vec{B} \cdot \int_{4\pi} d^2\Omega \hat{\Omega} \varphi(E, \hat{\Omega})$  le coefficient de fuite qui dépend notamment de  $\Sigma_{s,1}(E \leftarrow E')$ . Il est aisé de passer de ces valeurs à des grandeurs multigroupes.

Nous pouvons utiliser trois hypothèses distinctes pour réaliser le calcul de  $d(B, E)$  [Petrovic et Benoist, 1996] :

- L'hypothèse B0 homogène : On suppose que la section efficace de diffusion est isotrope ( $\Sigma_{s,1}(E \leftarrow E') = 0$ ) et que  $d(B, E)$  ne dépend pas de la région.
- L'hypothèse B1 homogène : On suppose que la section efficace de diffusion est anisotrope ( $\Sigma_{s,1}(E \leftarrow E') \neq 0$ ) et que  $d(B, E)$  ne dépend pas de la région.
- L'hypothèse B1 hétérogène : On suppose que la section efficace de diffusion est anisotrope ( $\Sigma_{s,1}(E \leftarrow E') \neq 0$ ) et que  $d(B, E)$  dépend de la région.

Dans le cadre de la méthode des probabilités de collision, le modèle de fuite peut être inséré de différentes manières. L'une d'elles consiste à remplacer l'équation 1.22 par l'équation :

$$\Phi_g = \mathcal{W}_g [\mathbf{Q}_g^* - d_g(B)B^2\Phi_g] \quad (1.43)$$

### 1.2.8 Homogénéisation et condensation

A l'issu d'un calcul de flux à partir de l'équation de transport dans le formalisme multi-groupe, nous obtenons des flux, des taux de réaction et des sections efficaces pour chaque région et chaque groupe d'énergie. Or pour l'étape suivante du schéma de calcul, nous avons souvent besoin de propriétés moyennées sur des macro-régions (homogénéisation) et des macro-groupes d'énergie (condensation) [Courau, 2004].

Les grandeurs sont définies sur un espace à  $N \times G$  dimensions ( $N$  régions et  $G$  groupes d'énergie). On cherche de nouvelles grandeurs sur un espace à  $M \times K$  dimensions de telle manière que :

- à chaque indice  $k \in [1, K]$ , correspond un ensemble d'indices  $g \in [1, G] : G_k$
- à chaque indice  $m \in [1, M]$ , correspond un ensemble d'indices  $n \in [1, N] : N_m$

On a évidemment :  $G = \bigcup_{k=1}^K G_k$  et  $N = \bigcup_{m=1}^M N_m$

Les propriétés homogénéisées et condensées sont définies de manière à conserver les flux et les taux de réaction. On applique les formules suivantes :

$$\text{Volumes :} \quad V_m = \sum_{i \in N_m} V_i \quad (1.44)$$

$$\text{Flux :} \quad \Phi_{m,k} = \frac{1}{V_m} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \quad (1.45)$$

$$\text{Section efficace totale :} \quad \Sigma_{m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \Sigma_{i,g} \quad (1.46)$$

Section efficace de diffusion :

$$\Sigma_{s,m,k \leftarrow l} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,l}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} \sum_{h \in G_l} V_i \Phi_{i,h} \Sigma_{s,i,g \leftarrow h} \quad (1.47)$$

Section efficace de fission :

$$\nu \Sigma_{f,m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \nu \Sigma_{f,i,g} \quad (1.48)$$

Spectre de fission :

$$\chi_{m,k} = \frac{\sum_{i \in N_m} V_i \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \sum_{g \in G_k} \chi_{g,j} \sum_{h=1}^G \Phi_{i,h} \nu \Sigma_{f,i,h,j}}{V_m \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \sum_{h=1}^K \nu \Sigma_{f,m,h,j} \Phi_{m,h}} \quad (1.49)$$

Dans l'ensemble de ce travail, on condensera les sections efficaces calculées lors du calcul de réseau en deux macro-groupes énergétiques séparés à 0,625 eV. Le groupe le plus énergétique sera appelé rapide et le moins énergétique sera appelé thermique.

### 1.2.9 Équivalence transport-transport et transport-diffusion

Si nous réalisons un nouveau calcul de transport avec les sections efficaces homogénéisées et condensées, nous n'obtiendrons pas exactement les mêmes taux de réaction. Ceci est dû au fait que l'équation de transport n'est pas linéaire par rapport aux sections efficaces. Pour garantir l'égalité entre les anciens et les nouveaux taux de réaction, on modifie les sections efficaces homogénéisées et condensées de toutes les réactions en les multipliant par un unique coefficient  $\mu_{m,k}$  appelé facteur d'équivalence. Cette étape est appelée l'équivalence transport-transport [Hébert et Mathonnière, 1993].

On utilise la même technique pour réaliser une équivalence entre le calcul de transport et le calcul de diffusion. Dans le cas d'une équivalence transport-diffusion, il faut en plus corriger certains effets d'approximation de la diffusion. En particulier, on peut utiliser la normalisation de Selengut [Selengut, 1960] qui consiste à introduire des facteurs de discontinuité qui induisent une condition de discontinuité aux interfaces entre assemblages dans le calcul du cœur. Ils sont utilisés dans les calculs de diffusion homogène en normalisant simplement les sections efficaces et les coefficients de diffusion.

Dans ce travail, nous n'avons pas fait d'études sur l'influence des différentes techniques d'équivalence disponibles dans DRAGON.

### 1.2.10 Calcul d'évolution

Le calcul d'évolution consiste à suivre les concentrations isotopiques des mélanges au cours du temps. L'objectif est de déterminer le bilan matière en fonction du taux de combustion du combustible (burnup). Celui-ci est exprimé en général en mégawatt jour par tonne de matériaux lourds (MWj/t).

Les équations qui régissent les concentrations isotopiques sont les équations de Bate-

man :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j [(\sigma_{j \rightarrow i} + Y_i \sigma_{f,j}) \Phi + \lambda_{j \rightarrow i}] N_j - (\sigma_{a,i} + \lambda_i) N_i \quad (1.50)$$

où

- $N_i$  est la concentration de l'isotope  $i$ ,
- $\sigma_{j \rightarrow i}$  est la section efficace des réactions conduisant à la formation de l'isotope  $i$  à partir de l'isotope  $j$ ,
- $Y_i$  est le rendement de fission : c'est la probabilité qu'à l'issue d'une fission l'isotope  $i$  soit produit (elle est nulle pour un atome lourd),
- $\sigma_{f,j}$  est la section de fission de l'isotope  $j$ ,
- $\lambda_{j \rightarrow i}$  est la constante de décroissance radioactive de l'isotope  $j$  qui conduit à la formation de l'isotope  $i$ ,
- $\sigma_{a,i}$  est la section d'absorption de l'isotope  $i$ ,
- $\lambda_i$  est la constante de décroissance radioactive de l'isotope  $i$ .

Ces équations forment un système d'équations différentielles couplées qui est résolu par un processus itératif. Celui-ci repose sur l'hypothèse que le flux neutronique est constant sur une certaine période de temps. Il est donc nécessaire de découper le temps en intervalles (que nous nommerons "pas de burnup") où cette hypothèse est vérifiée.

En résolvant ce système pour les différents pas de burnup, on peut ainsi construire une bibliothèque de sections efficaces qui sera utilisée par le code de cœur qui réalisera des interpolations des sections efficaces à la valeur de burnup requise.

### 1.3 Équation de diffusion

Le calcul complet du flux neutronique dans le cœur d'un réacteur de puissance est pour l'heure trop complexe pour être mené avec l'équation de transport. L'opérateur angulaire  $\hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$  est la source de beaucoup de difficultés de traitement comme nous avons pu le montrer précédemment. L'objectif que nous devons nous fixer est donc de réaliser des approximations sur le flux neutronique qui permettent de simplifier cette expression.

#### 1.3.1 La loi de Fick

##### 1.3.1.1 Approximation $P_1$

Pour résoudre l'équation de transport que nous avons présentée au début de ce chapitre, on effectue un développement du flux neutronique en harmoniques sphériques en conservant les  $N + 1$  premiers termes [Bell et Glasstone, 1970]. C'est ce qu'on appelle l'approximation  $P_N$ . La théorie de la diffusion est issue de l'approximation  $P_1$  où seuls les deux premiers termes sont conservés. Le flux s'écrit donc :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \left[ \Phi_g(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) \right] \quad (1.51)$$

où  $\vec{J}_g(\vec{r})$  est la densité de courant angulaire :  $\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \hat{\Omega} \cdot \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$

De même, on développe à l'ordre 1 en série harmonique la section efficace de diffusion.

On trouve :

$$\Sigma_{s,g}(\vec{r}, \hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}') \approx \frac{1}{4\pi} \left[ \Sigma_{s,g,0}(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' \Sigma_{s,g,1}(\vec{r}) \right] \quad (1.52)$$

En remplaçant dans l'équation 1.9 et en intégrant sur l'angle solide, on obtient alors le

bilan de population neutronique simplifié :

$$\begin{aligned} \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) &= \sum_{h=0}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \\ &+ \frac{\chi(E)}{k_{\text{eff}}} \sum_{h=0}^G \nu \Sigma_{f,g}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \end{aligned} \quad (1.53)$$

### 1.3.1.2 Utilisation de la loi de Fick

L'équation précédente dépend de deux variables : le flux et le courant neutroniques. On utilise alors une modélisation classique en physique appelé la loi de Fick qui consiste à considérer que les particules (ici les neutrons) se déplacent globalement de la région où leur concentration est la plus grande vers celle où elle est la plus faible. Cette loi s'écrit :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) \quad (1.54)$$

On utilise la même forme de flux que pour le calcul de fuite de type  $B_n$  :  $\Phi_g(\vec{r}) = \varphi_g e^{\vec{B} \cdot \vec{r}}$ .

On écrit également :  $\vec{J}_g(\vec{r}) = \vec{J}_g e^{\vec{B} \cdot \vec{r}}$ . En remplaçant dans l'équation 1.54, on trouve :

$$D_g = \frac{1}{B} \frac{i J_g}{\varphi_g} \quad (1.55)$$

En remplaçant dans l'équation 1.53 on trouve :

$$\begin{aligned} -\vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) + \Sigma_{g,0}(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) &= \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0} \Phi_h(\vec{r}) \\ &+ \frac{1}{k_{\text{eff}}} \chi_g(\vec{r}) \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \end{aligned} \quad (1.56)$$

Cette équation peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\left( \lambda [\chi] [\nu \Sigma_f]^T - \left( [\Sigma] - \vec{\nabla} \cdot [D] \vec{\nabla} \right) \right) [\Phi] = 0 \quad (1.57)$$

terme de production                      terme d'élimination

Avec  $\lambda = \frac{1}{k_{\text{eff}}}$ .

Ceci est un problème aux valeurs propres. Le flux nul est une solution triviale de cette équation. Il existe de nombreuses solutions non triviales pour différentes valeurs propres de  $\lambda$ . Celle qui correspond à la plus grande des valeurs absolues de  $k_{\text{eff}}$  est le mode fondamental et nous donne le  $k_{\text{eff}}$  du réacteur. Seule cette solution a une signification physique car c'est la seule qui conduit à des flux de neutrons entièrement positifs. Les autres vecteurs propres sont appelés des harmoniques et peuvent être utiles pour des calculs de perturbation.  $k_{\text{eff}}$  correspond physiquement au rapport entre les nombres de neutrons entre deux générations successives. Ainsi, on dira qu'un réacteur est critique si  $k_{\text{eff}} = 1$ , sous-critique si  $k_{\text{eff}} < 1$  et sur-critique si  $k_{\text{eff}} > 1$ .

À l'état stationnaire, un réacteur doit être critique. Il importe donc de contrôler précisément la réactivité de l'ensemble. Cela n'empêche pas certaines zones d'être sur-critiques, mais cela impose qu'elles soient compensées par des régions sous-critiques.

### 1.3.2 Conditions frontières

De même que pour l'équation de transport, l'équation de diffusion doit être complétée par des conditions frontières pour fermer le système. Le flux de neutrons est une distribution continue et le courant de neutrons doit être continu à travers n'importe quelle surface virtuelle.

Soit un plan d'abscisse  $x_0$  et de normale unitaire  $\vec{N}$ , les deux conditions de continuité

s'écrivent :

$$\forall y \text{ et } z \quad \Phi_g(x_0^-, y, z) = \Phi_g(x_0^+, y, z) \quad (1.58)$$

$$\forall y \text{ et } z \quad \vec{J}_g(x_0^-, y, z) \cdot \vec{N} = \vec{J}_g(x_0^+, y, z) \cdot \vec{N} \quad (1.59)$$

En utilisant la loi de Fick, cette dernière équation peut s'écrire :  $\forall y$  et  $z$

$$-D_g(x_0^-, y, z) \frac{d}{dx} \Phi_g(x, y, z)|_{x=x_0^-} = -D_g(x_0^+, y, z) \frac{d}{dx} \Phi_g(x, y, z)|_{x=x_0^+} \quad (1.60)$$

Cette équation fait apparaître clairement que le gradient du flux est discontinu chaque fois que le coefficient de diffusion est discontinu, c'est-à-dire, à chaque changement de milieu. Ces conditions frontières doivent être vérifiées sur l'ensemble de la limite où nous calculons le flux (donc les limites du réacteur), sauf si certaines symétries nous permettent de réduire notre domaine d'étude.

### 1.3.3 Discrétisation de l'équation de diffusion

La discrétisation de l'équation de diffusion consiste à transformer l'équation différentielle en un système matriciel qui peut être résolu par des techniques d'analyse numérique. Il existe une grande variété de méthodes de discrétisation de l'équation de diffusion ; dans ce projet nous n'en présenterons qu'une seule : la méthode des différences finies centrées.

Nous présentons ici l'approche la plus simple de cette méthode. Elle consiste à discrétiser spatialement le domaine en  $M$  sous-régions indicées  $m$  et à considérer que le flux moyen sur la sous-région est égal au flux local en son centre. Dans le cas qui nous intéresse, nous utiliserons uniquement des discrétisations cartésiennes. Pour des raisons de clarté, nous présentons ici les formules pour une discrétisation selon une dimension,

mais cette méthode est aisément transposable (avec des formules beaucoup plus lourdes) à trois dimensions. Dans ces conditions, on obtient les équations :

$$\Phi_m = \Phi(x_m) = \frac{1}{\Delta x_m} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} dx \Phi(x) \quad (1.61)$$

et

$$-D_m \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} dx \frac{d^2 \Phi}{dx^2} + \Sigma_{r,m} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} dx \Phi(x) = \Delta x_m Q_{r,m} \quad (1.62)$$

L'équation 1.62 peut être intégrée de la manière suivante :

$$-D_m \left[ \Phi' \left( x_{m+1/2}^- \right) - \Phi' \left( x_{m-1/2}^+ \right) \right] + \Delta x_m \Sigma_{r,m} = \Delta x_m Q_{r,m} \quad (1.63)$$

Pour trouver une expression de  $\Phi' \left( x_{m-1/2}^+ \right)$ , on développe  $\Phi$  en série de Taylor aux points  $x_m$  et  $x_{m-1}$  :

$$\Phi(x_m) = \Phi(x_{m-1/2}) + \frac{\Delta x_m}{2} \Phi' \left( x_{m-1/2}^+ \right) \quad (1.64)$$

$$\Phi(x_{m-1}) = \Phi(x_{m-1/2}) - \frac{\Delta x_{m-1}}{2} \Phi' \left( x_{m-1/2}^- \right) \quad (1.65)$$

De plus, nous savons que le courant neutronique doit être continu, on a donc :

$$D_{m-1} \Phi' \left( x_{m-1/2}^- \right) = D_m \Phi' \left( x_{m-1/2}^+ \right) \quad (1.66)$$

À partir de ces équations on peut trouver une expression de  $\Phi' \left( x_{m-1/2}^+ \right)$  comme une combinaison linéaire de  $\Phi(x_m)$  et  $\Phi(x_{m-1})$ . De même on trouve une expression de  $\Phi' \left( x_{m+1/2}^- \right)$  comme une combinaison linéaire de  $\Phi(x_m)$  et  $\Phi(x_{m+1})$ . On peut alors se ramener à un système matriciel de la forme :  $\mathcal{A} \Phi = \mathbf{Q}$  avec  $\Phi = (\Phi_1, \dots, \Phi_M)$ . Différentes techniques existent pour résoudre ce type de système comme l'élimination de Gauss ou la factorisation de Cholesky que nous ne présenterons pas ici.

## 1.4 Codes utilisés

### 1.4.1 Le code de réseau déterministe DRAGON

Le code DRAGON [Marleau et al., 2006] créé par l'Institut du Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal (IGN) résulte d'un effort de rationalisation concerté qui consistait à unifier en un seul code différents modèles et algorithmes utilisés pour la résolution de l'équation de transport des neutrons. Ainsi le code de cellule DRAGON est divisé en différents modules de calculs qui sont reliés entre eux via le programme de contrôle généralisé du groupe d'analyse nucléaire [Roy et Hébert, 2000], l'échange d'information entre les différents modules étant assuré par des structures de données.

Dans ce projet nous travaillerons avec la version 3.05 du logiciel. Les principales composantes de cette version sont :

- Les modules d'analyse de géométrie générant des fichiers de lignes d'intégration. Nous utiliserons dans nos études trois d'entre eux : le module SYBILT : qui crée des ligne d'intégration pour un calcul aux courants d'interfaces en milieu hétérogène, le module EXCELT : qui crée des lignes d'intégration pour un calcul complet de cellule et le module NXT : qui est semblable à EXCELT : mais qui permet en plus d'utiliser des géométries par bloc.

DRAGON permet deux types de conditions frontières de réflexion pour les lignes d'intégration (pour les modules EXCELT : et NXT :). La condition de réflexion spéculaire consiste à considérer un tracking cyclique qui représente exactement la trajectoire d'un neutron qui ne subirait aucune collision ceci est équivalent à une réflexion spéculaire. La condition de réflexion blanche consiste à renvoyer le neutron de manière isotrope après sa sortie du volume.

DRAGON peut utiliser des géométries 1-D, 2-D et 3-D. Dans ce travail, nous

n'utiliserons que des modèles en deux dimensions.

- Le module de calcul des sections efficaces auto-protégées SHI : utilisant la méthode de Stamm'ler généralisée et qui propose d'utiliser la normalisation de Livolant-Jeanpierre (option LJ) ou non (option NOLJ) [Hébert et Marleau, 1991].
- Un module de calcul des probabilités de collision à partir des fichiers de lignes d'intégration : ASM : .
- Le module de résolution pour le flux multigroupe utilisant les probabilités de collision : FLU : .
- Le module de résolution pour le flux multigroupe utilisant la méthode des caractéristiques cycliques : MOCC : .

Il est à noter que les deux modules de résolution multigroupes pour les flux permettent des calculs des problèmes à valeur propre incluant des contributions dues aux neutrons de fission et aux fuites avec laplacien fixe (type K) ou imposé (type B). Ils utilisent la méthode d'itération des puissances et une accélération constituée d'une méthode d'accélération variationnelle et d'un rééquilibrage multigroupe [Marleau et Hébert, 1985].

- Le module d'édition EDI: qui réalise l'homogénéisation et la condensation des sections efficaces.

DRAGON peut finalement lire et traiter différents formats de sections efficaces microscopiques incluant:

- MATXS [MacFarlane, 1984]
- WIMS-D4 [Askew et al., 1966]
- WIMS-AECL [Donnelly, 1986]

- APOLLO [Hoffman et al., 1973]

#### **1.4.2 Le code de réseau déterministe APOLLO2**

Au cours de ce travail, nous utiliserons des calculs réalisés avec le code APOLLO version 2.8 [Sanchez et al., 1998]. Ce code a été développé par le laboratoire CEA-Saclay. La première version a été commercialisée en 1987. Il est écrit en langage ESOPE basé sur le FORTRAN 77. Ce code permet de réaliser des calculs de transport avec la méthode des probabilités de collision ou la méthode des caractéristiques.

APOLLO2 utilise uniquement les bibliothèques de sections efficaces fournies par le CEA. Nous utiliserons une bibliothèque à 281 groupes d'énergie éditée en 2005 par le CEA à partir de l'évaluation nucléaire JEFF-3.1.

APOLLO2 utilise une méthode de dilution pour les calculs d'auto-protection des résonances différente de la méthode de Stamm'ler. Cette méthode repose sur l'utilisation de deux modèles : le modèle statistique qui traite de nombreuses résonances étroites statistiquement distribuées dans un groupe et le modèle "Wide Resonance" qui traite une résonance large isolée dans un groupe. Les autres options que nous avons présentées pour DRAGON sont disponibles dans APOLLO2.

#### **1.4.3 Le code de réseau stochastique MCNP4**

Le code Monte-Carlo N-Particle transport (MCNP) est actuellement l'un des codes de calcul de transport de particules et d'interaction avec la matière les plus utilisés dans le monde. Ses domaines d'application sont très vastes et variés, que ce soit pour la radioprotection, la dosimétrie, l'imagerie médicale, les calculs de réacteurs ou toute autre installation nucléaire. Il est développé par le Los Alamos National Laboratory qui en est

propriétaire.

Nous utiliserons des calculs réalisés avec le code MCNP dans la version 4C2. Nous appellerons cette version MCNP4.

#### **1.4.4 Le code de cœur déterministe DONJON**

Le code de cœur DONJON [Varin et al., 2005] a été développé par l'IGN. Ce code utilise également le programme de contrôle généralisé du groupe d'analyse nucléaire. Il est un complément naturel à DRAGON et il permet d'effectuer de nombreuses analyses statiques des calculs de flux direct ou adjoint, des harmoniques et d'adjoints généralisés. De plus, en se servant d'approximations quasi-statiques (améliorée et généralisée), il permet aussi les études en cinétique espace-temps. Dans ce travail, nous utiliserons la version 3.01 de ce logiciel.

Ce logiciel permet le calcul du flux dans le cœur du réacteur en utilisant le module TRIVAC pour résoudre l'équation de diffusion des neutrons en trois dimensions par des méthodes d'éléments finis ou de différences finies.

## CHAPITRE 2

### ÉTUDE DE CELLULE DE RÉACTEUR DE TYPE REP

Une cellule unitaire est le motif élémentaire d'un cœur de réacteur nucléaire de type REP. Dans le passé, c'est sur ce motif que les calculs précis sur l'équation de transport étaient menés. Aujourd'hui, les nouvelles capacités des ordinateurs et les codes modernes de calcul neutronique ont rendu possible les calculs de transport sur l'assemblage en entier. Néanmoins, l'étude d'une cellule unitaire peut se révéler très intéressante pour l'étude de différents paramètres grâce à la simplicité de la géométrie et à la rapidité des calculs. C'est dans cette optique que nous avons décidé de modéliser une cellule de type REP.

#### 2.1 Modélisation d'une cellule

La modélisation de cellules est directement associée à l'utilisation que nous voulons en faire. En effet, on peut étudier une cellule dont la géométrie serait exactement celle rencontrée dans un assemblage pour en extraire des sections efficaces condensées, homogénéisées et les insérer ensuite dans un calcul d'assemblage simplifié. Mais on peut aussi imaginer des modélisations de cellules qui pourraient représenter le réacteur plus globalement afin d'en extraire des effets macroscopiques. Ainsi on peut être amené à modifier le taux de modération pour tenir compte des trous d'eau et de la lame d'eau ou à imposer certaines conditions frontières.

### 2.1.1 Description des cellules étudiées

Nous avons réalisé l'étude de cellule de réacteur de type REP dans le cadre des benchmarks proposés par R. Mosteller [Mosteller, 2006]. Cette étude a fait l'objet d'un article écrit pour la conférence M&C + SNA 2007 [Le Mer et Marleau, 2006]. Ces benchmarks ont comme objectif de calculer les coefficients Doppler sur la réactivité pour une cellule de combustible REP en 2-D. Ces benchmarks sont proposés comme un prolongement de deux séries de benchmarks [Mosteller et al., 1991a, Mosteller et al., 1991b]. Leur géométrie très simple a permis à de nombreuses organisations d'utiliser leur code de cellule pour produire des résultats fiables. Cependant, ces benchmarks étaient limités à des combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX faiblement enrichis.

La nouveauté de ces benchmarks est de proposer une étude sur 16 types de combustibles différents : 7 combustibles  $\text{UO}_2$  avec des enrichissement en  $^{235}\text{U}$  allant de l'uranium naturel à 5,0 % en masse (on nommera ces combustibles  $\text{UO}_2$ ), 5 combustibles MOX dont le plutonium est issu du recyclage de combustible de réacteur usé avec des teneurs en plutonium variant de 1,0 à 8,0 % en masse (on nommera ces combustibles MOX-RECY) et 4 combustibles MOX dont le plutonium est issu de combustible militaire avec des teneurs en plutonium variant de 1,0 à 6,0 % en masse (on nommera ces combustibles MOX-MILI). Les teneurs isotopiques en plutonium des deux types de combustible MOX utilisés sont données dans le tableau 2.1. Lors de l'étude de la discrétisation spatiale et du choix des conditions de réflexion, nous utiliserons le combustible  $\text{UO}_2$  avec de l'uranium enrichi à 3,9 % en  $^{235}\text{U}$  pour réaliser nos calculs.

Le cas étudié est l'élévation de température du combustible de 600 K à puissance nulle (Hot Zero Power - HZP) à 900 K à pleine puissance (Hot Full Power - HFP). On considère que cette hausse de température entraîne une augmentation de 0,1 % du rayon du combustible et que la température de la gaine et du modérateur reste fixe à 600 K. Le modérateur est de l'eau contenant 1400 ppm de bore et la gaine est constituée de

Tableau 2.1 Teneur isotopique en plutonium (% atomique)

Isotope	MOX-RECY	MOX-MILI
$^{239}\text{Pu}$	45,0	93,6
$^{240}\text{Pu}$	30,0	5,9
$^{241}\text{Pu}$	15,0	0,4
$^{242}\text{Pu}$	10,0	0,1

zirconium naturel pur.

La cellule de référence est décrite sur la Figure 2.1 où, du centre vers l'extérieur, les régions sont :

- le combustible avec un rayon externe de 0,39398 cm et 0,39433 cm respectivement pour les conditions HZP et HFP,
- le trou d'air avec un rayon externe de 0,40226 cm,
- la gaine avec un rayon externe de 0,45972 cm,
- le modérateur.

Le côté de la cellule mesure 1,26678 cm.

### 2.1.2 Discrétisation spatiale

DRAGON permet de tenir compte des symétries internes de la cellule, nous pourrions donc nous contenter de mener notre étude sur un huitième de cellule. Cela permettra de limiter le nombre de régions indépendantes pour lesquelles la distribution des flux est évaluée et donc d'accélérer le calcul sans perdre de précision.

L'objectif de cette étude est de calculer le coefficient Doppler avec une précision de

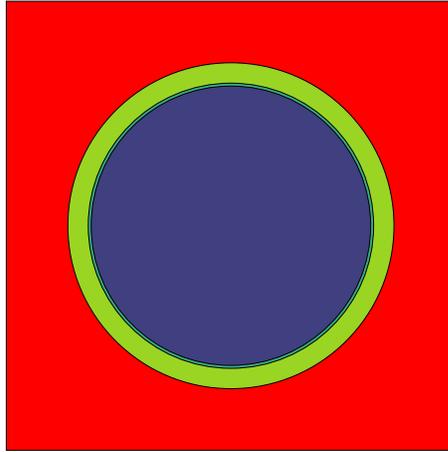


Figure 2.1 Cellule de référence

l'ordre de 0,01 pcm/K. La formule définissant le coefficient Doppler est :

$$\text{Coefficient Doppler} = \frac{\left(1 - \frac{1}{k_{\text{eff,HFP}}}\right) - \left(1 - \frac{1}{k_{\text{eff,HZP}}}\right)}{T_{\text{HFP}} - T_{\text{HZP}}} \quad (2.1)$$

L'écart entre les températures des conditions HZP et HFP est de 300 K. Pour s'assurer d'obtenir la précision souhaitée on doit donc connaître les  $k_{\text{eff}}$  avec une précision de l'ordre de 3 pcm.

DRAGON peut résoudre les équations de probabilités de collision en utilisant uniquement le problème avec la géométrie à quatre régions de la Figure 2.1 mais cette solution ne serait pas précise car l'approximation de source plate ne serait pas vérifiée. Nous avons donc discrétisé spatialement notre géométrie pour le calcul de transport neutronique. Nous avons tenté différentes discrétisations spatiales dans le but d'avoir des flux convergés. Pour le calcul de flux, nous avons défini trois discrétisations différentes qui peuvent être utilisées par les modules de tracking EXCEL T : ou NXT :

L'ensemble des calculs de convergence est réalisé avec un combustible  $\text{UO}_2$  enrichi à 3,9 % et une bibliothèque de sections efficaces à 172 groupes d'énergie endfb6gx qui

Tableau 2.2 Convergence du  $k_{\text{eff}}$  avec la discrétisation cartésienne

Discrétisations cartésiennes	$k_{\text{eff}}$	écarts relatifs avec la référence (pcm)
$1 \times 1$	1,23634	33
$3 \times 3$	1,23630	30
$8 \times 8$	1,23607	11
$13 \times 13$	1,23593	référence
$18 \times 18$	1,23597	3
$23 \times 23$	1,23588	-4

sera présentée dans la section 2.2.1.

### 2.1.2.1 La discrétisation pour calcul rapide

Notre modèle simple utilise deux géométries différentes pour les conditions HFP et HZP. Cette méthode est supposée être moins fiable que les suivantes car elle implique une différence sur les trackings. Néanmoins elle coûte beaucoup moins cher en temps CPU et donne des résultats assez précis comme nous le verrons. Ce modèle consiste en une discrétisation de la cellule selon le repère cartésien. Nous présentons dans le tableau 2.2 la convergence du  $k_{\text{eff}}$  à 600 K en fonction du nombre de subdivisions. Ces calculs ont été réalisés avec l'option de réflexion spéculaire (nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe 2.1.3). Le modèle de référence consiste en  $13 \times 13$  subdivisions du repère cartésien pour assurer la convergence en  $k_{\text{eff}}$  à 10 pcm.

Nous avons également tenté de rajouter des discrétisations radiales du combustible en plus des discrétisations cartésiennes. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.3. Il est intéressant de remarquer qu'à partir d'une discrétisation cartésienne  $8 \times 8$ , rajouter des discrétisations radiales du combustibles a un effet inférieur à notre précision sur le  $k_{\text{eff}}$ . Ceci se comprend dans la mesure où le découpage du combustible est déjà raffiné par la discrétisation cartésienne en 5 régions sur un huitième de cellule, et il apparaît que

Tableau 2.3 Convergence du  $k_{\text{eff}}$  avec la discrétisation radiale du combustible

	$1 \times 1$	$3 \times 3$	$8 \times 8$	$13 \times 13$
1 couronne	1,23634	1,23630	1,23607	1,23593
2 couronnes	1,23637	1,23632	1,23607	1,23593
4 couronnes	1,23641	1,23636	1,23609	1,23593
8 couronnes	1,23642	1,23637	1,23609	1,23594

ce découpage du barreau de combustible est suffisant.

Le problème que nous avons à résoudre contient ainsi 44 régions et 7 surfaces par groupe d'énergie pour 1/8 de cellule comme représenté sur la Figure 2.2a. La discrétisation du tracking est alors de 0,002 cm pour permettre un calcul des volumes et des surfaces avec des erreurs inférieures à 1 %. On indicera, dans la suite de cette étude, cette géométrie par "a". Le tracking peut être effectué avec les modules EXCELT : et NXT : . Ces deux méthodes donnent le même résultat au pcm près.

Cette discrétisation ne nous assure pas une précision aussi fine que nous le souhaitons mais elle est intéressante dans la mesure où il s'agit de calculer une différence entre les  $k_{\text{eff}}$ , les erreurs dues à la discrétisation pourraient donc se compenser et finalement nous donner le bon résultat.

### 2.1.2.2 Les modèles fins

Deux modèles plus compliqués ont été définis de telle manière qu'on utilise une seule géométrie pour les conditions HZP et HFP. Cela permet d'utiliser pour les deux cas le même tracking et nous affranchit ainsi d'une incertitude. Pour ce faire, on crée une très fine couronne qui sera remplie avec de l'air ou avec du combustible respectivement dans les conditions HZP et HFP. Compte tenu de la finesse du tracking qui sera nécessaire, nous devons tenter de limiter le nombre de régions et donc essayer de mieux suivre les

géométries de la cellule. Nous avons retenu deux méthodes.

- La première géométrie considérée consiste à prolonger la discrétisation radiale au-delà de la gaine du combustible et à rajouter des discrétisations cartésiennes sur les bords pour bien modéliser les coins. Notre étude sur la discrétisation qui permettrait une convergence des flux de neutrons nous a conduits à la conclusion que nous devons utiliser 5 subdivisions radiales à l'intérieur du combustible, 6 à l'extérieur et 6 subdivisions cartésiennes sur les bords de la cellule comme le montre la Figure 2.2b. Le problème à résoudre inclut donc 62 régions et 7 surfaces par groupe d'énergie pour 1/8 de cellule. On indicera, dans la suite de cette étude, cette géométrie par "b". Le tracking peut être effectué avec les modules EXCELT : et NXT : . Ces deux méthodes donnent le même résultat au pcm près.
- L'autre option est d'utiliser une discrétisation bloc par bloc rendue possible par l'intégration du module NXT : dans DRAGON version 3.05 (le module EXCELT : ne peut pas être utilisé pour cette géométrie). Notre étude sur la discrétisation qui permettrait une convergence des flux de neutrons nous a conduits à la conclusion que nous devons utiliser 5 subdivisions radiales à l'intérieur du combustible et  $30 \times 30$  subdivisions cartésiennes du modérateur comme le montre la Figure 2.2c. Le problème à résoudre inclut donc 93 régions et 15 surfaces par groupe d'énergie pour 1/8 de cellule. On indicera, dans la suite de cette étude, cette géométrie par "c".

Avec ces deux géométries, on atteint la précision souhaitée de 3 pcm sur les  $k_{\text{eff}}$ . Un tracking très fin a été nécessaire pour assurer que les volumes des régions et les surfaces au bord de la cellule puissent être évalués numériquement avec une erreur inférieure à 1,0 %. Ici, l'espace de séparation des lignes d'intégration est de 0,001 à 0,0005 cm

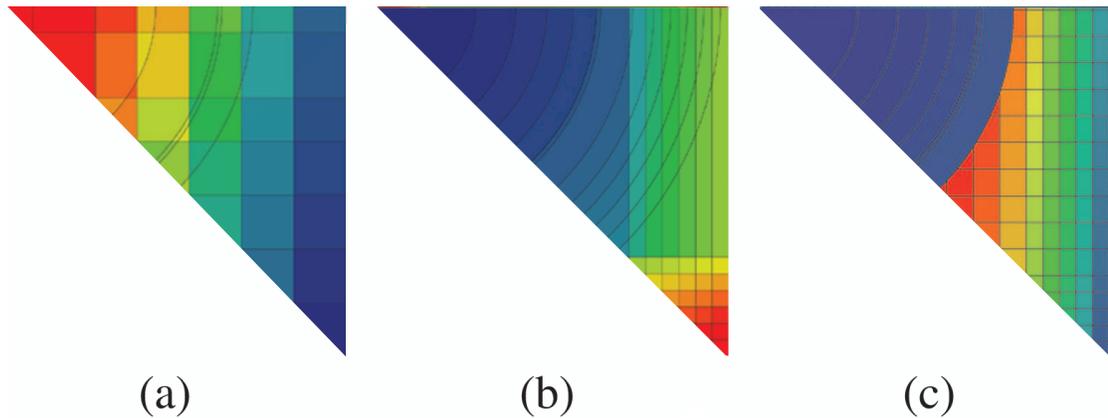


Figure 2.2 Les trois discrétisations spatiales utilisées

### 2.1.2.3 Influence sur le coefficient Doppler

Nous avons mené les calculs avec les 16 combustibles sur les trois géométries que nous avons définies. Le résultat principal de cette étude est que le coefficient Doppler varie très peu avec les géométries : entre les trois géométries définies, les écarts sur les coefficients Doppler sont toujours inférieurs à 0,005 pcm/K, ce qui est inférieur à la précision de nos calculs. Il semble donc que l’incertitude sur le  $k_{\text{eff}}$  ne se propage pas sur le coefficient Doppler et qu’il y a un effet de compensation des erreurs. Pour la suite des calculs, on garde la géométrie c comme référence même s’il semble que pour l’étude du coefficient Doppler elle soit “trop” précise.

### 2.1.3 Choix des conditions de réflexion

Comme nous l’avons décrit dans le chapitre précédent, DRAGON permet le traitement de deux types de conditions frontières de réflexion. Il nous faut donc tester ces deux types de conditions sur une cellule type REP. En prenant comme exemple le même combustible que pour l’étude de la discrétisation spatiale, on obtient le tableau 2.4. Pour les autres combustibles dans les conditions HZP et HFP, on trouve également des écarts sur

Tableau 2.4 Influence des conditions de réflexion

	$k_{\text{eff},H Z P}$	$k_{\text{eff},H F P}$	$\Delta\rho/\Delta T$
Spéculaire	1,23596	1,22472	-2,48 pcm/K
Blanche	1,23661	1,22541	-2,46 pcm/K
Écarts	53 pcm	57 pcm	0,02 pcm/K

le  $k_{\text{eff}}$  compris entre 40 pcm et 80 pcm. Cet écart non négligeable sur une géométrie aussi simple tend à montrer que cette cellule REP est sous-modérée dans la mesure ou l'approximation de frontière blanche n'est pas justifiée pour la partie rapide du spectre neutronique.

Les conditions frontières de réflexion jouent un rôle un peu plus important que la géométrie sur le coefficient Doppler comme le montre le tableau 2.4. Avec les autres combustibles, les écarts sur le coefficient Doppler peuvent monter jusqu'à 0,03 pcm/K. Cet écart reste du même ordre de grandeur que l'incertitude de nos calculs du  $k_{\text{eff}}$  donc dans les cas où le temps CPU est important, on pourra utiliser la condition de réflexion blanche pour l'étude d'une cellule de type REP.

#### 2.1.4 Calcul de l'auto-protection des résonances

On réalise l'auto-protection des résonances sur la géométrie exacte non discrétisée. Diverses options pour traiter l'auto-protection des résonances existent dans DRAGON. Dans DRAGON 3.05, le module qui effectue ce travail est le module SHI : . Ce module utilise la méthode de Stamm'ler généralisée qui a été présentée dans la section 1.2.6.2. D'autres versions de DRAGON proposent d'autres types de méthodes mais nous ne les avons pas étudiées. Nous verrons dans la suite que l'auto-protection des résonances est un paramètre très sensible et il serait donc intéressant de poursuivre cette étude avec ces autres méthodes.

Tableau 2.5 Influence du modèle d'auto-protection

	$k_{\text{eff},HZZP}$	$k_{\text{eff},HFP}$	$\Delta\rho/\Delta T$
LJ	1,23596	1,22472	-2,48 pcm/K
NOLJ	1,22402	1,21251	-2,59 pcm/K
Écarts	966 pcm	997 pcm	0,11 pcm/K

L'option LJ (NOLJ étant l'option inverse) nous permet d'utiliser le schéma de normalisation de Livolant-Jeanpierre qui a été présenté dans la section 1.2.6.3. Par défaut, l'option LJ n'est pas activée dans les calculs DRAGON car dans le cas des réacteurs CANDU l'option NOLJ donne des résultats qui correspondent mieux aux mesures effectuées sur les cœurs réels.

En prenant toujours comme exemple le combustible  $\text{UO}_2$  enrichi à 3,9 %, on obtient le tableau 2.5. Dans les autres cas, on trouve également des écarts sur les  $k_{\text{eff}}$  très importants compris entre 600 pcm et 1200 pcm. Ces écarts sur les  $k_{\text{eff}}$  se traduisent par des écarts compris entre 0,09 pcm/K et 0,14 pcm/K sur les coefficients Doppler (ceux calculés avec l'option LJ sont toujours moins négatifs). L'auto-protection des résonances conduit donc à des écarts plus significatifs que les autres paramètres déjà testés à la fois sur le  $k_{\text{eff}}$  et sur l'effet Doppler.

D'après les comparaisons que nous avons pu faire avec les résultats de références associés à ce benchmark, il apparaît que le formalisme de Livolant-Jeanpierre doit être privilégié pour les calculs de REP. On voit donc apparaître ici une différence entre la modélisation d'un REP et celle d'un CANDU.

## 2.2 Influence des bibliothèques de sections efficaces

Dans le cadre de notre étude, il est important de connaître l'influence de la bibliothèque de sections efficaces utilisée sur les résultats finaux. En effet, l'utilisateur de code a peu

de contrôle sur les sections efficaces données par les bibliothèques, il importe donc qu'il sache quel est l'ordre de grandeur des incertitudes qu'elles introduisent.

### 2.2.1 Bibliothèques de sections efficaces utilisées

Comme nous l'avons présenté à la section 1.4.1, le code de calcul de réseau DRAGON peut lire plusieurs formats de bibliothèques de sections efficaces, notamment celles compatibles avec WIMS-D4 [Askew et al., 1966] et WIMS-AECL [Donnelly, 1986]. Nous pouvons ainsi utiliser l'ensemble des bibliothèques générées par l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) comme résultat du "WIMS Library Update Program" (WLUP) [IAEA - Nuclear Data Services]. Les bibliothèques WLUP principales que nous avons utilisées sont :

- *iaea69* (69 groupes d'énergie) et *iaeagx* (172 groupes d'énergie), bibliothèques de sections efficaces qui incluent plus de 170 isotopes sélectionnés dans différentes évaluations nucléaires. Ces bibliothèques ont été validées sur plus de 200 benchmarks.
- *jeff31* (69 groupes d'énergie) et *jeff31gx* (172 groupes d'énergie), sont similaires aux bibliothèques précédentes à la différence près que tous les isotopes sont issus de l'évaluation JEFF-3.1.
- *endfb6* (69 groupes d'énergie) et *endfb6gx* (172 groupes d'énergie), sont similaires aux bibliothèques précédentes à la différence près que tous les isotopes sont issus de l'évaluation ENDF/B-VI rev. 8.

Une bibliothèque au format WIMS-AECL contenant 89 groupes d'énergie, que nous appellerons *e6mlib*, a aussi été utilisée. Elle est issue d'une version de ENDF/B-VI antérieure à la révision 8.

### 2.2.2 Comparaison des résultats

Les effets Doppler calculés avec les bibliothèques précédemment citées sont donnés dans l'annexe I dans les tableaux I.1 à I.4. De ces valeurs numériques, nous pouvons déduire certains faits généraux :

- L'utilisation de bibliothèques issues des mêmes évaluations mais ayant des nombres de groupes d'énergie différents indique que l'utilisation d'une bibliothèque à 69 groupes d'énergie est adéquate pour les combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX-MILI, la différence sur le coefficient Doppler étant inférieure à 0,04 pcm/K. Cependant, les bibliothèques à 172 groupes semblent indispensables pour traiter correctement les combustibles MOX-RECY. En effet, les différences sur les coefficients Doppler calculés avec les bibliothèques à 69 et 172 groupes d'énergie peuvent atteindre 0,30 pcm/K. Cet écart semble indiquer que les sections efficaces de  $^{241}\text{Pu}$  et de  $^{242}\text{Pu}$  ou leurs intégrales de résonance dans les bibliothèques à 69 groupes d'énergie ne sont pas suffisamment précises pour ce benchmark ; en effet, ces deux isotopes sont quasiment absents du plutonium de MOX-MILI alors qu'ils sont présents à hauteur de 15 % et 10 % respectivement dans le plutonium de MOX-RECY pour lequel les bibliothèques à 69 groupes ne sont pas adéquates.
- Si on compare les résultats issus de endfb6gx et jeff31gx, on trouve des différences significatives sur les  $k_{\text{eff}}$  : ceux trouvés avec jeff31gx sont jusqu'à 200 pcm plus élevés que ceux calculés avec endfb6gx. Néanmoins, les coefficients Doppler calculés avec ces deux bibliothèques sont très proches : Pour les combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX-MILI, le coefficient Doppler est au maximum 0,03 pcm/K moins négatif avec jeff31gx qu'avec endfb6gx. Pour les combustibles MOX-RECY, le coefficient Doppler est cette fois plus négatif avec jeff31gx qu'avec endfb6gx jusqu'à 0,05 pcm/K.

- En règle générale, les écarts observés entre endfb6gx et iaeagx sont plus importants que ceux observés entre endfb6gx et jeff31gx. Pour les combustibles  $\text{UO}_2$ , les  $k_{\text{eff}}$  trouvés avec iaeagx sont plus élevés que ceux de endfb6gx jusqu'à 900 pcm (la différence grandissant avec l'enrichissement). Pour les combustibles MOX, les  $k_{\text{eff}}$  de endfb6gx sont plus élevés que ceux de iaeagx jusqu'à 600 pcm (la différence grandissant avec la teneur en MOX). Les coefficients Doppler sont toujours plus négatifs lorsqu'ils sont calculés par iaeagx que lorsqu'ils sont calculés par endfb6gx : les écarts sont de l'ordre de 0,03 pcm/K pour les combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX-MILI et de l'ordre de 0,10 pcm/K pour le MOX-RECY. Ces écarts plus importants qu'avec jeff31gx tendent à démontrer que la bibliothèque iaeagx qui utilise des sections efficaces provenant de différentes évaluations n'est peut-être pas adéquate pour ce benchmark. Ainsi, le fait de tirer les sections efficaces de  $^{235}\text{U}$  de l'évaluation ENDF/B-VI release 8 et les sections efficaces du plutonium de FOND-2 release 2, semble conduire à des accumulations d'erreurs plutôt qu'à des compensations d'erreurs comme on peut l'observer pour les bibliothèques qui utilisent une seule évaluation.
- Les résultats observés avec e6mlib sont beaucoup plus écartés de ceux des autres bibliothèques. Pour les combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX-MILI, les  $k_{\text{eff}}$  trouvés avec e6mlib sont plus élevés que ceux trouvés avec endfb6gx, la différence grandissant avec l'enrichissement et la teneur en MOX jusqu'à 1200 pcm ; pour le combustible MOX-RECY, c'est endfb6gx qui donne des  $k_{\text{eff}}$  plus élevés avec des écarts de la même amplitude. Le coefficient Doppler, systématiquement moins négatif avec e6mlib qu'avec endfb6gx, présente des écarts à peu près constants de 0,25 pcm/K pour les combustibles  $\text{UO}_2$  et MOX-MILI (ce qui peut représenter jusqu'à 10 % du coefficient Doppler), alors que pour le combustible MOX-RECY, ils atteignent 0,70 pcm/K, ce qui représente jusqu'à 20 % d'écart. Ces grands écarts peuvent être expliqués par l'ancienneté de la bibliothèque e6mlib par rapport aux autres

que nous avons utilisées.

### 2.3 Comparaison avec les résultats des autres organismes

R. Mosteller a regroupé les résultats du benchmark qu'il a proposé [Mosteller, 2007]. 20 solutions lui ont été fournies par 8 organismes différents dont 13 ont été calculées avec une bibliothèque issue de l'évaluation ENDF/B-VI. R. Mosteller a, de plus, effectué ses propres calculs avec un code Monte-Carlo. Dans les Figures 2.3 à 2.5, on présente les résultats obtenus avec une bibliothèque issue de l'évaluation ENDF/B-VI pour :

- Le calcul Monte-Carlo de Mosteller,
- La moyenne des résultats qui ont été soumis (dont nos résultats),
- Nos calculs réalisés avec `endfb6gx`.

On constate que nos résultats sont plus négatifs que la moyenne qui est elle même plus négative que le calcul Monte-Carlo de Mosteller. En règle générale, les valeurs les moins négatives de coefficient Doppler obtenues par les différents organismes correspondent à des calculs réalisés avec des codes Monte-Carlo. Les valeurs les plus négatives ont été obtenues avec des codes déterministes à une dimension. Les résultats que donne DRAGON sont très proches des autres résultats de codes déterministes et ne sont pas plus écartés de la valeur moyenne que les résultats donnés par un code Monte-Carlo.

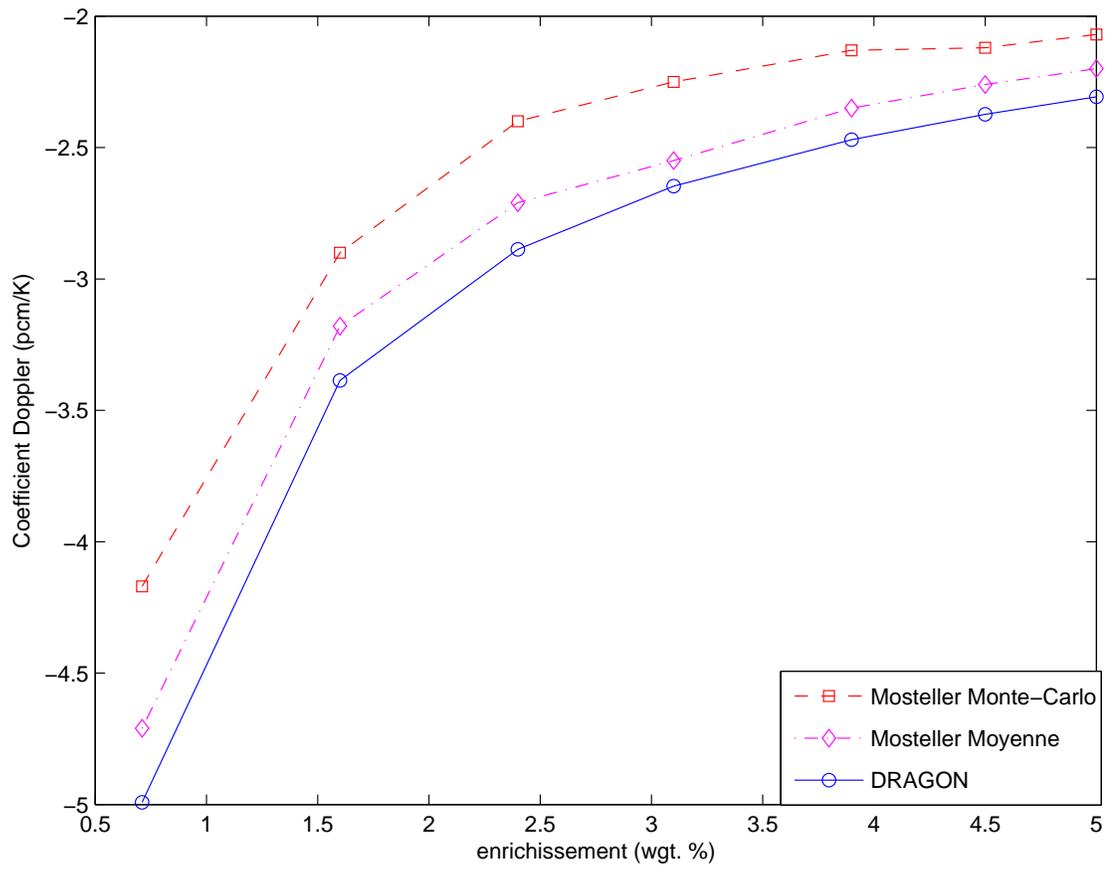


Figure 2.3 Coefficients Doppler pour les combustibles UO<sub>2</sub>

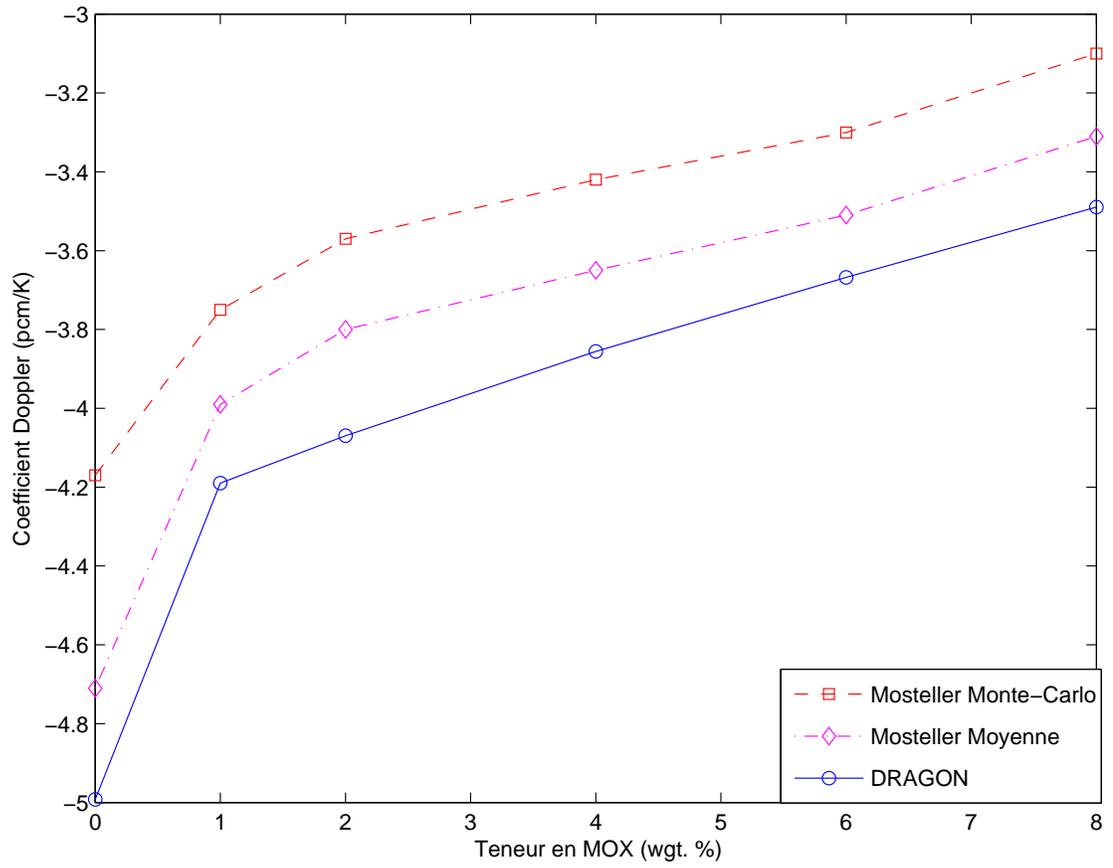


Figure 2.4 Coefficients Doppler pour les combustibles MOX-RECY

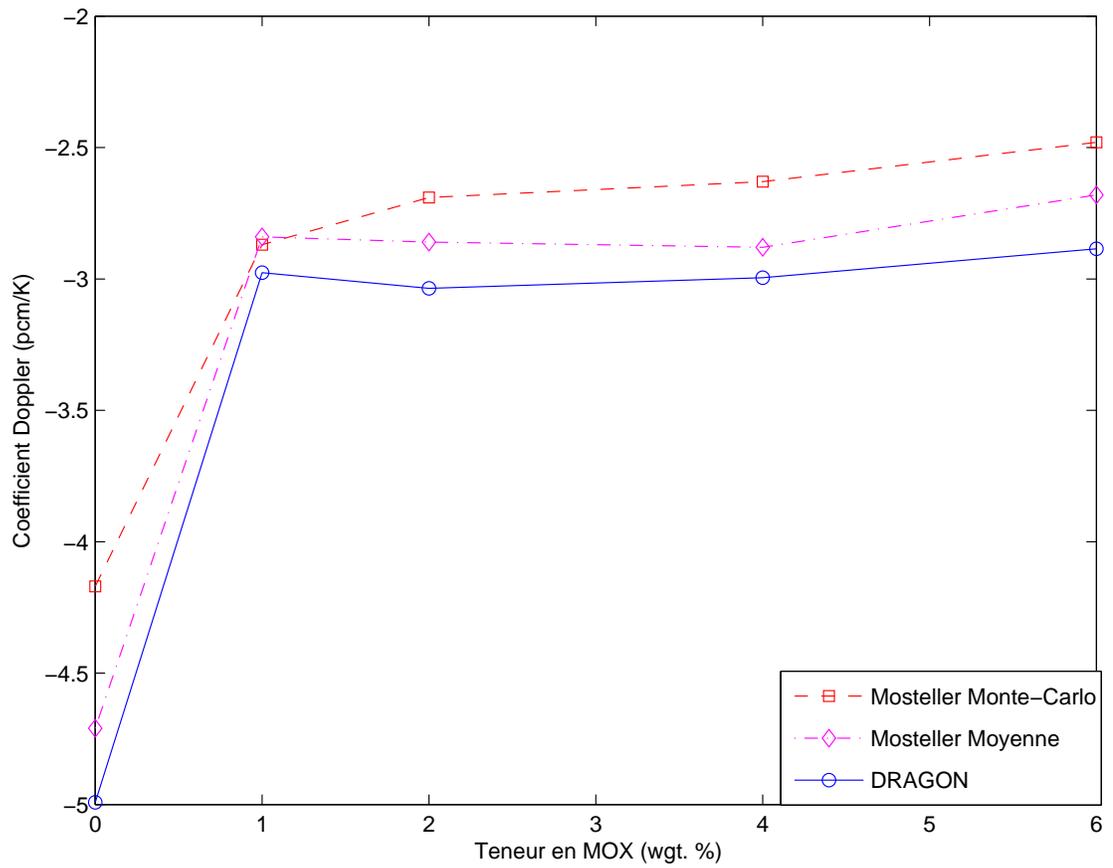


Figure 2.5 Coefficients Doppler pour les combustibles MOX-MILI

## CHAPITRE 3

### ÉTUDE D'ASSEMBLAGE DE RÉACTEUR DE TYPE REP

#### 3.1 Présentation de l'assemblage étudié

On se propose d'étudier un assemblage REP de type ANFH. Le huitième Est-Nord-Est est représenté sur la Figure 3.1. C'est un assemblage de  $17 \times 17$  cellules constitué de 264 cellules de combustible d' $\text{UO}_2$  enrichi en uranium 235 à hauteur de 4 % en masse, 1 cellule de tube d'instrumentation au centre et 24 cellules de tube guide. Le modérateur est de l'eau légère contenant entre 500 et 600 ppm de bore. Les gaines sont constituées de zircalloy-4 un alliage comprenant du zirconium, du fer, du chrome et de l'oxygène.

On étudie cet assemblage à chaud soit à des températures de combustible de 820 K et de modérateur de 580 K. On sera amené à étudier ce même assemblage à froid (300 K pour le combustible et le modérateur) pour pouvoir comparer nos résultats avec ceux du code Monte-Carlo MCNP4. Pour cette étude à froid, nous utiliserons les mêmes concentrations et les mêmes dimensions qu'à chaud. Notre assemblage ne sera donc pas "réaliste" dans ces conditions, mais il s'agit ici uniquement de faire des comparaisons code à code.

#### 3.2 Modélisation et discrétisation

Dans cette étude, nous ne cherchons plus comme dans le chapitre précédent une précision de l'ordre du pcm pour le  $k_{\text{eff}}$ . En effet, l'objectif de cette étude est de montrer que nous sommes capables de calculer avec DRAGON des taux de fission et des taux



d'absorption condensés à deux macro-groupes énergétiques comparables à ceux que peuvent nous donner d'autres codes de calcul. On se considérera satisfait lorsque l'écart relatif sera inférieur à 1 % sur ces grandeurs. Compte tenu de la complexité de cet assemblage par rapport à la cellule unitaire que nous venons d'étudier, l'écart que nous espérons sur les  $k_{\text{eff}}$  est de l'ordre de 100 pcm.

### 3.2.1 Modélisation

Comme pour l'étude de la cellule unitaire, les symétries internes de l'assemblage vont nous permettre de nous limiter à l'étude d'un huitième d'assemblage. Cette remarque qui était anecdotique pour une cellule unitaire est ici primordiale car avec la discrétisation que nous allons utiliser, le nombre des régions que nous aurions considérées sans tenir compte de ces symétries est de l'ordre de grandeur de la limite pratique de l'utilisation de la méthode des probabilités de collision.

Pour limiter les zones aux dimensions très faibles qui nécessitent un maillage très fin du tracking pour obtenir une bonne évaluation des volumes, on décide de diluer le trou d'air compris entre le combustible et la gaine dans la gaine. Ainsi, la gaine entourant le combustible n'aura pas la même densité que celle des tubes guides.

On insère la lame d'eau dans les cellules du bord et du coin de l'assemblage. Cela implique de décaler le centre des tubes de combustibles. Pour réaliser cette opération avec simplicité, nous sommes passés par la commande OFFCENTER du module GEO : . On peut représenter les cylindres par des géométries de type CARCEL ou par des géométries de type CAR2D contenant des sous-géométries de type CLUSTER. Cette dernière option est privilégiée car on peut alors discrétiser séparément le combustible et le modérateur.

Tableau 3.1 Influence de la discrétisation du combustible sur le  $k_{\text{eff}}$  (pas de discrétisation cartésienne)

Discrétisation radiale	$k_{\text{eff}}$
1 couronne	1,32740
2 couronnes	1,32723
4 couronnes	1,32698
6 couronnes	1,32687

Tableau 3.2 Influence de la discrétisation du modérateur et du modèle de réflexion sur le  $k_{\text{eff}}$  (discrétisation radiale du combustible en 4 couronnes)

$x \times y$	Blanche	Spéculaire
1 $\times$ 1	1,32608	1,32698
2 $\times$ 2	1,32582	1,32666
4 $\times$ 4	1,32543	1,32631

### 3.2.2 Discrétisation

On a réalisé des calculs à burnup nul pour définir un maillage et une densité de tracking de référence. Ces calculs ont été réalisés avec une concentration de bore dans l'eau de 500 ppm et la bibliothèque à 172 groupes d'énergie jeff31gx présentée à la section 2.2.1. On utilise le module N<sub>X</sub>T : pour le calcul de flux et d'auto-protection des résonances. On utilise l'option de calcul de flux avec laplacien fixe (type K) pour des raisons de rapidité de calcul (la convergence spatiale sera la même avec l'option de fuite B1 homogène dans le module FLU :). Les différentes discrétisations utilisées sont données sur la figure 3.2. Les résultats sont donnés dans les tableaux 3.1 et 3.2. On ne présente pas les résultats pour les assemblages où le combustible est discrétisé verticalement et horizontalement car les résultats sont identiques (à 5 pcm près) à ceux où il n'est pas discrétisé. Il en ressort que le  $k_{\text{eff}}$  est peu sensible au découpage des cellules : entre une cellule dont le combustible est divisé en 4 zones et le modérateur divisé par un maillage 4 par 4 et une cellule où le combustible et le modérateur ne sont pas divisés, l'écart en  $k_{\text{eff}}$  est de l'ordre de 80 pcm.

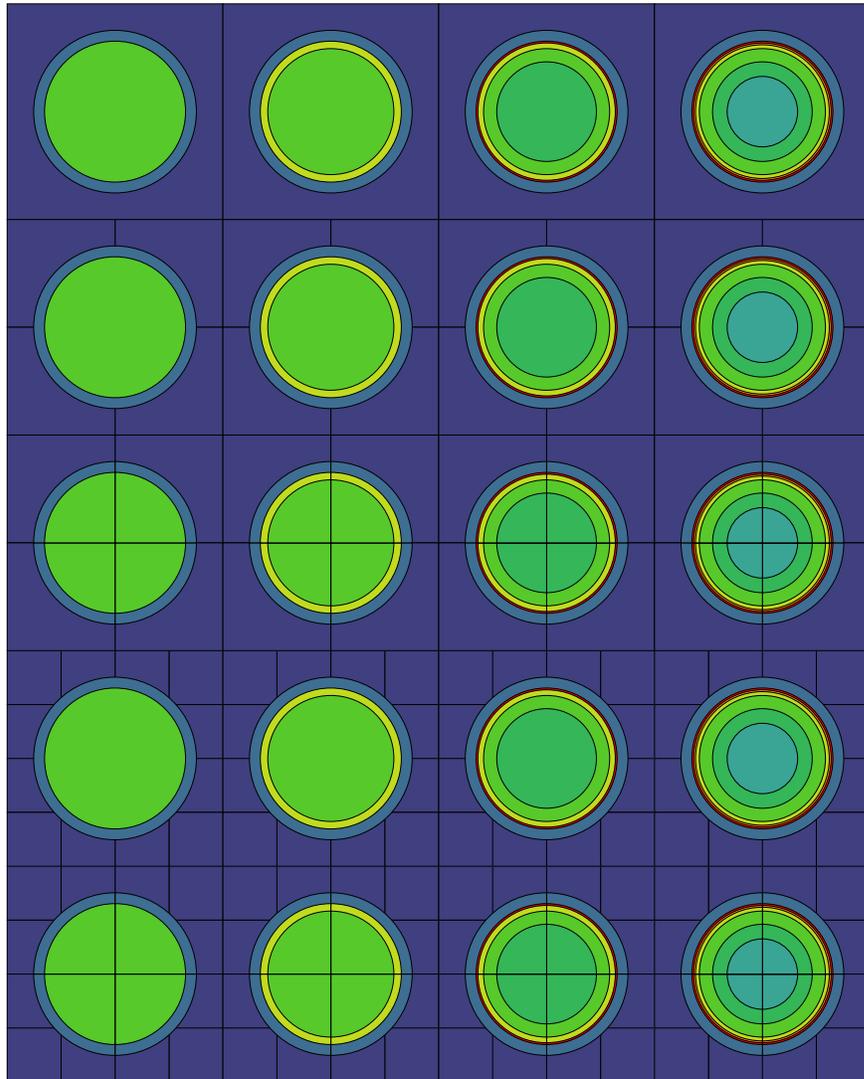


Figure 3.2 Discrétisations utilisées

La densité du tracking agit très peu sur le  $k_{\text{eff}}$  en autant qu'elle soit suffisante pour éviter des erreurs de volumes supérieures à 1 %. Ainsi, on peut choisir un tracking avec une densité de 50 divisions par centimètre. Cependant, le nombre d'angles sur lequel on réalise le tracking semble avoir un impact relativement important sur le  $k_{\text{eff}}$  : Avec des conditions de réflexion blanche, en passant, de 8 angles azimuthaux (quadrature trapézoïdale) pour le tracking à 32 angles azimuthaux, l'écart en  $k_{\text{eff}}$  est de l'ordre de 200 pcm. De même en passant de 4 angles azimuthaux à 12 angles azimuthaux en condition de réflexion spéculaire, l'écart est de l'ordre de 100 pcm. Il est donc important d'utiliser un nombre d'angles suffisant.

Finalement, on choisit d'utiliser la discrétisation représentée sur la figure 3.3 qui donne des  $k_{\text{eff}}$  convergés à 20 pcm près avec des temps CPU acceptables (on a utilisé sur la figure 3.3 le regroupement 2 de cellules que l'on expliquera dans la section 3.4.3).

La différence entre les résultats obtenus avec des conditions de réflexion blanche et de réflexion miroir sont de l'ordre de 80 pcm. Pour des raisons de temps CPU, nous allons donc conserver des conditions de réflexion blanche.

Nous avons mené en parallèle les calculs avec la méthode des probabilités de collision et la méthode des caractéristiques grâce au module MOCC : . Les deux méthodes donnent les mêmes  $k_{\text{eff}}$  à 15 pcm près. Il s'avère que la méthode des caractéristiques est environ trois fois plus longue en temps CPU. Ceci est essentiellement dû au fait que dans la version 3.05 de DRAGON la méthode des caractéristique n'est pas fortement accélérée, de plus le nombre de régions auquel nous sommes confrontés n'est pas encore démesuré pour le traiter en probabilités de collision.

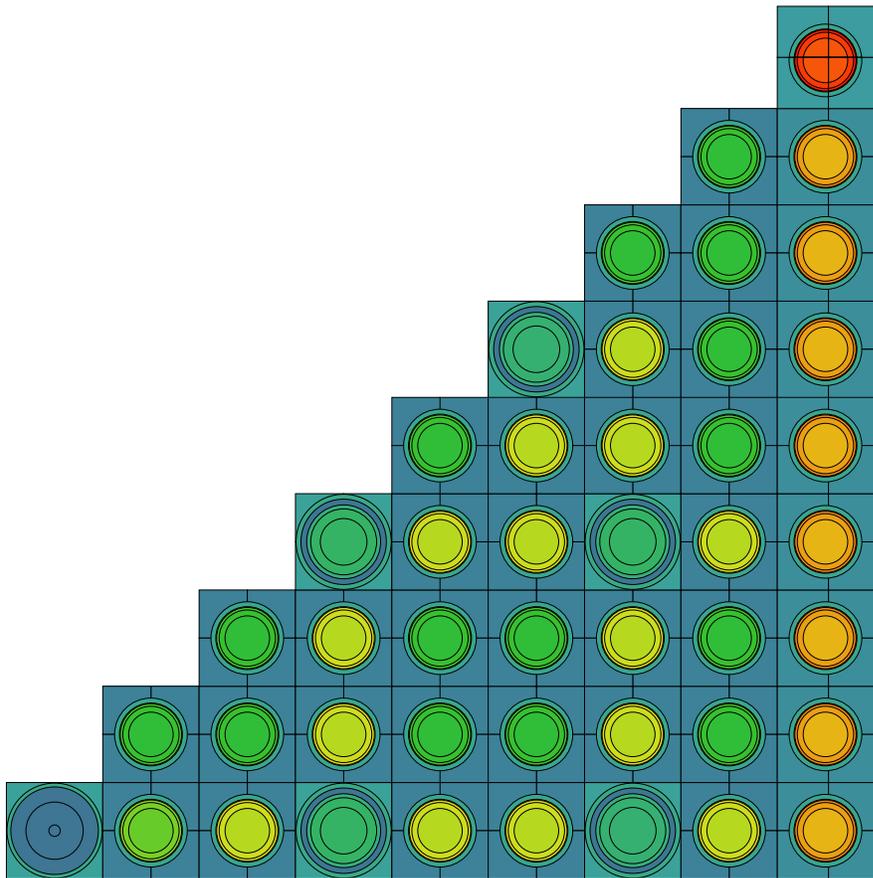


Figure 3.3 Assemblage ANFH discrétisé

### 3.3 Choix des méthodes d'auto-protection et de tracking

Nous avons réalisé le calcul d'auto-protection des résonances avec la géométrie exacte sans discrétisation supplémentaire comme dans le cas de la cellule unitaire.

On a choisi de réaliser notre étude avec l'option LJ de SHI : comme nous l'avons fait avec le calcul de cellule. En effet, la normalisation de Livolant-Jeanpierre donne des résultats plus proches de ceux calculés par la méthode de Monte-Carlo (le calcul sans l'option LJ donne des  $k_{\text{eff}}$  inférieurs de 1000 pcm).

Les calculs de références seront faits avec NXT : car ce module permet d'accéder à la structure fine à l'intérieur de la cellule. On s'intéresse à SYBILT : pour des raisons de temps CPU. En effet, alors que pour une cellule unique les temps de calcul ne posent pas de problème pour des études systématiques, pour un calcul d'assemblage complet, le module NXT : entraîne généralement des temps CPU très longs et limite donc la possibilité de faire certaines études. On présente dans le tableau 3.3 l'influence du mode de tracking pour les calculs d'auto-protection des résonances et de flux sur le  $k_{\text{eff}}$ . Ces calculs sont effectués avec 600 ppm de bore dans le modérateur et en utilisant les bibliothèques jeff31gx et jeff31. On ne présente pas de résultats pour un calcul d'auto-protection des résonances avec NXT : et un calcul de flux avec SYBILT : car calculer précisément les sections efficaces corrigées par auto-protection et calculer grossièrement le flux n'a pas réellement de sens physique. On remarque une forte influence du nombre de groupes d'énergie dans la bibliothèque comme cela a pu être le cas dans le chapitre 2 (jusqu'à 500 pcm). On constate, d'autre part, que les écarts dus au modèle de tracking utilisé sont très importants (jusqu'à 550 pcm) alors que nous utilisons les mêmes paramètres d'entrée. La bibliothèque jeff31 semble indiquer que seul l'auto-protection pose problème, néanmoins la bibliothèque jeff31gx qui est plus précise montre que l'auto-protection n'explique pas, à elle seule, ces écarts. Malgré de nom-

Tableau 3.3 Influence du module de tracking sur le  $k_{\text{eff}}$ 

		<b>Calcul d'auto-protection des résonances</b>	
		NXT :	SYBILT :
<b>Calcul de flux</b>	NXT :	1,31900 (jeff31gx) 1.31476 (jeff31)	1,31554 (jeff31gx) 1.31046 (jeff31)
	SYBILT :		1,31338 (jeff31gx) 1,31058 (jeff31)

breux essais et comparaisons entre les options, nous n'avons pas pu détecter d'erreur dans le code DRAGON qui pourrait causer ces écarts. La seule autre grandeur que nous avons pu calculer qui présente un écart significatif est la section efficace d'absorption pour le macro-groupe rapide où nous trouvons des écarts relatifs de l'ordre de 3 %. Cela confirme l'importance de bien mener le calcul d'auto-protection des résonances.

Cette influence du module de tracking semble être accentuée par l'enrichissement du combustible. En effet, en utilisant de l'uranium enrichi à 2,0 % en masse, on trouve des écarts de l'ordre de 80 pcm seulement entre un calcul fait entièrement avec SYBILT : et celui fait entièrement avec NXT : au lieu de 550 pcm dans le cas qui nous intéresse. Ceci prouve l'importance d'utiliser des options précises de tracking, en particulier pour des combustibles fortement enrichis.

Nous avons également voulu savoir quel est l'impact du mode de tracking sur un combustible au burnup important (60 GWj/t). Nous avons donc réalisé un calcul d'évolution en utilisant le module NXT : pour le calcul de flux et le calcul d'auto-protection des résonances et extrait les concentrations isotopiques des mélanges que nous avons placées en entrée de nouveaux calculs avec d'autres options de tracking. Nous avons utilisé les pas de burnup présentés à la section 3.4.1 et la bibliothèque jeff31gx. On trouve les résultats présentés dans le tableau 3.4. Il est intéressant de remarquer que nous retrouvons ici les mêmes écarts qu'à burnup nul alors que la concentration en  $^{235}\text{U}$  a baissé environ d'un facteur 10. Cependant d'autres isotopes lourds ont été créés et peuvent être

Tableau 3.4 Influence du module de tracking sur le  $k_{\text{eff}}$  en fin de cycle

		<b>Calcul d'auto-protection des résonances</b>	
		NXT :	SYBILT :
<b>Calcul de flux</b>	NXT :	0,82191	0,81979
	SYBILT :		0,81666

à l'origine du maintien de ces écarts.

### 3.4 Paramétrage de l'évolution

#### 3.4.1 Choix des pas de burnup

Nous voulons faire évoluer notre combustible pour pouvoir suivre les propriétés de l'assemblage au cours de son utilisation à partir des équations présentées à la section 1.2.10. Dans le cadre d'un rechargement du cœur par quart, le combustible est utilisé durant quatre cycles. Le burnup de sortie d'un combustible est de l'ordre de 60 GWj/t.

Le choix des pas de burnup doit être adapté à l'assemblage étudié. En effet, on considère que le flux est le même pendant la période de temps qui sépare deux pas de burnup. Il importe donc de faire en sorte que cette approximation soit acceptable. En particulier, les premiers pas doivent être très fins car une grande quantité de produits de fission qui agissent comme des poisons forts est créée à ce moment-là. Pour la suite, les pas peuvent être plus espacés. Dans un premier temps, nous avons considéré le découpage en burnup proposé par l'OECD/NEA et U.S. NRC de PWR pour un benchmark de réacteur REP au MOX [Kozlowski et Downar, 2003]. On rajoute un premier pas très fin (de l'ordre de 75 MWj/t) pour saturer le réacteur en xénon 135. Les pas de burnup sont donnés dans le tableau 3.5 et représentés sur le graphique 3.4. La puissance utilisée pour les calculs d'évolution est 38,45 kW/kg.

Tableau 3.5 Pas de burnup OECD/NEA

Indice	Temps (jours)	Burnup (MWj/kg)	Indice	Temps (jours)	Burnup (MWj/kg)
1	0	0,0	18	432	16,61
2	2	0,0769	19	480	18,46
3	12	0,4615	20	528	20,31
4	24	0,9230	21	576	22,15
5	48	1,846	22	624	24,00
6	72	2,769	23	672	25,84
7	96	3,692	24	720	27,69
8	120	4,615	25	768	29,54
9	144	5,538	26	816	31,38
10	168	6,461	27	916	35,23
11	192	7,384	28	1016	39,07
12	216	8,307	29	1116	42,92
13	240	9,230	30	1216	46,76
14	264	10,15	31	1316	50,61
15	288	11,08	32	1416	54,46
16	336	12,92	33	1516	58,30
17	384	14,77	34	1616	62,15

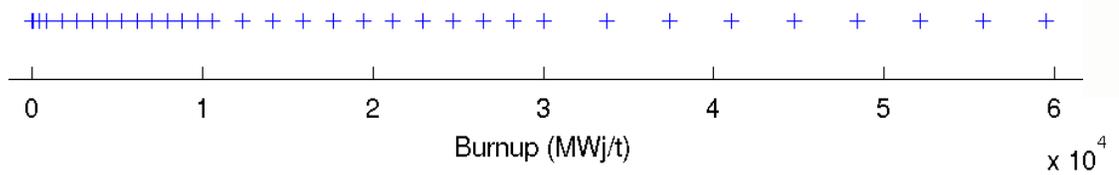


Figure 3.4 Découpages utilisés par OECD/NEA

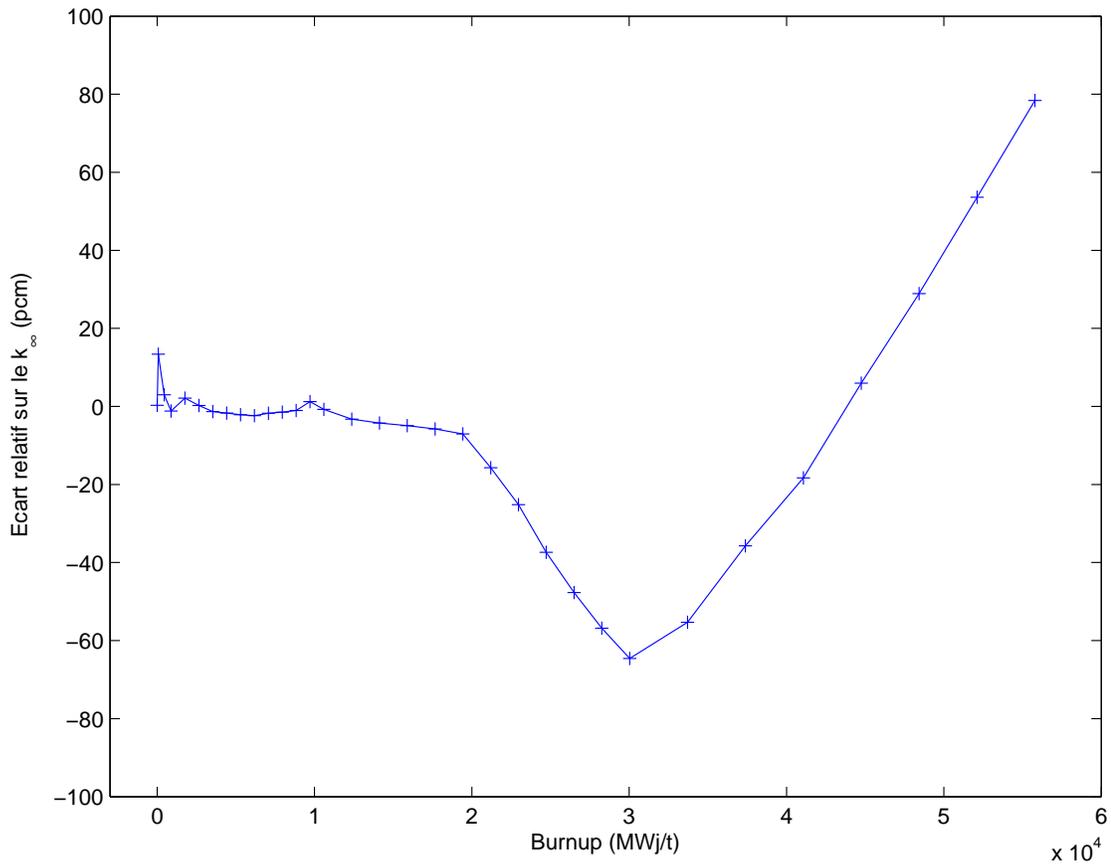


Figure 3.5 Différence des  $k_{\infty}$  calculés avec les pas OECD/NEA et EDF

EDF utilise un découpage environ deux fois plus fin. Nous allons comparer ces deux découpages en calculant les écarts obtenus sur les  $k_{\infty}$ . Nous utilisons, dans le module FLU:, l'option de fuite B1 homogène, décrite à la section 1.2.7. On présente sur la figure 3.5 la différence entre les  $k_{\text{eff}}$  calculés avec les pas OECD/NEA et ceux calculés avec les pas EDF. On constate que les écarts sont toujours inférieurs à 100 pcm et sont même inférieurs à 20 pcm jusqu'à un burnup de 25 GWj/t. On se rendra compte dans la section 3.6.4.1 que les écarts avec les calculs APOLLO2 seront bien plus importants. On considérera donc que le découpage proposé par l'OECD/NEA est suffisant pour notre étude.

### 3.4.2 Régularité des calculs d'auto-protection des résonances

Dans un premier temps, on choisit comme référence de refaire le calcul d'auto-protection des résonances à chaque pas de burnup. Nous avons essayé différentes façons d'éviter ce calcul répétitif d'auto-protection des résonances à chaque pas sans dégrader nos résultats. Nous présentons sur la figure 3.6 la différence de  $k_{\infty}$  qu'on obtient si on effectue l'autoprotection un pas sur deux, trois ou quatre par rapport à notre calcul de référence. On trouve que la différence maximale avec la référence est de 50 pcm pour un calcul tous les quatre pas. On remarque que les écarts qui semblent réguliers au début du cycle lorsque les pas sont rapprochés deviennent irréguliers lorsque les pas s'écartent et il n'est donc pas raisonnable d'espacer plus les intervalles où nous réalisons les calculs d'auto-protection. On continuera de réaliser nos calculs d'évolution en faisant le calcul d'auto-protection à chaque pas, mais dans les cas où le temps CPU est important, il serait judicieux de ne faire un calcul que tous les deux ou trois pas.

### 3.4.3 Regroupement des cellules de combustible

Dans l'objectif de limiter le nombre d'inconnues, nous avons examiné différents regroupements de cellules de combustible. Nous prenons comme référence un huitième d'assemblage où chacune des quatre couronnes de chacune des 39 cellules de combustible évoluent librement. Les trois regroupements que nous avons testés sont décrits sur les Figures 3.7 à 3.9.

- Dans le regroupement 1, toutes les cellules de combustible sont constituées avec les quatre mêmes indices de mélange (un par couronne).
- Le regroupement 2 est celui préconisé par [Faner et al., 2004]. On distingue cinq types de cellules de combustible différents :

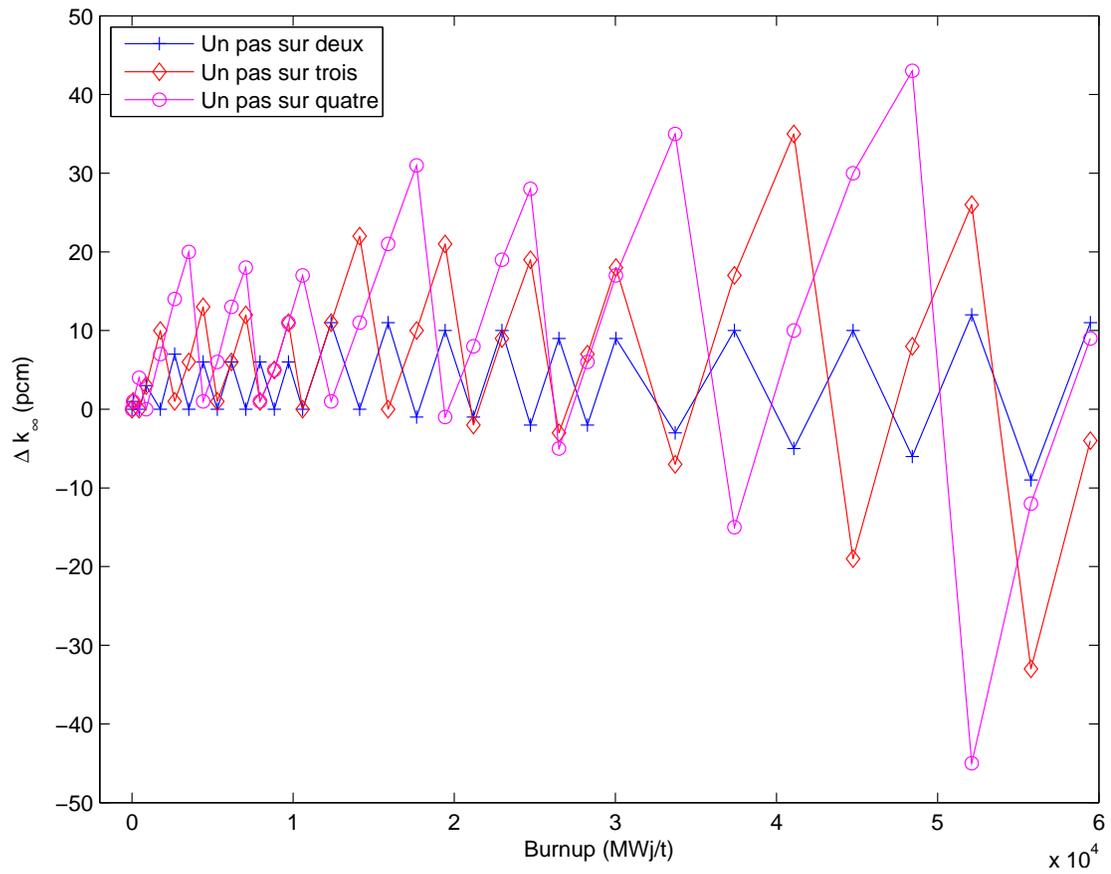


Figure 3.6 Différence de  $k_{\infty}$  en ne réalisant pas systématiquement le calcul d'auto-protection

- Les cellules sur les faces du tube d'instrumentation (a),
  - Les cellules sur les faces des tubes guides (b),
  - Les cellules du bord de l'assemblage (c),
  - Les cellules des coins de l'assemblage (d),
  - Les autres cellules (e).
- Le regroupement 3, est basé sur un regroupement des cellules en fonction du flux thermique calculé à burnup nul. On définit ainsi quatre types de cellules supplémentaires à celles du regroupement 2.
    - Parmi les cellules (b), on distingue celles qui ont des flux thermiques 2 % plus élevés et 2 % moins élevés que la moyenne de ces cellules.
    - Parmi les cellules (e), on distingue celles qui ont des flux thermiques 2 % plus élevés et 2 % moins élevés que la moyenne de ces cellules.

Pour observer les différences que ces regroupements de cellules créent, on regarde l'évolution avec le burnup du  $k_{\infty}$  et des concentrations locales et globales des isotopes de l'uranium et du plutonium. Les écarts relatif en  $k_{\infty}$  entre les assemblages avec regroupement et l'assemblage de référence sont toujours inférieurs à 25 pcm (inférieurs à 10 pcm si on ne tient pas compte du regroupement 1). Les écarts sur les taux de fission et d'absorption sur les macro-groupes énergétiques sont inférieurs à 0,1 %. De même les concentrations globales en isotopes lourds ne semblent pas s'écarter de manière significative comme le montrent les courbes de la figure 3.10 qui représentent les écarts relatifs des concentrations des isotopes lourds entre le regroupement 1 et la référence et celles de la figure 3.11 qui représentent les écarts relatifs des concentrations des isotopes lourds entre le regroupement 3 et la référence. On trouve des écarts sur l'inventaire isotopique très faibles : ils ne dépassent jamais 0,25 % pour le regroupement 1 et ces écarts sont environ cinq fois plus faibles pour le regroupement 3. Le regroupement 2 donne des résultats toujours compris entre ceux des regroupements 1 et 3.

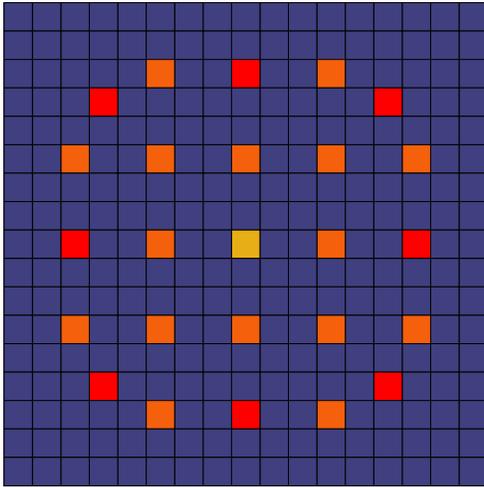


Figure 3.7 Regroupement 1

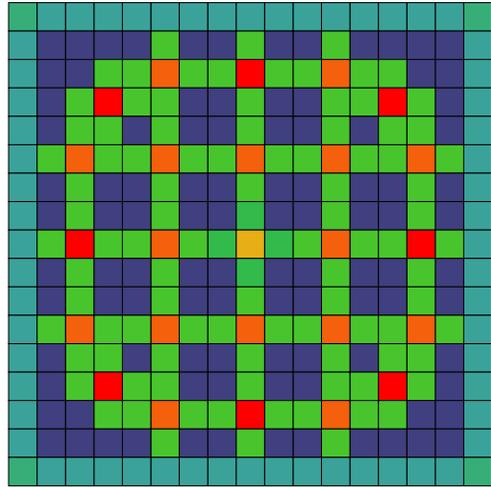


Figure 3.8 Regroupement 2

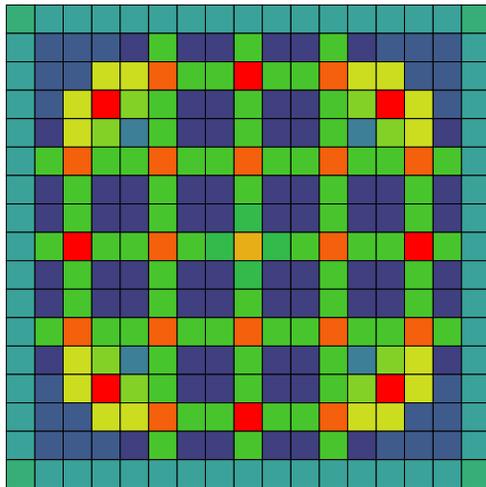


Figure 3.9 Regroupement 3

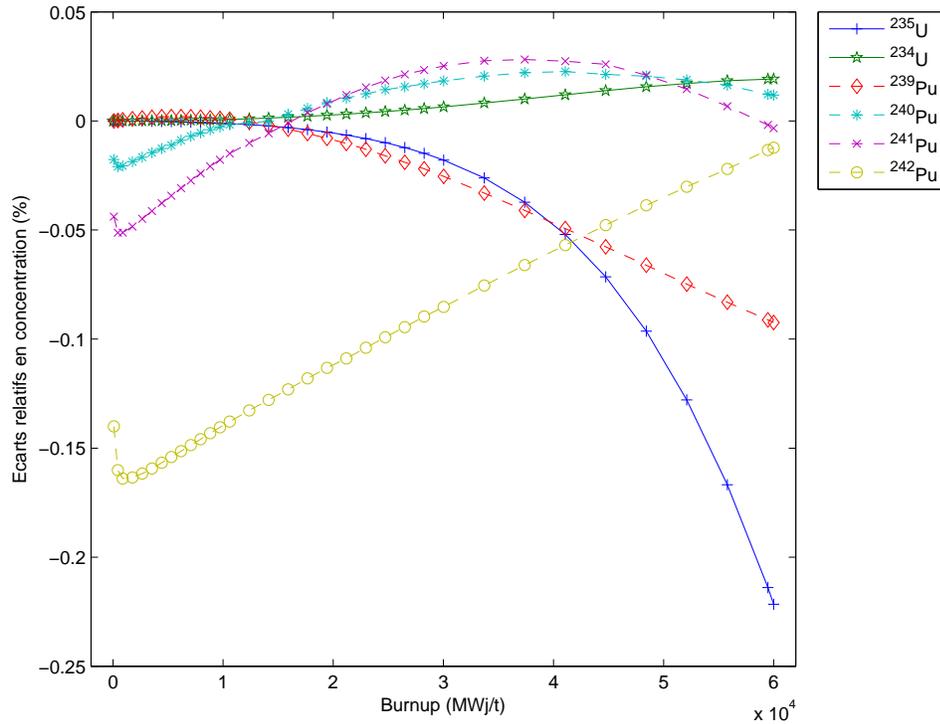


Figure 3.10 Écart relatif des concentrations entre le regroupement 1 et la référence

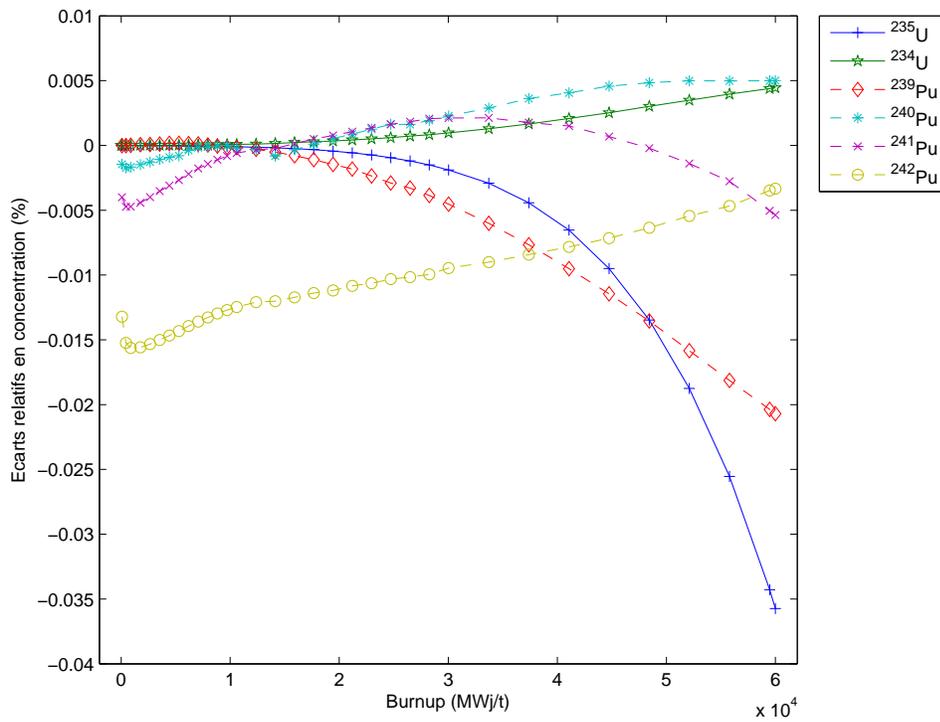


Figure 3.11 Écart relatif des concentrations entre le regroupement 3 et la référence

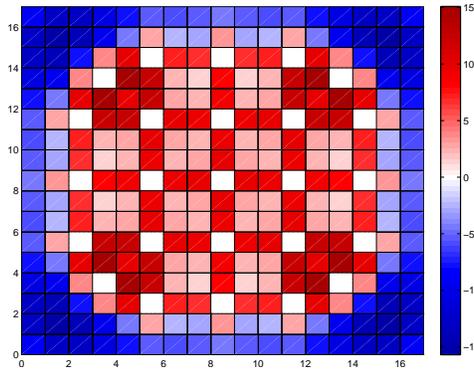


Figure 3.12 Carte des écarts relatifs des concentrations en  $^{235}\text{U}$  entre le regroupement 1 et la référence (%)

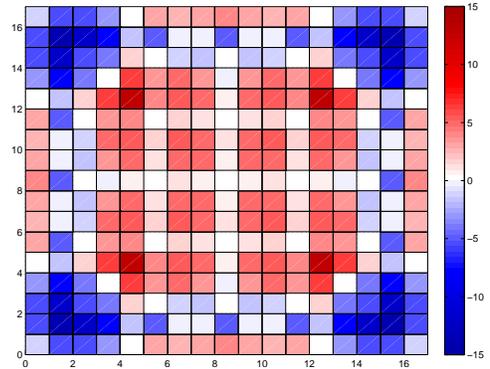


Figure 3.13 Carte des écarts relatifs des concentrations en  $^{235}\text{U}$  entre le regroupement 2 et la référence (%)

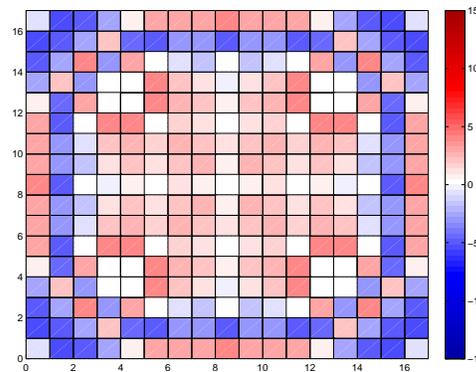


Figure 3.14 Carte des écarts relatifs des concentrations en  $^{235}\text{U}$  entre le regroupement 3 et la référence (%)

Cependant, lorsque nous regardons localement les concentrations en fin de cycle, les écarts peuvent être très importants. On présente sur les figures 3.12, 3.13 et 3.14 les écarts relatifs (en %) entre les concentration en uranium 235 en fin de cycle respectivement pour les regroupements 1,2 et 3. Pour le regroupement 1, les écarts s'élèvent jusqu'à 15 %, pour le regroupement 2, jusqu'à 11 % et pour le regroupement 3, les écarts sont réduits à 5 %. L'inventaire isotopique local n'est donc pas du tout acceptable.

De même, les taux de fission en fin de cycle des différents regroupements présentent des écarts relatifs importants avec la référence comme le montre les figures 3.15, 3.16 et 3.17. On observe des écarts du même ordre de grandeur pour les taux d'absorption. On se rend compte encore ici que le regroupement 3 génère tout de même des résultats bien meilleurs que les autres regroupements. Il est intéressant de plus de remarquer la similitude entre ces graphiques et ceux représentant les écarts en concentration en uranium 235. Comme nous savons que les concentrations initiales de  $^{235}\text{U}$  étaient identiques, cela montre qu'en première approximation, seule la fission thermique a une influence sur la concentration de l'uranium 235.

En conclusion de cette étude, nous pouvons dire que tous les regroupements que nous avons essayés donnent les bons effets macroscopiques sur l'assemblage. Ainsi, dans le schéma de calcul complet de cœur, nous utiliserons le regroupement 2 qui sera amplement suffisant pour générer des sections efficaces sur l'ensemble de l'assemblage. Cependant, pour la suite de l'étude que nous menons dans ce chapitre, nous utiliserons le calcul de référence sans regroupement puisque nous chercherons à comparer les taux de production et les inventaires isotopiques cellule par cellule.

### 3.5 Influence des bibliothèques de section efficaces

On a réalisé une série de calculs avec les différentes bibliothèques WLUP présentées dans la section 2.2.1. À ces bibliothèques, on rajoute jef22 (69 groupes d'énergie) et jef22gx (172 groupes d'énergie) qui sont similaires aux autres bibliothèques à la différence près que tous les isotopes sont issus de l'évaluation JEF-2.2. On donne, dans le tableau 3.6, les  $k_{\infty}$  et les taux de production et d'absorption à deux groupes pour différentes bibliothèques. On observe des écarts très importants entre les  $k_{\infty}$  : de l'ordre de 800 pcm entre les bibliothèques iaeagx et endfb6gx.

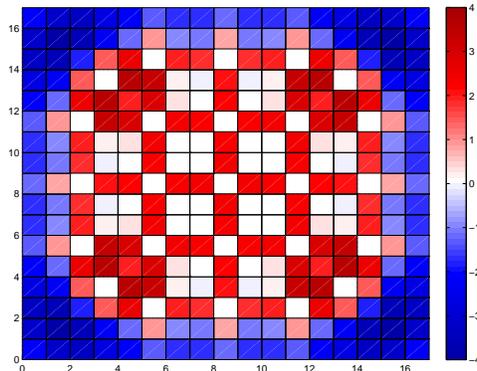


Figure 3.15 Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 1 et la référence (%)

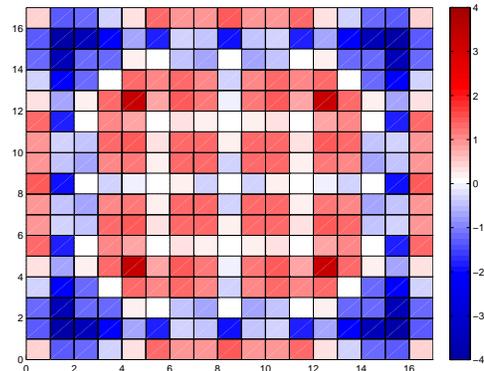


Figure 3.16 Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 2 et la référence (%)

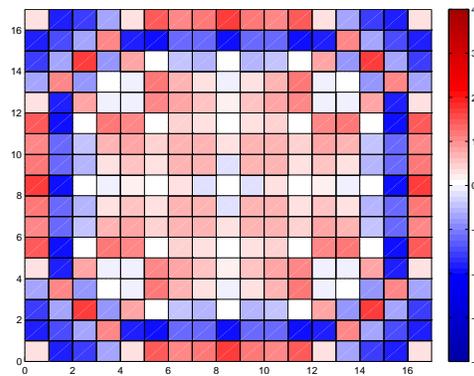


Figure 3.17 Carte des écarts relatifs des taux de fission entre le regroupement 3 et la référence (%)

Tableau 3.6 Résultats pour différentes bibliothèques de sections efficaces

Bibliothèques	$k_{\infty}$	Taux de production		Taux d'absorption	
		Rapide	Thermique	Rapide	Thermique
jef22	1,32061	0,2335	0,7665	0,2952	0,4621
jef22gx	1,32551	0,2345	0,7655	0,2930	0,4614
jeff31	1,31476	0,2323	0,7677	0,2965	0,4641
jeff31gx	1,31903	0,2329	0,7671	0,2943	0,4638
endfb6	1,31382	0,2349	0,7651	0,2982	0,4630
endfb6gx	1,31800	0,2354	0,7647	0,2960	0,4628
iaea	1,32344	0,2348	0,7652	0,2948	0,4608
iaeagx	1,32775	0,2353	0,7647	0,2927	0,4605

On peut se rendre compte encore une fois de l'extrême sensibilité du  $k_{\infty}$  avec la bibliothèque. Les différences observées sur les taux de production et d'absorption sont néanmoins seulement de l'ordre du pourcent. On comprend tout de même qu'il importe de comparer des calculs réalisés avec différents codes en utilisant des bibliothèques les plus semblables possibles.

Dans nos études comparatives, nous utiliserons la bibliothèque jeff31gx, car elle est issue de la même évaluation que la bibliothèque réalisée par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) et utilisée par EDF. Il faudra garder en tête que ces bibliothèques ne sont pas identiques, ne serait-ce qu'au niveau du nombre de groupes d'énergie : celle du CEA utilise 281 groupes d'énergie pour seulement 172 pour jeff31gx.

### **3.6 Comparaison avec les codes APOLLO2 et MCNP4**

#### **3.6.1 Calcul APOLLO2**

L'assemblage que nous étudions est un de ceux utilisés par EDF pour valider un schéma de calcul à deux niveaux APOLLO2 utilisant la méthode des caractéristiques. La procédure est la suivante :

- Le calcul du premier niveau est réalisé sur une géométrie approchée (à froid). Après avoir réalisé un calcul d'auto-protection, un calcul de flux par la méthode des probabilités de collision est mené à partir d'une bibliothèque à 281 groupes d'énergie. Le calcul de fuite est réalisé en calculant le laplacien critique (pour les besoins de comparaison avec les calculs MCNP, on utilisera l'option du laplacien nul pour les comparaisons avec MCNP4). Une condensation à 26 groupes d'énergie est réalisée.
- Le calcul du second niveau est réalisé sur la géométrie dilatée par la méthode

des caractéristiques. Elle utilise les sections efficaces à 26 groupes précédemment calculées. Pour le calcul de fuite, on impose le buckling calculé au premier niveau. L'évolution des isotopes est calculée à partir du flux du deuxième niveau.

### 3.6.2 Calcul MCNP4

Le calcul MCNP4 a été réalisé par Tanguy Courau [Courau, 2007]. Il s'agit d'un calcul de criticité avec conditions de réflexion aux bords de l'assemblage. La bibliothèque utilisée vient de l'Agence pour l'Énergie Nucléaire (AEN) et est issue de l'évaluation JEFF-3.1. Les sources initiales de neutrons ont été réparties sur les centres de toutes les cellules de combustibles pour atteindre plus rapidement la convergence.

### 3.6.3 Comparaison à froid

Nous allons débiter par étudier les écarts observables sur les grandeurs associées à l'assemblage. Les principaux résultats sont donnés dans le tableau 3.7 pour les codes MCNP4, APOLLO2 et DRAGON en utilisant les modules `NXT:` ou `SYBILT:` (le premier représentant le module utilisé pour le calcul de flux, le second celui utilisé pour l'auto-protection de résonances). Les valeurs des taux d'absorption ne nous ont pas été données pour les calculs MCNP4.

Si on s'en tient aux  $k_{\text{eff}}$ , on remarque que les résultats des calculs où on utilise le module `SYBILT:` semblent plus proches des autres codes. Or, comme nous l'avons déjà écrit, ce module est supposé être moins précis que le module `NXT:` et devrait donc être plus écarté des autres codes, en particulier de MCNP4 qui peut être ici considéré comme référence. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que les bibliothèques que nous utilisons ne sont pas rigoureusement identiques pour les trois codes et que des écarts importants sur les  $k_{\text{eff}}$  pourraient en être la conséquence. Ainsi, en dépit de l'écart sur le  $k_{\text{eff}}$  qui

Tableau 3.7 Résultats pour différents code de réseau

Code de Réseau	$k_{\text{eff}}$	Taux de production		Taux d'absorption	
		Rapide	Thermique	Rapide	Thermique
MCNP4	1,34486	0,2217	0,7783		
APOLLO2	1,34181	0,2266	0,7734	0,2834	0,4767
DRAGON NXT : / NXT :	1,35004	0,2202	0,7798	0,2713	0,4694
DRAGON NXT : / SYBILT :	1,34685	0,2206	0,7794	0,2733	0,4692
DRAGON SYBILT : / SYBILT :	1,34528	0,2211	0,7789	0,2750	0,4683

est plus important avec NXT : par rapport au calcul MCNP4, il est toujours préférable d'utiliser cette méthode de tracking.

Les taux de production et d'absorption calculés par DRAGON sont à l'intérieur de la marge de 1 % que nous nous étions accordée par rapport au calcul MCNP4. Les écarts sont du même ordre de grandeur, voire plus faibles que ceux entre APOLLO2 et MCNP4, bien que diamétralement opposés, et ce quel que soit le module de DRAGON utilisé.

Maintenant que nous avons constaté que les grandeurs globales de l'assemblage sont acceptables pour notre calcul, il est intéressant de regarder localement comment elles se comportent. On calcule donc les écarts relatifs des taux de fission pour les trois codes utilisés. On présente dans les figures 3.18 à 3.20 les écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide respectivement entre DRAGON et MCNP4, entre APOLLO2 et MCNP4 et entre DRAGON et APOLLO2. De même, on présente dans les figures 3.21 à 3.23 les écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique respectivement entre DRAGON et MCNP4, entre APOLLO2 et MCNP4 et entre DRAGON et APOLLO2. On constate dans tous les cas des écarts relatifs inférieurs à 1,3 %. Il est intéressant de remarquer que bien que les cartes de taux de fission DRAGON et APOLLO2 soient différentes, les écarts ne sont pas plus importants avec MCNP4 pour l'un ou pour l'autre

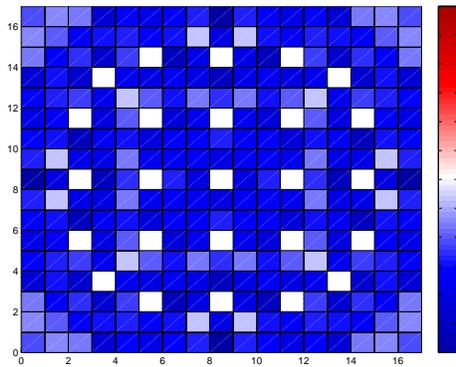


Figure 3.18 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre DRAGON et MCNP4 (%)

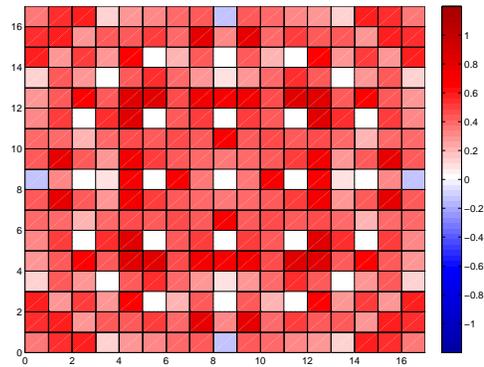


Figure 3.19 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre APOLLO2 et MCNP4 (%)

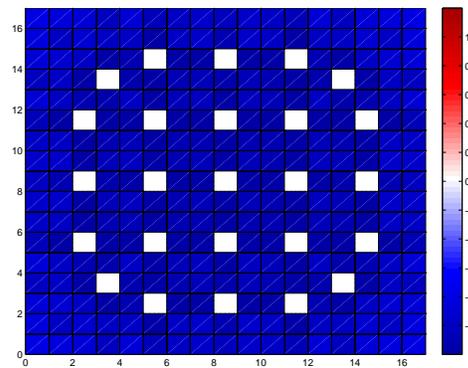


Figure 3.20 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe rapide entre DRAGON et APOLLO2 (%)

des codes déterministes ; ils sont juste répartis différemment. Ainsi, DRAGON va avoir tendance à sous-évaluer le taux de fission dans le groupe rapide et à légèrement le sur-évaluer dans le groupe thermique.

On présente dans les figures 3.24 et 3.25 les écarts relatifs des taux d'absorption respectivement des groupes rapide et thermique entre les calcul DRAGON et APOLLO2. On remarquera que l'échelle de couleur n'est pas la même pour les groupes rapide et thermique. On constate que l'absorption dans le groupe thermique ne présente pas de grands

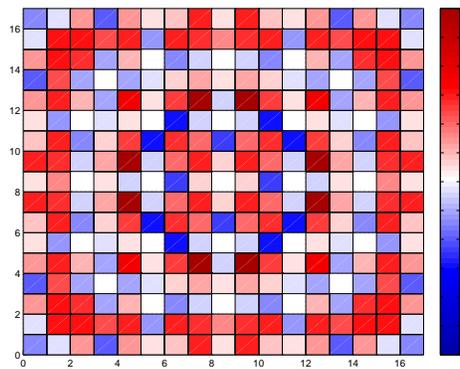


Figure 3.21 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre DRAGON et MCNP4 (%)

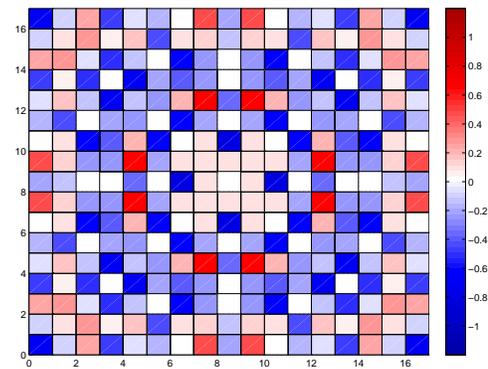


Figure 3.22 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre APOLLO2 et MCNP4 (%)

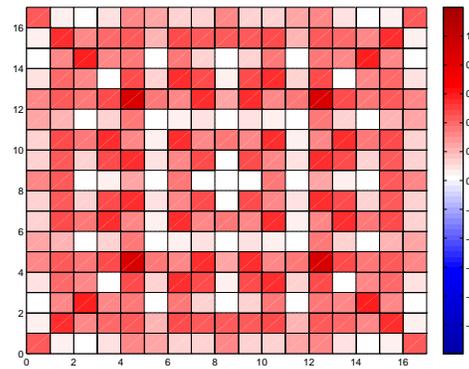


Figure 3.23 Carte des écarts relatifs des taux de fission dans le groupe thermique entre DRAGON et APOLLO2 (%)

écarts relatifs entre les taux locaux : ils sont toujours inférieurs à 1,2 %. Le taux d'absorption dans le groupe rapide est, quant à lui, inférieur avec DRAGON qu'avec APOLLO2 de manière assez homogène entre 2 et 3 %, ce qui explique notamment le sens de l'écart sur le  $k_{\text{eff}}$ .

### 3.6.4 Comparaison à chaud avec évolution

Les résultats que nous avons obtenus à chaud à burnup nul avec DRAGON et APOLLO2 sont semblables à ceux présentés pour un assemblage froid en ce qui concerne les écarts entre les  $k_{\text{eff}}$ , les taux de production et les taux d'absorption. L'intérêt de cette comparaison à chaud réside dans l'évolution du combustible dans le temps qui va nous permettre d'observer si les résultats que nous obtenons avec DRAGON sont toujours comparables à ceux obtenus avec APOLLO2 en fin de cycle.

#### 3.6.4.1 Comparaison de la réactivité de l'assemblage

La première grandeur à comparer est bien entendu le  $k_{\infty}$ . L'évolution du  $k_{\infty}$  pour les deux codes est donnée sur la figure 3.26. Pour plus de lisibilité, on donne dans la figure 3.27 l'écart relatif entre les deux courbes. Les  $k_{\infty}$  calculés avec DRAGON sont toujours surévalués par rapport à ceux donnés par APOLLO2. Les écarts, atteignant 650 pcm, sont notablement supérieurs à nos espérances. On observe un pic autour de 40 GWj/t. Cet écart tend à diminuer par la suite. Nous avons tenté de prolonger nos courbes et nous obtenons un inversement autour de 70 GWj/t. Ceci se comprend physiquement dans la mesure où un assemblage plus réactif pendant une période va consommer plus de combustible fissile et finira donc par devenir moins réactif.

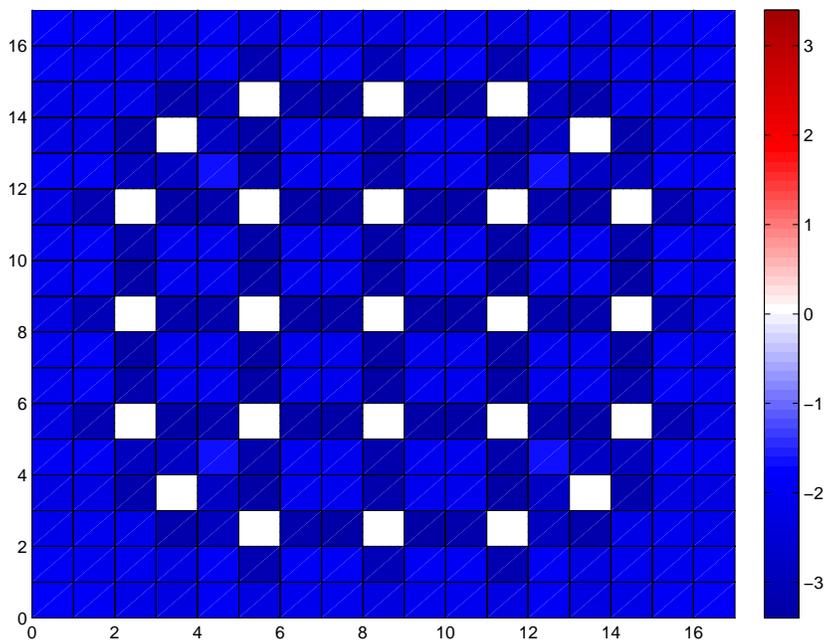


Figure 3.24 Carte des écarts relatifs des taux d'absorption dans le groupe rapide entre DRAGON et APOLLO2 (%)

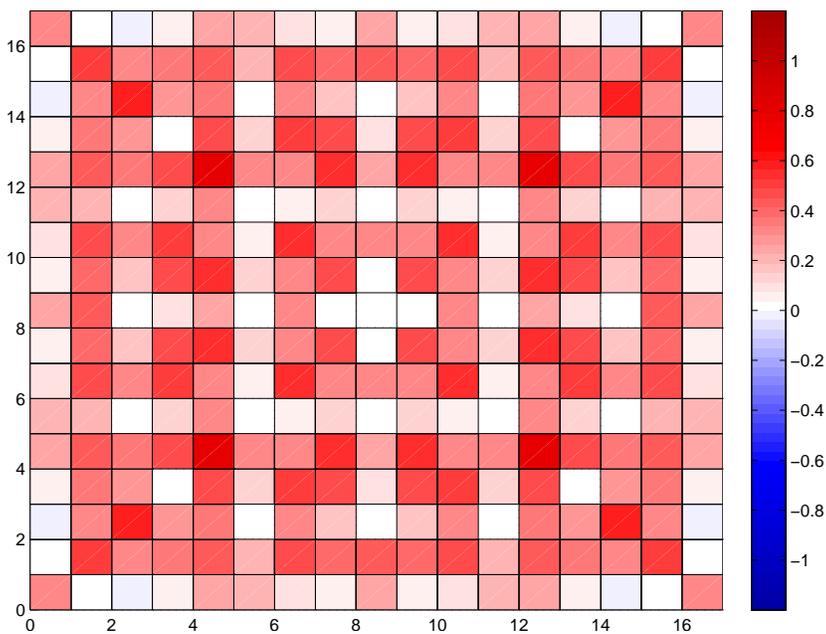


Figure 3.25 Carte des écarts relatifs des taux d'absorption dans le groupe thermique entre DRAGON et APOLLO2 (%)

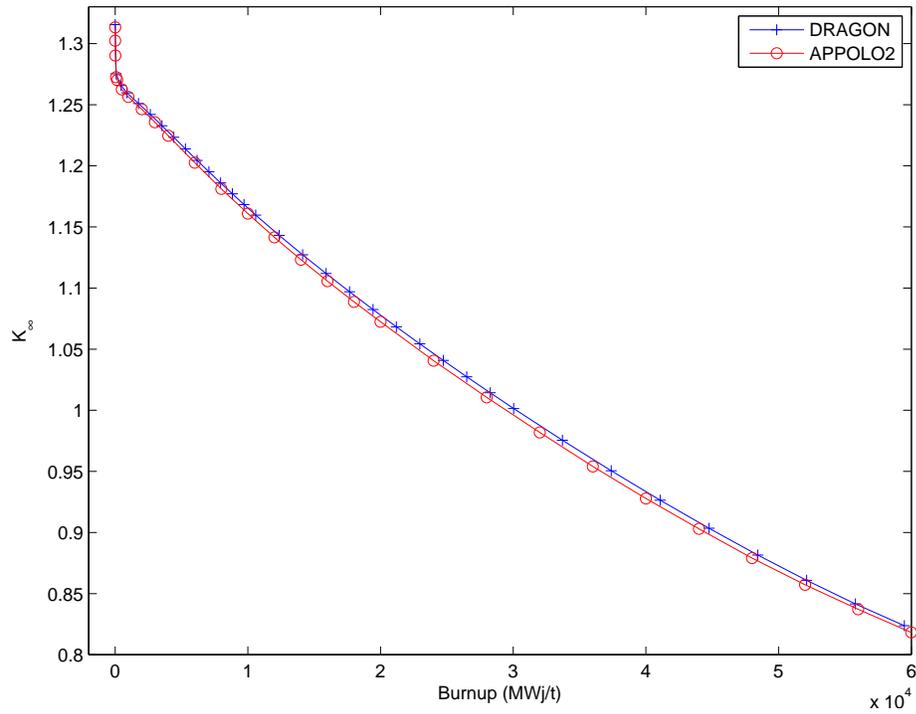


Figure 3.26 Évolution des  $k_{\infty}$  avec le burnup

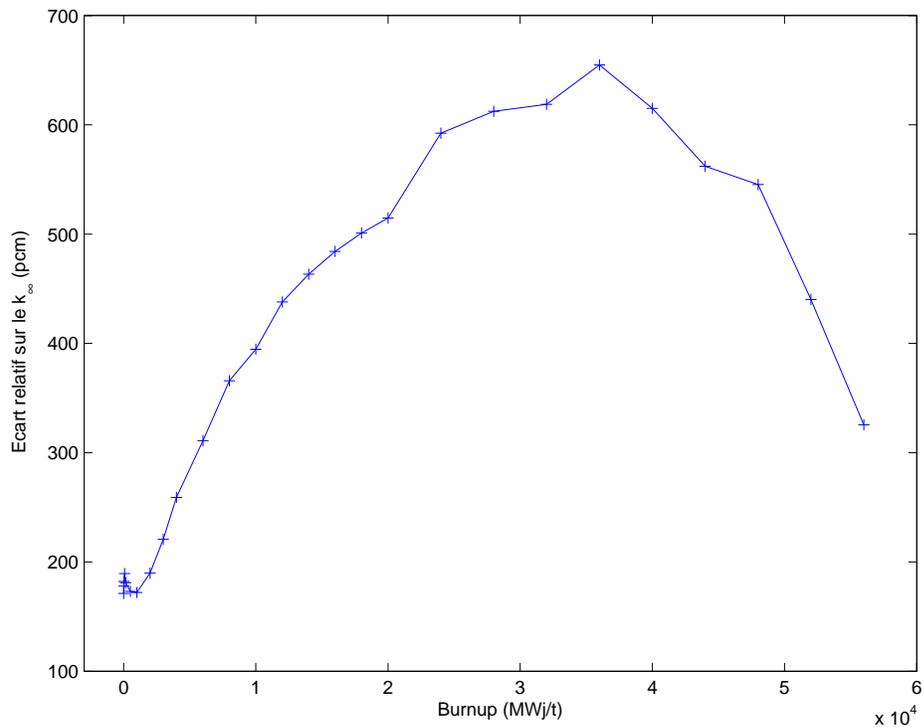


Figure 3.27 Évolution de la différence entre les  $k_{\infty}$

### 3.6.4.2 Comparaison de l'inventaire isotopique

On peut également comparer les concentrations en isotopes lourds. Ces courbes sont présentées sur la figure 3.28. On remarque que les concentrations en isotopes de l'uranium sont bien évaluées. L'écart maximal étant de l'ordre de 1,2 %. Ce maximum correspond d'ailleurs au même burnup que celui du pic dans l'écart des réactivités. Les concentrations en isotope du plutonium présentent, cependant, des écarts relatifs significatifs. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que les concentrations de plutonium en début de cycle sont très faibles et qu'un très faible écart en valeur absolue est sur ce graphique fortement accentué. On obtient tout de même des écarts de l'ordre de 4 % en fin de cycle, ce qui n'est pas entièrement satisfaisant. La production inférieure de plutonium dans les calculs DRAGON par rapport aux calculs APOLLO2 semble indiquer une différence importante de la consommation de l'uranium 238. Cette différence est présentée dans la figure 3.29. Ce que nous observons ici correspond bien à notre attente : les calculs menés avec DRAGON consomment moins d'uranium 238, ce qui explique qu'ils produisent moins de plutonium.

A titre d'exemple, on va tracer les cartes de l'écart de concentration en uranium 235 et en plutonium 239 entre les calculs DRAGON et APOLLO2 en fin de cycle respectivement sur les figures 3.30 et 3.31. On se rend compte que l'écart très faible observé en moyenne sur l'assemblage cache en fait des écarts significatifs au niveau de la cellule. Des écarts du même ordre (inférieur à 5 %) sont observables pour les autres isotopes. Il est difficile de cibler plus précisément quelles cellules causent ces différences dans la mesure où les écarts maximaux ne sont pas observés dans les mêmes régions pour différents isotopes.

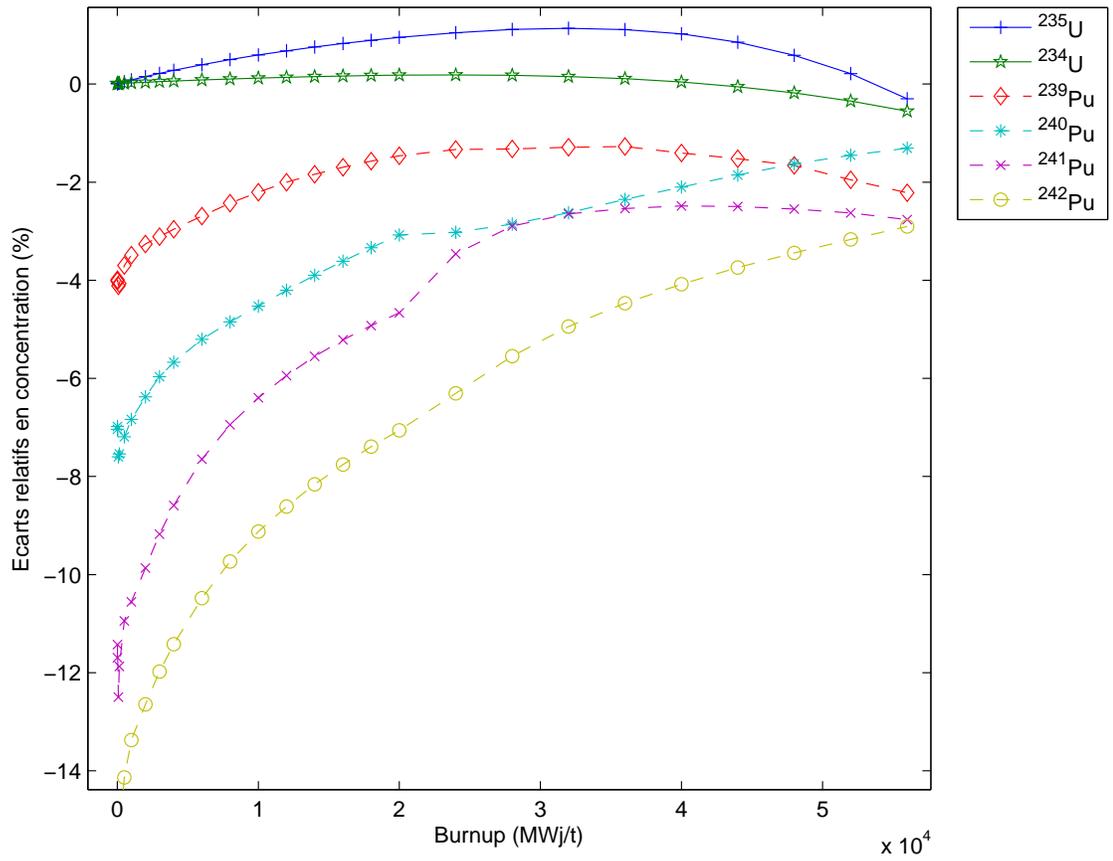


Figure 3.28 Évolution de la différence entre les concentrations des isotopes lourds

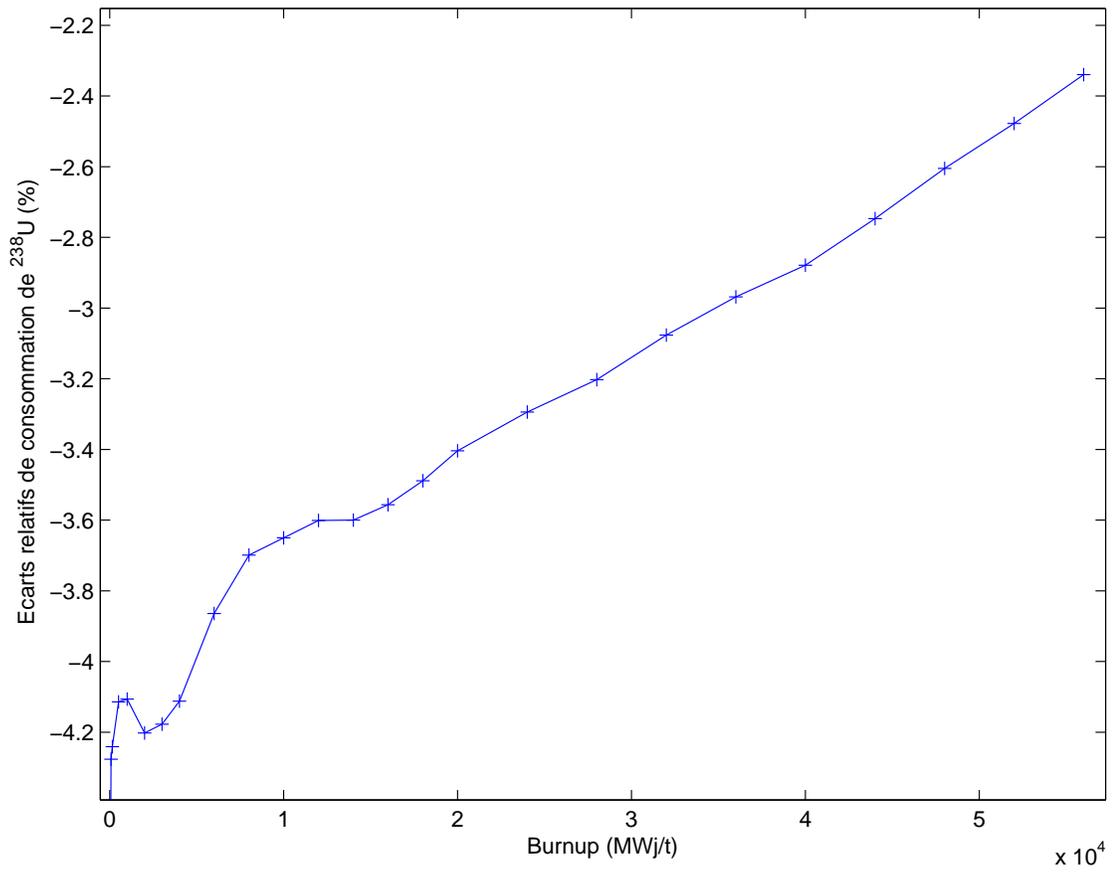


Figure 3.29 Évolution de la différence entre les consommations de  $^{238}\text{U}$

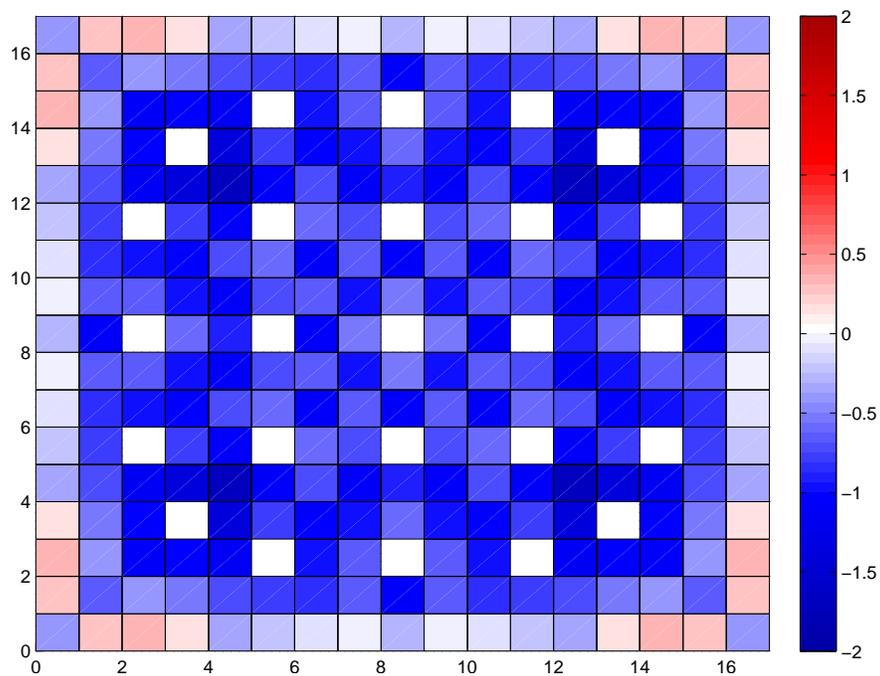


Figure 3.30 Carte des écarts relatifs en concentration en  $^{235}\text{U}$  en fin de cycle

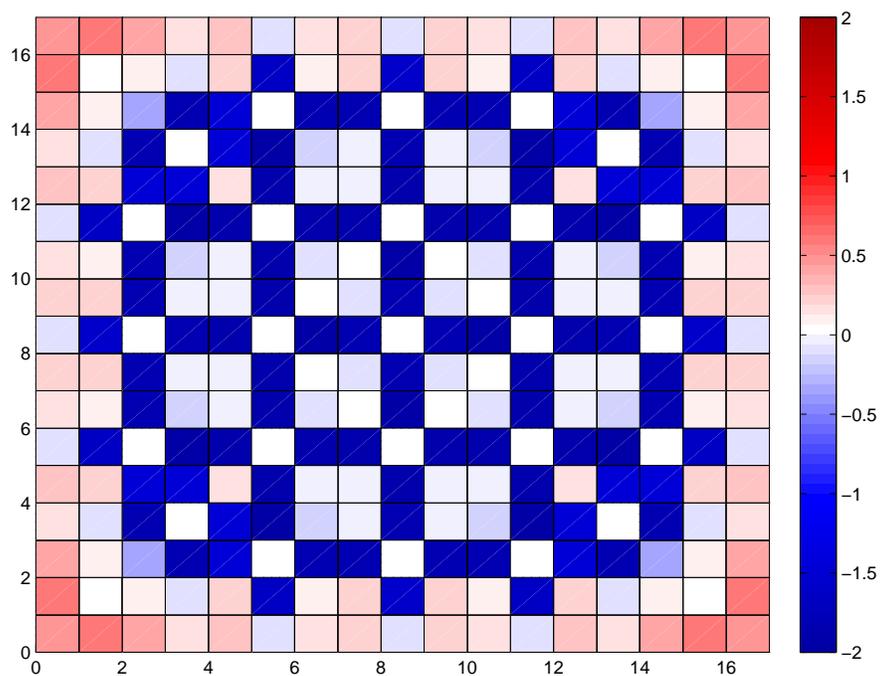


Figure 3.31 Carte des écarts relatifs en concentration en  $^{239}\text{Pu}$  en fin de cycle

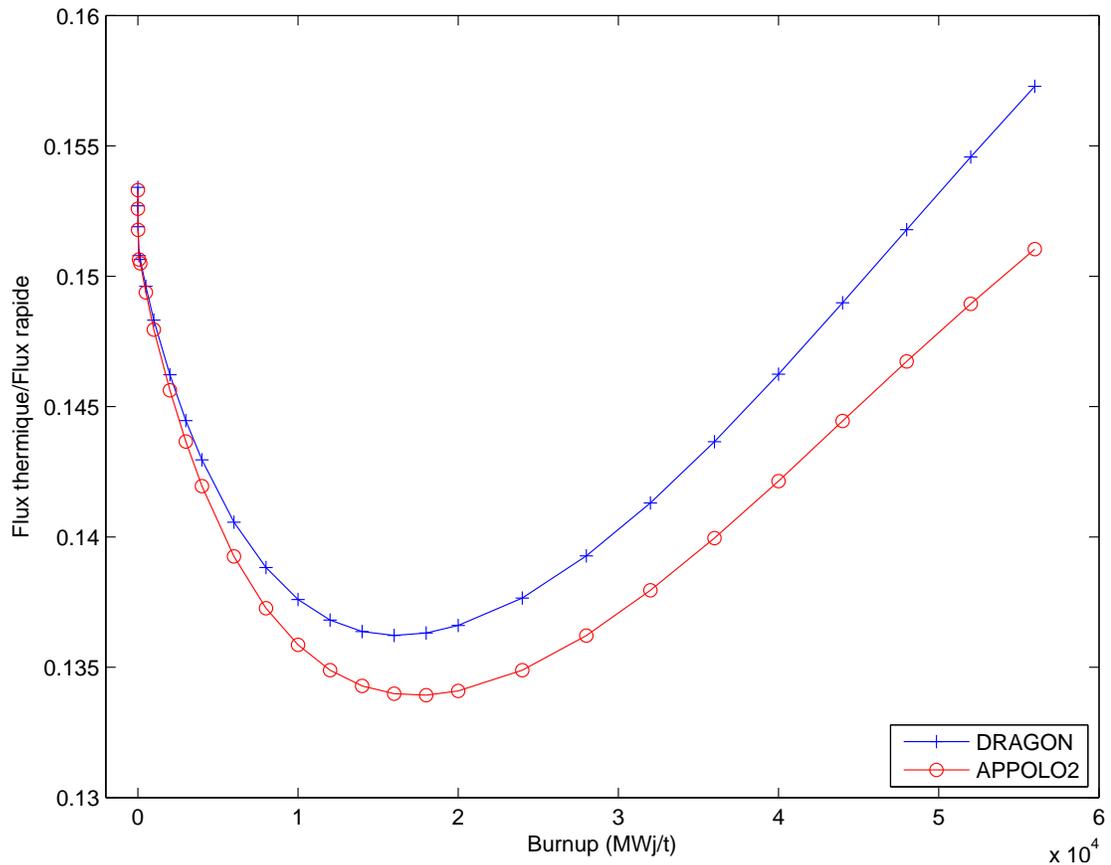


Figure 3.32 Évolution du rapport entre les flux thermiques et rapides

### 3.6.4.3 Comparaison du flux, des taux de production et des taux d'absorption

Pour comprendre les différences entre les inventaires isotopiques, il importe de regarder comment se comporte le spectre du flux neutronique dans les deux calculs. Pour s'en donner une idée, on présente l'évolution du rapport entre le flux thermique et le flux rapide pour les deux calculs dans la figure 3.32. On observe une différence de l'ordre de 0,1 % à burnup nul mais cet écart grandit jusqu'à 4,2 % en fin de cycle. On a donc un flux calculé par DRAGON qui est plus thermique que celui calculé par APOLLO2. Ce qui entraîne en effet une moindre consommation de l'uranium 238 pour DRAGON.

Dans le chapitre suivant, nous mènerons un calcul d'assemblage destiné à extraire des

sections efficaces pour le calcul de cœur. Il importe donc de regarder comment ces sections évoluent avec le burnup. Nous nous intéressons donc aux sections de fission et d'absorption condensées à deux groupes et homogénéisées sur tout l'assemblage. Ces grandeurs sont présentées dans les figures 3.33 à 3.36. On se rend compte que les différences entre les sections efficaces à burnup nul à froid se retrouvent ici : les écarts initiaux dans le groupe thermique sont très faibles (inférieurs à 0,1 %) alors qu'ils sont de l'ordre de 1 % pour la section efficace de fission et 2 % pour la section efficace d'absorption dans le groupe rapide. De la même manière que nous avons pu l'observer pour d'autres grandeurs, les écarts tendent à se creuser au cours du temps pour atteindre entre 2,0 et 3,0 %.

On va également tracer les écarts locaux des taux de production et des taux d'absorption en début et en fin de cycle pour voir comment ils évoluent.

- On présente dans les figures 3.37 et 3.38 les écarts relatifs entre les taux de production dans le groupe rapide calculés avec DRAGON et APOLLO2 respectivement en début et en fin de cycle.
- On présente dans les figures 3.39 et 3.40 les écarts relatifs entre les taux de production dans le groupe thermique calculés avec DRAGON et APOLLO2 respectivement en début et en fin de cycle.
- On présente dans les figures 3.41 et 3.42 les écarts relatifs entre les taux d'absorption dans le groupe rapide calculés avec DRAGON et APOLLO2 respectivement en début et en fin de cycle.
- On présente dans les figures 3.43 et 3.44 les écarts relatifs entre les taux d'absorption dans le groupe thermique calculés avec DRAGON et APOLLO2 respectivement en début et en fin de cycle.

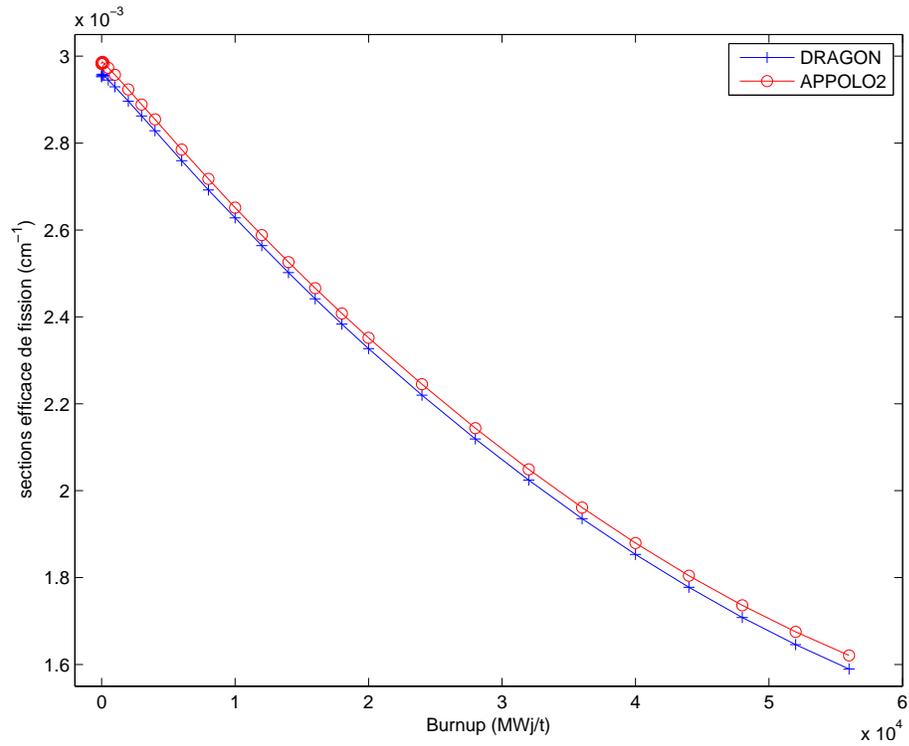


Figure 3.33 Sections efficaces de fission du groupe rapide

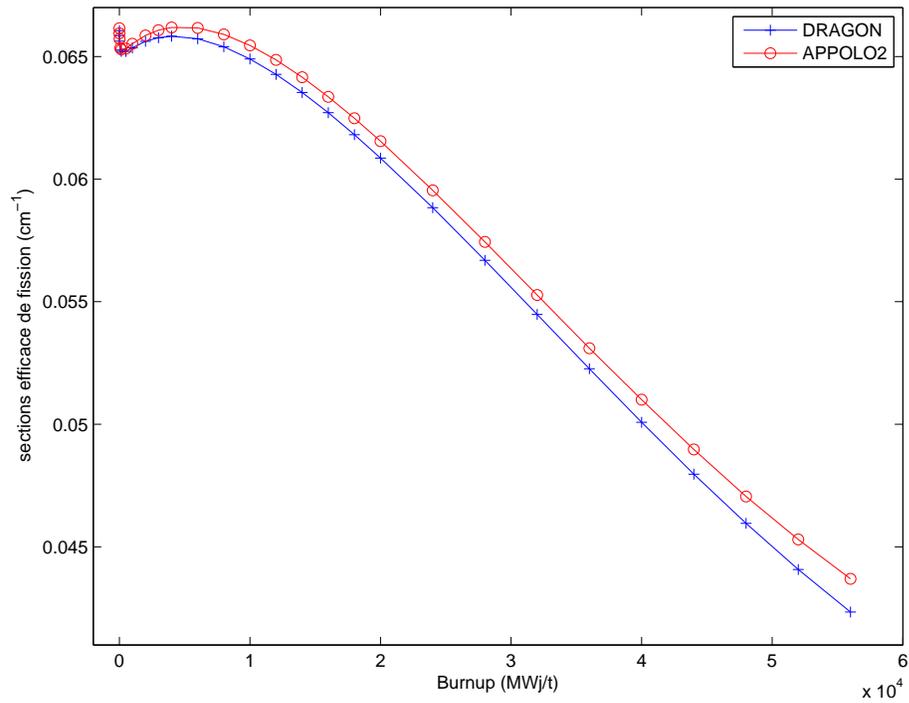


Figure 3.34 Sections efficaces de fission du groupe thermique

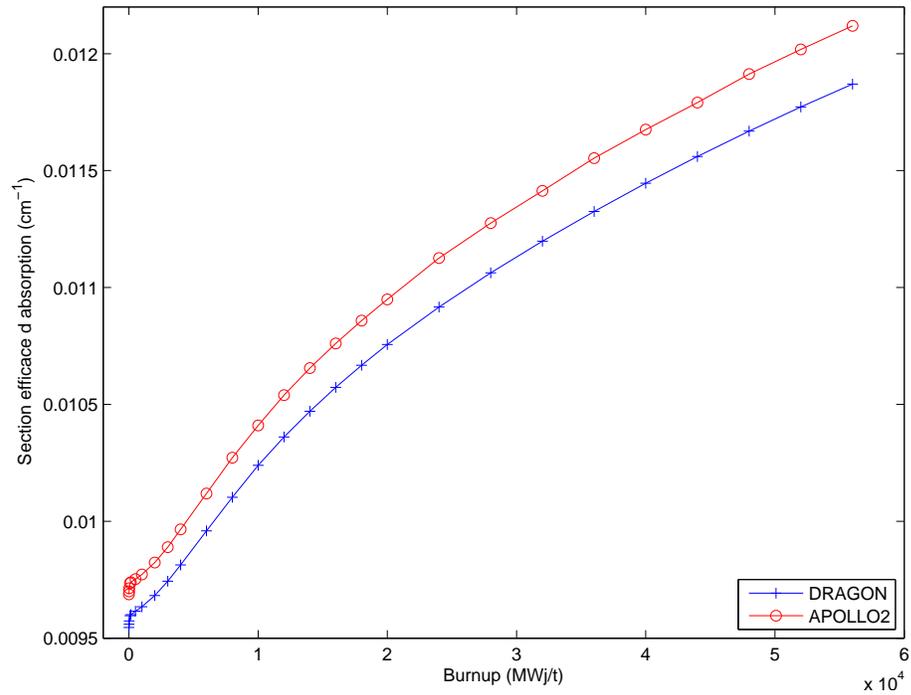


Figure 3.35 Sections efficaces d'absorption du groupe rapide

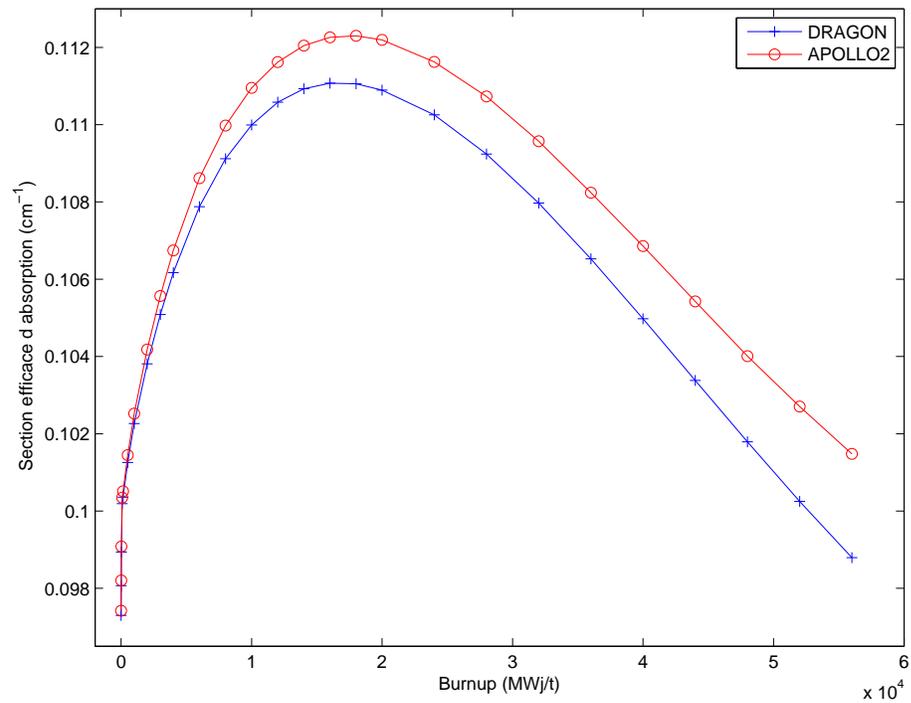


Figure 3.36 Sections efficaces d'absorption du groupe thermique

Ces huit graphiques sont représentés avec la même échelle de couleur pour se rendre bien compte de l'augmentation des différences avec le burnup.

On constate ici encore que les taux de production et d'absorption dans le groupe thermique sont généralement sur-évalués avec DRAGON par rapport à APOLLO2 et qu'ils sont toujours sous-évalués dans le groupe rapide. C'est dans ce dernier groupe qu'on trouve encore les écarts les plus importants, ce qui tend à confirmer une différence qui serait due au calcul d'auto-protection des résonances. On constate également que les plus grands écarts pour les sections efficaces d'absorption sont trouvés dans les trous d'eau, ce qui est dû aux écarts grandissants avec le burnup dans le spectre entre DRAGON et APOLLO2.

Nous pouvons conclure de ces différentes observations qu'en règle général les grandeurs calculées avec DRAGON se différencient fortement par rapport à celles calculées avec APOLLO2 quand le burnup augmente. Ceci nous pose d'importants problèmes car même au début de cycle, le burnup des différents assemblages d'un réacteur peuvent atteindre 40 MWj/t, ce qui est suffisant pour observer des différences entre les deux codes que nous avons utilisés ici. N'ayant pas à ce stade du calcul la possibilité de confronter nos résultats à des valeurs expérimentales, nous ne pouvons affirmer quel code propose la meilleure modélisation du flux.

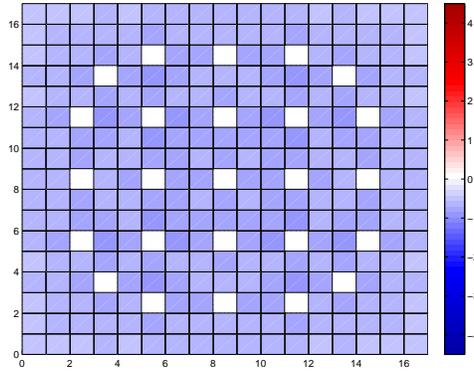


Figure 3.37 Écart des taux de production rapide en début de cycle (%)

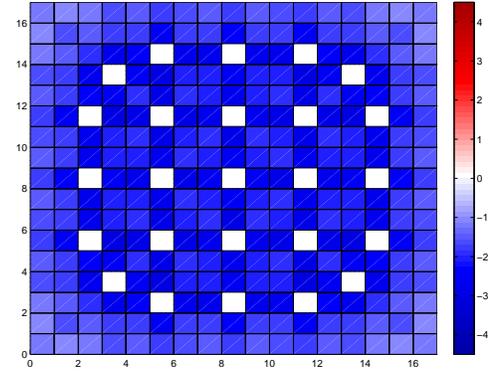


Figure 3.38 Écart des taux de production rapide en fin de cycle (%)

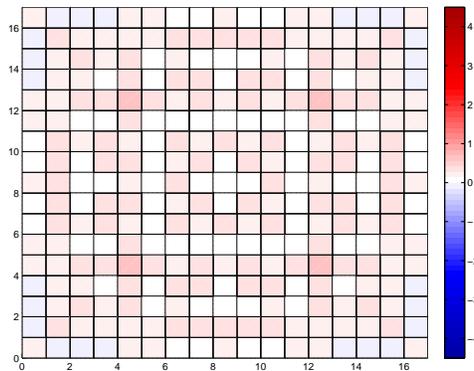


Figure 3.39 Écart des taux de production thermique en début de cycle (%)

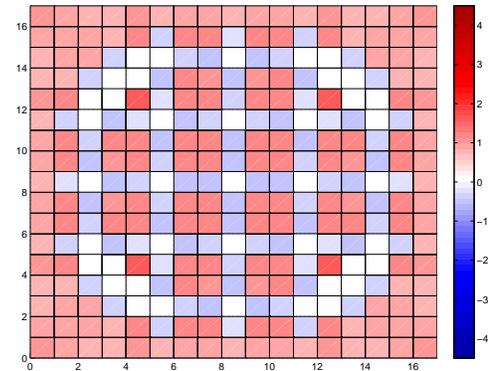


Figure 3.40 Écart des taux de production thermique en fin de cycle (%)

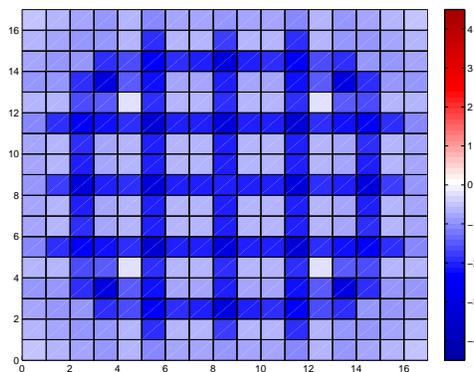


Figure 3.41 Écart des taux d'absorption rapide en début de cycle (%)

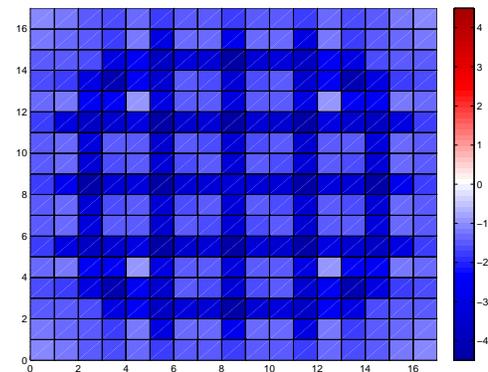


Figure 3.42 Écart des taux d'absorption rapide en fin de cycle (%)

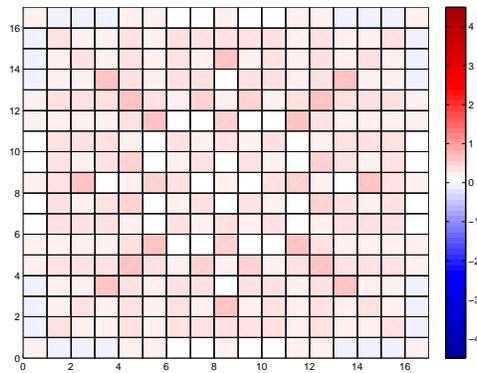


Figure 3.43 Écarts des taux d'absorption thermique en début de cycle (%)

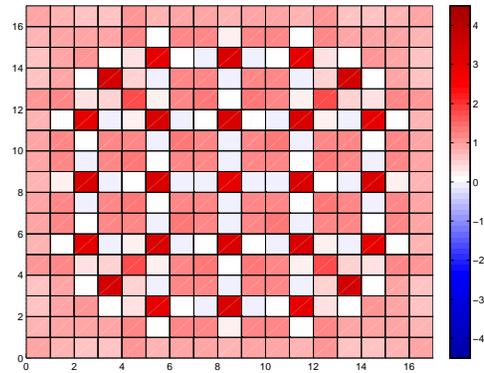


Figure 3.44 Écarts des taux d'absorption thermique en fin de cycle (%)

## CHAPITRE 4

### MISE EN PLACE D'UN SCHEMA DE CALCUL COMPLET DE CŒUR DANS UN RÉACTEUR DE TYPE REP

#### 4.1 Présentation du réacteur étudié

On se propose de mettre en place un schéma de calcul complet de cœur pour un réacteur exploité par EDF. Il s'agit d'un réacteur de type REP utilisé dans la campagne GRAVELINES 514 [Courau, 2006]. Le cœur est constitué de 157 assemblages, il est représenté sur la figure 4.1. Les assemblages grisés sont ceux qui peuvent accueillir des grappes de barres absorbantes qui seront décrites à la section 4.2.3. À chaque assemblage est associé un burnup initial variant entre 0 et 42 GWj/t. La disposition des assemblages dans le cœur présente une symétrie par rotation mais cette symétrie n'est pas rigoureusement suivie par les burnups initiaux (l'écart relatif entre les burnups de deux zones symétriques par rotation est au maximum de 6 %). Nous serons donc amenés à calculer des flux qui ne présenteront pas de symétrie par rotation exacte.

Les assemblages sont constitués de 264 barreaux de combustible  $UO_2$  enrichi à 3,7 % en uranium 235, de 24 tubes guides qui peuvent contenir des barreaux absorbants et d'un tube central d'instrumentation. Il existe deux types de barreaux absorbants : certains uniquement constitués d'acier (grappes grises), d'autres d'acier et d'un alliage d'argent, indium et cadmium (grappes noires). le huitième Est-Nord-Est d'un des assemblages est représenté sur la figure 4.2.

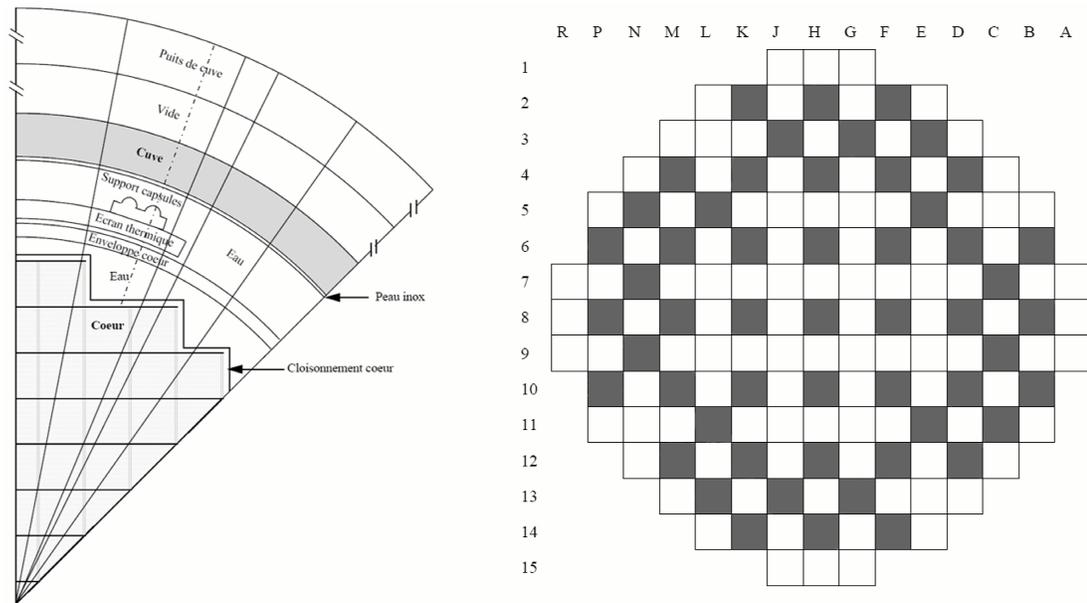


Figure 4.1 Cœur du réacteur REP étudié

## 4.2 Calcul de sections efficaces macroscopiques à deux groupes

Nous allons résoudre numériquement, comme dans le chapitre 3, l'équation de transport sur un espace en deux dimensions pavé à l'infini de l'assemblage  $17 \times 17$  considéré sans passer par l'étude préalable de la cellule. L'objectif de cette étape est d'extraire des sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur l'assemblage et condensées à deux groupes d'énergie séparés à 0,625 eV. Ces sections efficaces qui seront stockées dans des fichiers COMPO générés par DRAGON pourront être utilisées en entrée du calcul de cœur.

### 4.2.1 Modélisation d'un assemblage réel

Un certain nombre de données d'entrée du calcul DRAGON doivent être calculées à partir des données constructeur fournies par EDF. Dans la plupart des cas, nous suivrons

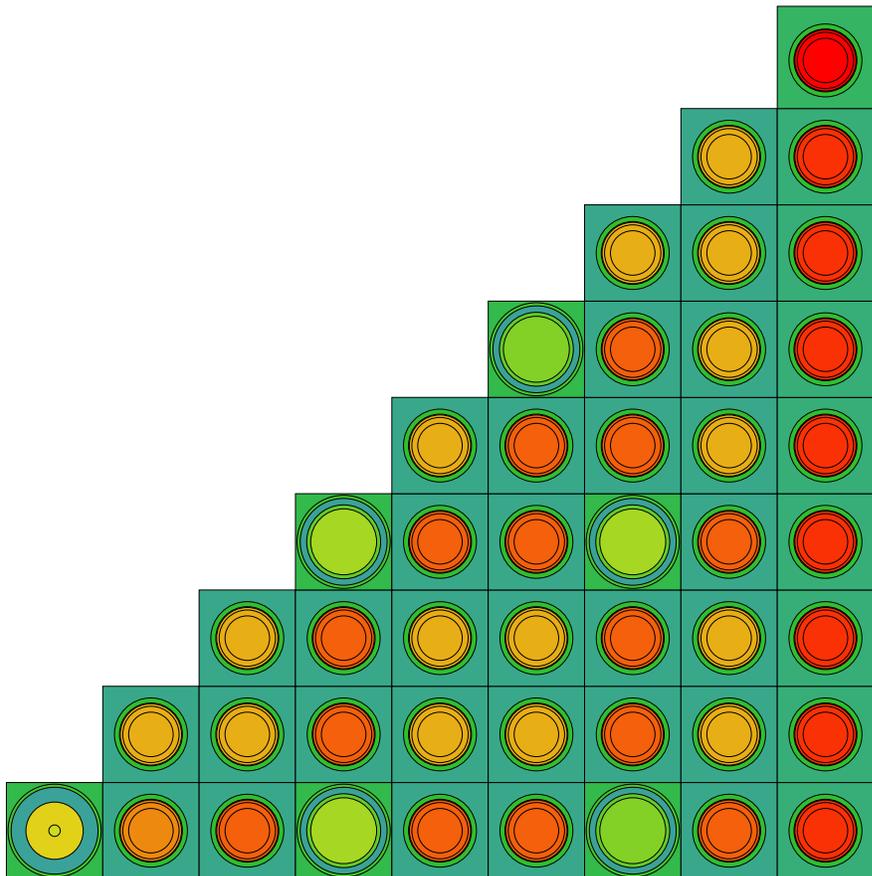


Figure 4.2 Assemblage du réacteur REP étudié

les procédures employées par EDF [Kerdraron, 2006] :

- Nous fusionnons la lame d'eau avec les cellules périphériques et nous diluons la gaine dans les trous d'air comme nous l'avons fait au chapitre 3.
- Nous avons choisi, dans cette modélisation, de diluer les grilles dans le modérateur en fonction de leur disposition dans l'assemblage. Cette dilution nous oblige à considérer le regroupement 2 de la section 3.4.3 comme le regroupement le plus grossier des cellules que nous pouvons utiliser (le regroupement 1 ne distingue pas des cellules avec des modérateurs où les grilles sont diluées différemment).
- L'enrichissement en uranium 235 est de 3,7 %. Nous allons considérer que le rapport entre les concentrations en uranium 235 et 234 n'est pas modifié par l'enrichissement. Dans l'uranium naturel, la teneur en uranium 235 est 0,72 % et celle en uranium 234 est 0,0054 %. Ainsi on obtient les équations :

$$\text{teneur en } ^{234}\text{U} = \text{teneur en } ^{235}\text{U} \times \frac{54 \times 10^{-6}}{0,0072} \quad (4.1)$$

$$\text{teneur en } ^{238}\text{U} = 1 - \text{teneur en } ^{235}\text{U} - \text{teneur en } ^{234}\text{U} \quad (4.2)$$

Nous allons utiliser les paramètres que nous avons validés dans le chapitre 3 pour mener notre étude. Nous utiliserons donc le module NXT : pour créer le tracking des calculs d'auto-protection des résonances et de flux. La discrétisation de l'assemblage sera la même que celle décrite dans la section 3.2.2 et représentée sur la figure 3.1, à savoir quatre couronnes dans chaque crayon de combustible ou de barre absorbante et une discrétisation cartésienne en  $2 \times 2$  du modérateur. Nous calculerons le laplacien critique B1 homogène dans le module FLU : car ce modèle est plus proche du fonctionnement réel de l'assemblage qu'un calcul avec un laplacien fixe.

Dans l'ensemble de cette étude nous utiliserons la bibliothèque de sections efficaces microscopique jeff31gx présentée à la section 2.2.1. Nous utiliserons la bibliothèque

jef22gx à la section 4.3.4.1 pour estimer l'influence des bibliothèques de sections efficaces sur l'ensemble du réacteur.

#### **4.2.1.1 Condensation et homogénéisation**

On va condenser les sections efficaces à deux macro-groupes, l'énergie de coupure étant fixée à 0,625 eV. On mettra en place deux homogénéisations : une sur l'ensemble de l'assemblage qu'on utilisera pour les calculs de réacteur et une, cellule par cellule, pour pouvoir à terme avoir une meilleure appréciation du flux local.

### **4.2.2 Gestion du bore**

#### **4.2.2.1 Problématique**

Dans un réacteur REP, la concentration en bore dans le modérateur est adaptée pour maintenir un état critique. On appelle cette valeur la concentration de bore critique (CBC). D'après les premiers calculs que nous avons effectués sur ce point, il est apparu qu'une grande variation de la concentration en bore dans le modérateur est nécessaire pour maintenir le réacteur dans un état critique au cours d'un cycle de combustible (entre 1500 et 0 ppm de bore). Cette différence de concentration a une grande influence sur le flux neutronique. En effet, une telle concentration de bore change le spectre et la réactivité de façon notable. On présente dans le tableau 4.1 certains résultats obtenus pour quatre concentrations en bore différentes : 0, 500, 1000 et 1500 ppm. Les  $k_{\text{eff}}$  présentent un écart très important entre 0 et 1500 ppm de bore : 18000 pcm ; la proportion du flux thermique à 1500 ppm de bore est diminuée de 15 % par rapport à sa valeur à une concentration de bore nulle et la section efficace d'absorption dans le macro-groupe thermique augmente de 25 %. Les écarts sur les autres sections efficaces présentées sont

Tableau 4.1 Influence du bore sur différentes grandeurs

Concentration en bore (ppm)	0	500	1000	1500
$k_{\text{eff}}$	1,38855	1,31923	1,25739	1,20187
$\Phi_2/\Phi_1$	0,1879	0,1776	0,1684	0,1601
$\nu\Sigma_{f,1}$ (cm <sup>-1</sup> )	7,403E-3	7,394E-3	7,386E-3	7,377E-3
$\nu\Sigma_{f,2}$ (cm <sup>-1</sup> )	1,527E-1	1,516E-1	1,505E-1	1,495E-1
$\Sigma_{a,1}$ (cm <sup>-1</sup> )	9,543E-3	9,655E-3	9,765E-3	9,875E-3
$\Sigma_{a,2}$ (cm <sup>-1</sup> )	8,756E-2	9,210E-2	9,658E-2	1,010E-1

plus faibles mais non négligeables (de l'ordre de 3 %). Il faudra donc trouver un moyen de bâtir des sections efficaces macroscopiques utilisables par DONJON qui représentent correctement l'assemblage dans le cœur en évolution.

#### 4.2.2.2 Solutions envisagées

Il existe de nombreuses façons de modéliser l'effet du bore sur le flux neutronique dans le réacteur. Nous allons présenter ici les différentes possibilités que nous avons considérées :

- Une méthode de perturbation [Pomraning, 1983] peut rendre compte des changements de sections efficaces. Cependant cette méthode est réservée à des modifications de l'ordre du pourcent et ne peut donc pas être acceptable pour la variation de 25 % de la section efficace d'absorption dans le macro-groupe thermique.
- On peut faire varier la concentration du bore dans le calcul d'évolution dans DRAGON pour suivre a priori celle du cœur. On représenterait ainsi une concentration du bore en dents de scie par rapport au burnup : décroissant sur un cycle puis augmentant ponctuellement au rechargement. Cette technique est utilisable pour représenter schématiquement l'évolution de réacteurs sur lesquels nous avons peu d'information mais ce n'est pas le cadre de notre étude.

- Une amélioration de cette dernière technique consiste à réaliser une itération DRAGON/DONJON pour suivre directement les concentrations dans le cœur au niveau de la cellule. Cette méthode a été proposée pour des réacteurs CANDU et est disponible avec le module HST : [Varin et al., 2003]. Néanmoins elle nécessite des calculs très longs et ne rentre donc pas dans le cadre d'un schéma de calcul.
- On peut utiliser la section efficace microscopique du bore pour corriger les sections efficaces macroscopiques calculées avec une concentration moyenne de bore. Les écarts que nous observons sur les taux de fission présentés dans le tableau 4.1 ne pourront pas être modélisés par cette méthode. Cependant elle pourra représenter les écarts sur les taux d'absorption qui sont les plus importants. L'influence de la concentration du bore sur l'évolution de l'assemblage est négligé dans cette méthode [Guillemin, 2007]. C'est la technique que nous utiliserons dans notre étude. La concentration moyenne de bore dans le modérateur que nous utiliserons est 500 ppm. Nous appellerons dans la suite cette technique la méthode des sections efficaces microscopiques extraites (SEME).
- Une amélioration de cette technique consiste à créer une base de données de sections efficaces avec différentes concentrations de bore comprises entre 0 et 1500 ppm à partir desquelles nous réaliserons des interpolations dans DONJON. L'interpolation des sections efficaces selon deux paramètres, développée par Richard Chambon pour les réacteurs CANDU [Chambon, 2007], n'est cependant pas disponible pour un calcul à burnup instantané. Nous allons donc utiliser cette technique avec des concentrations fixes de bore dans le modérateur pour faire des comparaisons avec la méthode précédente. Nous utiliserons les concentrations 0, 500, 1000 et 1500 ppm. Dans l'objectif d'être cohérent, lorsque nous ferons les interpolations dans DONJON, le burnup doit être calculé de la même manière pour tous les assemblages. À chaque pas de burnup et à chaque valeur de concentration de bore choisie, nous réaliserons un calcul avec les concentrations des mélanges

de combustible calculées par le calcul de référence (avec 500 ppm de bore). Nous appellerons dans la suite cette technique la méthode des bibliothèques de sections efficaces (BSE).

Nous donnons dans les tableaux 4.2 et 4.3 les sections efficaces de production et d'absorption obtenues avec les méthodes SEME et BSE à burnup nul et à un burnup de 60 GWj/t pour les concentrations de bore avec lesquelles nous avons fait les calculs BSE. Les valeurs données par la méthode BSE sont donc ici les valeurs de référence. Nous voyons que les écarts sur les sections efficaces initiales sont tous inférieurs à 1,5 %, la méthode SEME corrige donc correctement les sections efficaces d'absorption. En fin de cycle, il est intéressant de voir que tous les écarts se sont réduits à l'exception de l'absorption dans le groupe rapide qui augmente jusqu'à 6 % pour 1500 ppm de bore. Ce grand écart semble être dû à une irrégularité de la section efficace d'absorption dans le groupe rapide calculé avec la méthode BSE. La méthode SEME semble donc satisfaisante pour les calculs que nous allons mener. Nous comparerons les écarts que ces méthodes introduisent au niveau du cœur dans la section 4.3.4.2 pour confirmer notre choix.

### **4.2.3 Prise en compte des barres absorbantes**

Le cœur possède 53 assemblages où des barres absorbantes peuvent être insérées comme nous l'avons vu sur la figure 4.1. Ces barres sont réparties en groupes qui ont des rôles précis :

- SA, SB, SC, SD : groupes de barres d'arrêt. Ces grappes sont insérées dans le réacteur presque instantanément lorsqu'il doit être arrêté. En fonctionnement normal, elles ne sont donc pas insérées.
- N1, N2, G1, G2 : groupes de barres de compensation de puissance. Ces grappes

Tableau 4.2 Comparaison des méthodes SEME et BSE à 0 GWj/t

bore (ppm)	méthode	$\nu\Sigma_{f,1}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu\Sigma_{f,2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_{a,1}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_{a,2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
0	BSE	7,403E-3	1,527E-1	9,543E-3	8,756E-2
	SEME	-0,1 %	-0,7 %	-0,1 %	-0,7 %
1000	BSE	7,386E-3	1,505E-1	9,765E-3	9,658E-2
	SEME	+0,1 %	+0,7 %	+0,1 %	+0,7 %
1500	BSE	7,377E-3	1,495E-1	9,875E-3	1,010E-1
	SEME	+0,2 %	+1,4 %	+0,2 %	+1,4 %

Tableau 4.3 Comparaison des méthodes SEME et BSE à 60 GWj/t

bore (ppm)	méthode	$\nu\Sigma_{f,1}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu\Sigma_{f,2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_{a,1}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma_{a,2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
0	BSE	4,110E-3	1,110E-1	1,179E-2	9,089E-2
	SEME	0,0 %	0,0 %	-2,2 %	-0,1 %
1000	BSE	4,107E-3	1,107E-1	1,198E-2	1,013E-1
	SEME	0,0 %	0,0 %	-1,9 %	+0,1 %
1500	BSE	4,105E-3	1,108E-1	1,121E-2	1,064E-1
	SEME	0,0 %	0,0 %	+5,8 %	+0,3 %

sont insérées dans le cœur en début de cycle. Elles sont retirées soit pour compenser la perte de réactivité due à l'évolution du combustible soit pour amener une forte réactivité positive. Ces barres sont déplacées de façon continue.

- R : groupe de barres de régulation de puissance. Cette grappe est utilisée pour compenser les fluctuations ponctuelles de la puissance du cœur. En temps normal elles sont insérées à moitié dans le cœur.

Les groupes G1 et G2 sont constitués de grappes grises, tous les autres sont constitués de grappes noires.

Pour l'évaluation du poids des grappes, nous réaliserons les calculs pour les assemblages grappés avec les concentrations de combustibles issues des conditions de référence. Cela correspond bien au fonctionnement des barres d'arrêt car elles ne sont pas insérées et le combustible évolue donc sans ces barres mais amènera des différences pour les autres. Ceci est néanmoins indispensable pour que les burnups de nos différents assemblages soient cohérents les uns avec les autres. De la même manière que pour les assemblages non grappés, nous réaliserons les calculs des assemblages grappés à plusieurs concentrations de bore dans le modérateur pour des besoins de comparaison entre les méthodes SEME et BSE.

Pour se donner une idée de l'influence des barres absorbantes, on présente sur les figures 4.3 à 4.7 l'évolution des  $k_{\text{eff}}$  et des sections efficaces de fissions (multipliées par  $\nu$ ) et d'absorption pour les macro-groupes rapides et thermiques pour les assemblages sans grappes, avec des grappes grises et avec des grappes noires à une concentration de bore de 500 ppm. Il est intéressant de remarquer que les écarts varient avec le burnup. On présente, dans le tableau 4.4, pour chaque grandeur  $A$ , les écarts relatifs  $E(\text{noire}) = \frac{A(\text{avec grappe noire}) - A(\text{sans grappe})}{A(\text{sans grappe})}$  et les taux  $E(\text{grise})/E(\text{noire})$  entre parenthèses pour évaluer l'influence des grappes grises par rapport à celle des grappes noires. La variation de  $E(\text{noire})$  est particulièrement importante pour les sections ef-

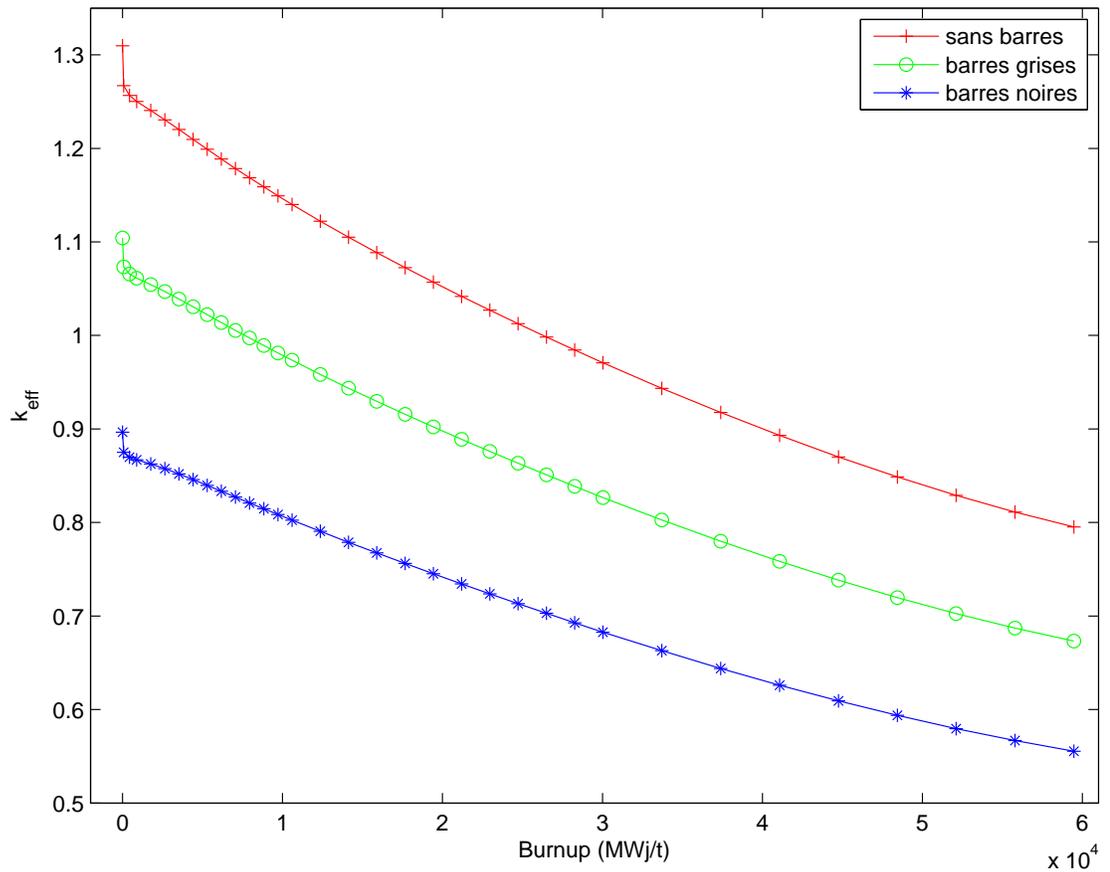
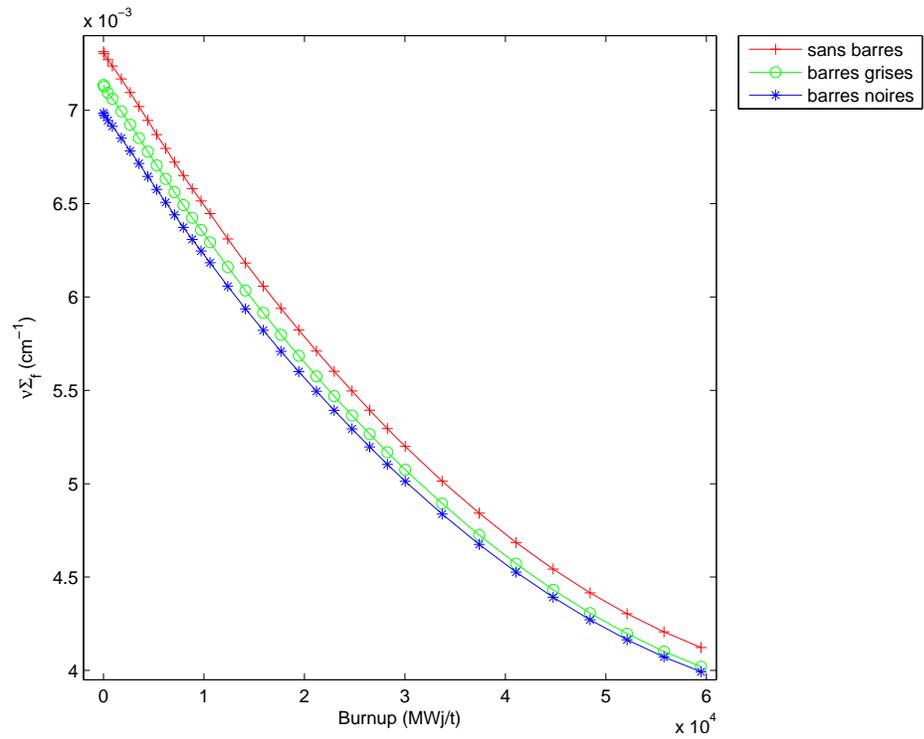
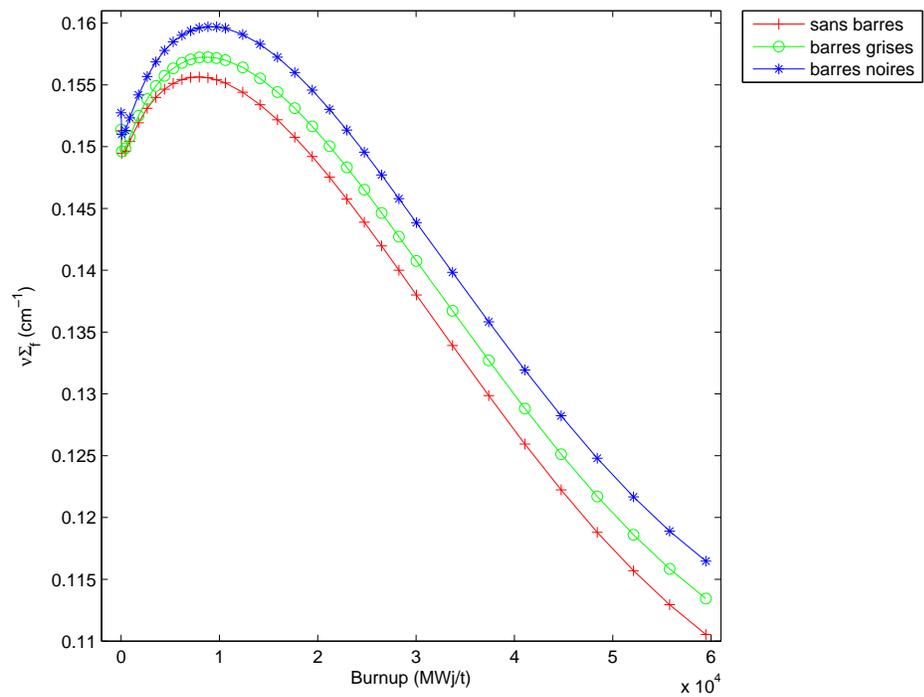


Figure 4.3 Évolution du  $k_{\text{eff}}$  avec le burnup pour les assemblages grappés et non-grappés

ficaces de fission thermique et l'influence des grappes grises par rapport à celle des grappes noires sur les taux de fission est modifiée au cours de l'évolution. On ne peut donc pas simuler les barres absorbantes par de simples modifications de sections efficaces constantes dans le temps. Cela justifie bien a posteriori notre choix de calculer les sections efficaces des assemblages grappés au cours de l'évolution.

#### 4.2.4 Schéma de calcul DRAGON

On peut finalement synthétiser la partie du schéma de calcul qui est effectuée dans DRAGON par le diagramme représenté sur la figure 4.8, celui-ci reprend les points

Figure 4.4  $\nu\Sigma_f$  groupe rapideFigure 4.5  $\nu\Sigma_f$  groupe thermique

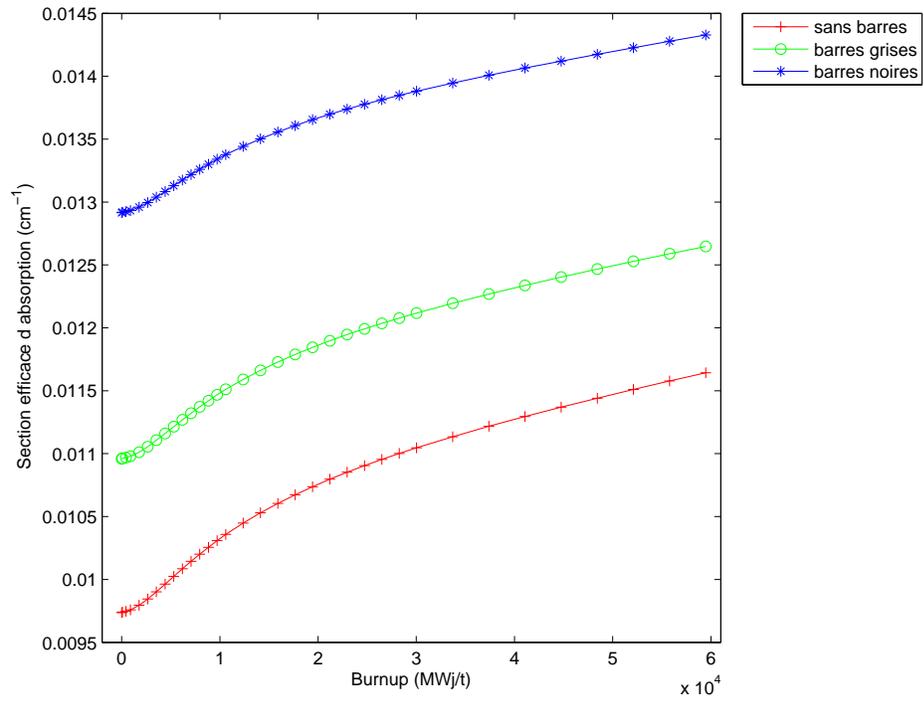


Figure 4.6  $\Sigma_a$  groupe rapide

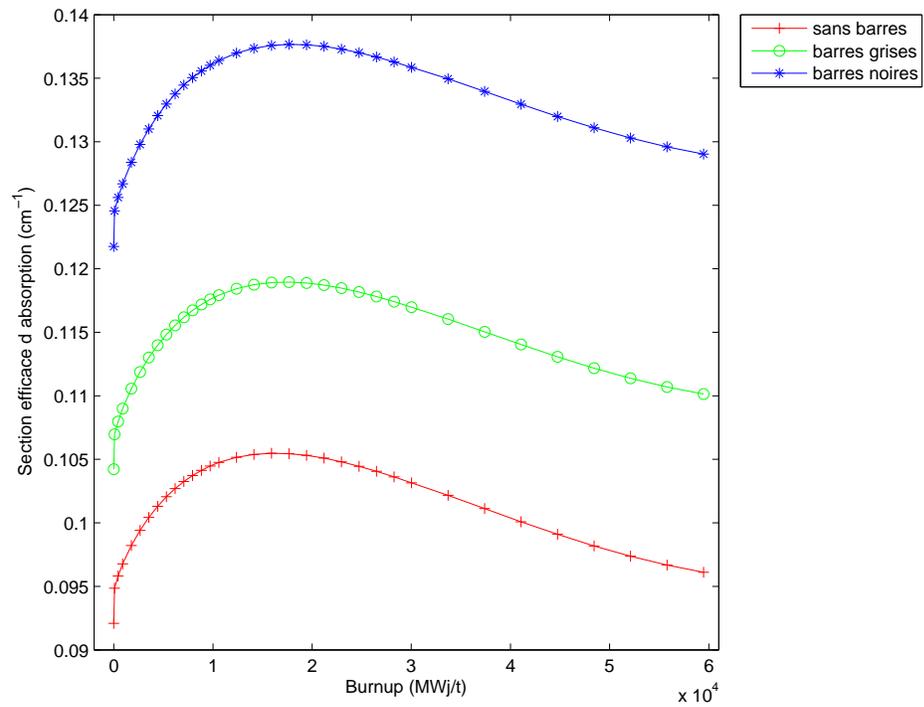


Figure 4.7  $\Sigma_a$  groupe thermique

Tableau 4.4 Évolution des écarts relatifs

burnup (GWj/t)	0	30	60
$\Delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}}$ (%)	-31,5 (49,7)	-29,7 (50,0)	-30,1 (50,9)
$\Delta \nu \Sigma_{f,1}/\nu \Sigma_{f,1}$ (%)	-4,5 (54,1)	-3,6 (66,8)	-3,2 (79,1)
$\Delta \nu \Sigma_{f,2}/\nu \Sigma_{f,2}$ (%)	1,0 (7,2)	4,2 (47,0)	5,4 (49,0)
$\Delta \Sigma_{a,1}/\Sigma_{a,1}$ (%)	32,7 (38,5)	25,7 (37,8)	23,1 (37,4)
$\Delta \Sigma_{a,2}/\Sigma_{a,2}$ (%)	32,2 (40,9)	31,7 (42,3)	34,3 (42,6)

que nous avons expliqués précédemment dans ce chapitre et dans le chapitre 3. Le fichier d'entrée principal DRAGON intitulé *ANFH.x2m* est donné en annexe II.1 et les procédures auxquelles il fait appel sont décrites en annexe II.2.

### 4.3 Calcul de cœur

#### 4.3.1 Modélisation du cœur

##### 4.3.1.1 Modélisation du réflecteur

La description géométrique du cœur donnée sur la figure 4.1 n'est pas directement transposable dans DONJON. Si nous pouvons décrire exactement la partie constituée de combustible, ce n'est pas le cas de celle qui l'entoure. En effet le réflecteur est constitué de nombreuses couches cylindriques auxquelles s'ajoutent différents appareils de contrôle qui modifient le flux neutronique.

La modélisation du réflecteur a mené à un certain nombre de choix par rapport au document de travail [Courau, 2006]. Nous considérons au dessus, en dessous et radialement qu'il y a une couche de réflecteur d'une épaisseur équivalente à celle d'un assemblage. Au delà de cette couche, nous appliquons des conditions frontières de vide (approximation en diffusion du flux entrant nul). Nous utilisons le module GEOD : de DONJON

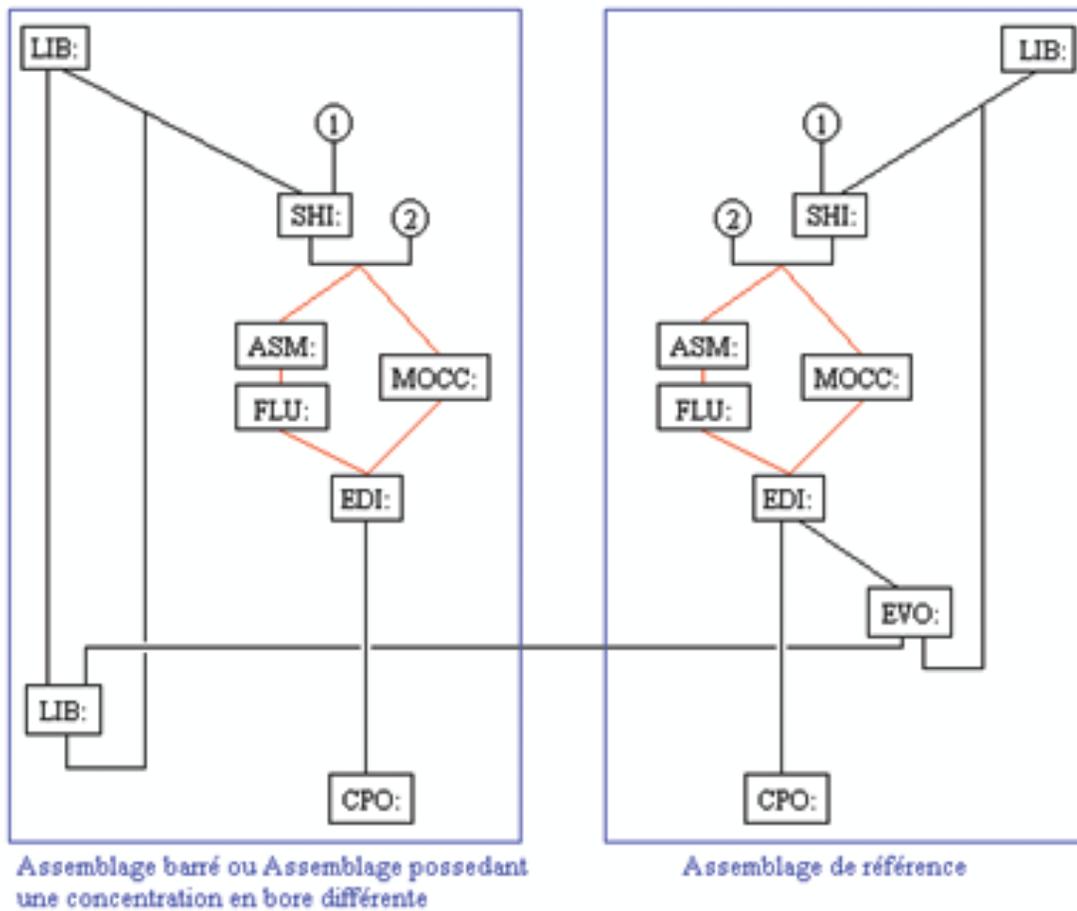
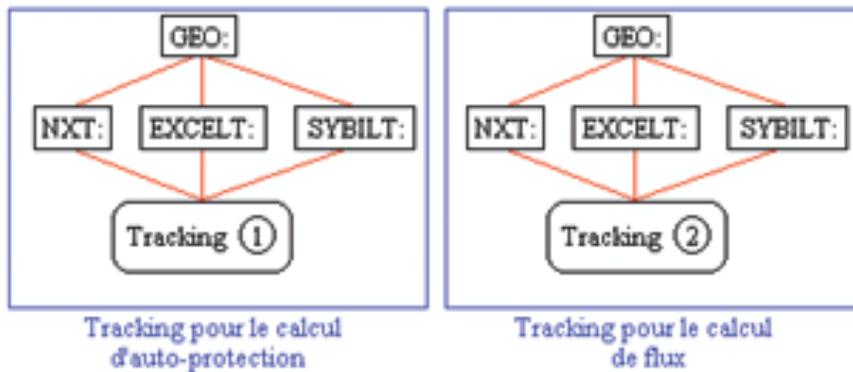


Figure 4.8 Schéma de calcul proposé pour DRAGON

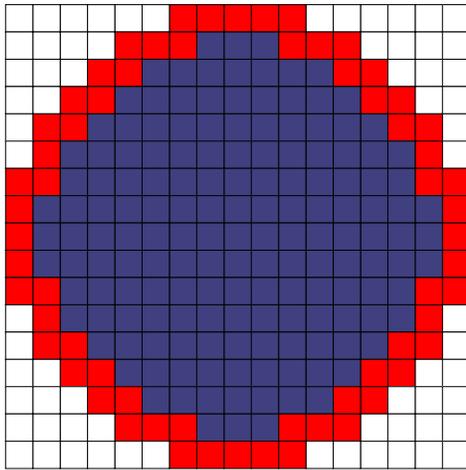


Figure 4.9 Disposition du réflecteur dans le cœur

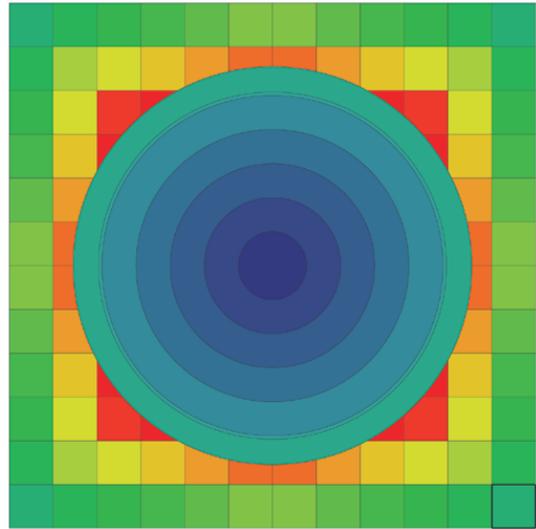


Figure 4.10 Cellule utilisée pour le calcul des propriétés du réflecteur

pour décrire cette géométrie comme montré sur la figure 4.9.

Nous avons utilisé la cellule de la figure 4.10 pour obtenir les propriétés macroscopiques du réflecteur. Nous allons considérer que ces propriétés sont celles de la zone la plus excentrée de la cellule (aux contours épaissis sur la figure 4.10) au pas de burnup moyen en début de cycle, c'est-à-dire 19,0 GWj/t. Nous avons fait évoluer la cellule avec DRAGON pour différentes concentrations de bore et créé artificiellement un fichier COMPO qui contient les sections efficaces à burnup fixe mais à concentration de bore croissante. Ainsi, lors de la création de la macro-bibliothèque, la concentration de bore remplacera la variable burnup.

Nous sommes conscients de l'extrême simplicité de ce modèle et il sera certainement la cause de grandes différences avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, il faut garder en tête que EDF utilise un modèle semi-empirique, nous aurions donc pu imaginer des modèles théoriquement plus satisfaisants, mais ils n'auraient pas été forcément plus fiables.

#### 4.3.1.2 Construction de la macro-bibliothèque

Nous allons construire la macro-bibliothèque avec le module `CRE:`. Nous créons un mélange par assemblage plus un mélange pour l'ensemble du réflecteur. Nous considérerons donc que les grappes sont soit entièrement insérées soit entièrement sorties de cœur. Cela suffira pour nos calculs du poids des grappes. Il serait possible de considérer des grappes partiellement insérées en donnant des indices de mélange différents le long de l'axe pour un suivi fin du cœur.

#### 4.3.1.3 Calcul du flux

Le calcul du flux neutronique dans le réacteur est réalisé avec la procédure classique : `TRIVAT:`, `TRIVAA:` et `FLUD:`. Nous utilisons la méthode des différences finies centrées (MCFD 1) décrite à la section 1.3.3.

Nous proposons deux types de calculs relatifs à la concentration de bore :

- Un calcul à concentration de bore fixe. Ce type de calcul permettra d'étudier l'influence de différents paramètres sur le cœur.
- Un calcul de bore critique. Nous introduisons alors une boucle sur les modules `CRE:`, `TRIVAA:` et `FLUD:` qui seront réutilisés pour chaque concentration de bore considérée. On utilise le module `FIND0:` qui cherche le zéro d'une fonction (ici la réactivité) pour réaliser cette boucle. On doit donc calculer initialement la réactivité pour deux concentrations de bore différentes (une sur-critique, l'autre sous-critique) et le module utilise la méthode de Brent pour calculer un nouvel abscisse (concentration de bore).

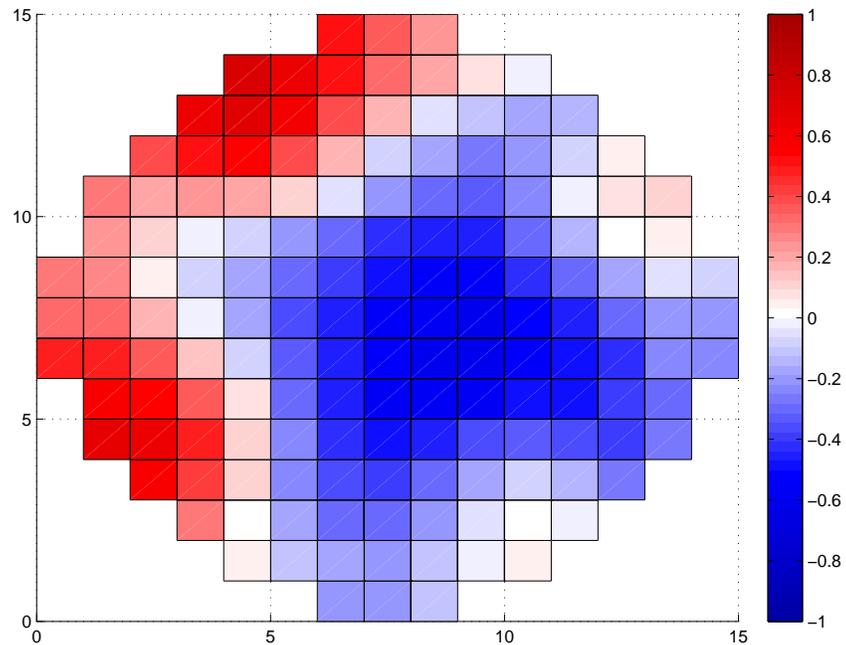


Figure 4.11 Écarts relatifs sur la puissance dus à la discrétisation axiale (%)

#### 4.3.1.4 Convergence spatiale

Comme nous l'avons présenté à la section 1.3.3 le cœur doit être discrétisé suffisamment finement pour que les hypothèses de la différence finie centrée soient vérifiées. Cette discrétisation intervient sur la géométrie décrite dans GEOD : . On découpe le réacteur axialement en 29 zones comme décrit dans le document de travail [Courau, 2006]. Le réflecteur au-dessus et au-dessous est découpé en deux zones axialement. Cette discrétisation est assez fine pour être déjà convergée spatialement : si on découpe toutes ces régions en 2 ou 4, la différence sur le  $k_{\text{eff}}$  est inférieure à 2 pcm. On présente sur la figure 4.11 la carte des différences relatives sur la puissance entre la discrétisation choisie et une discrétisation quatre fois plus fine selon l'axe. Les écarts maximaux de puissance sont de l'ordre de 0,8 %, ce qui est satisfaisant. L'absence de symétrie par rotation des écarts calculés est due aux différences entre les burnups initiaux de zones symétriques par rotation.

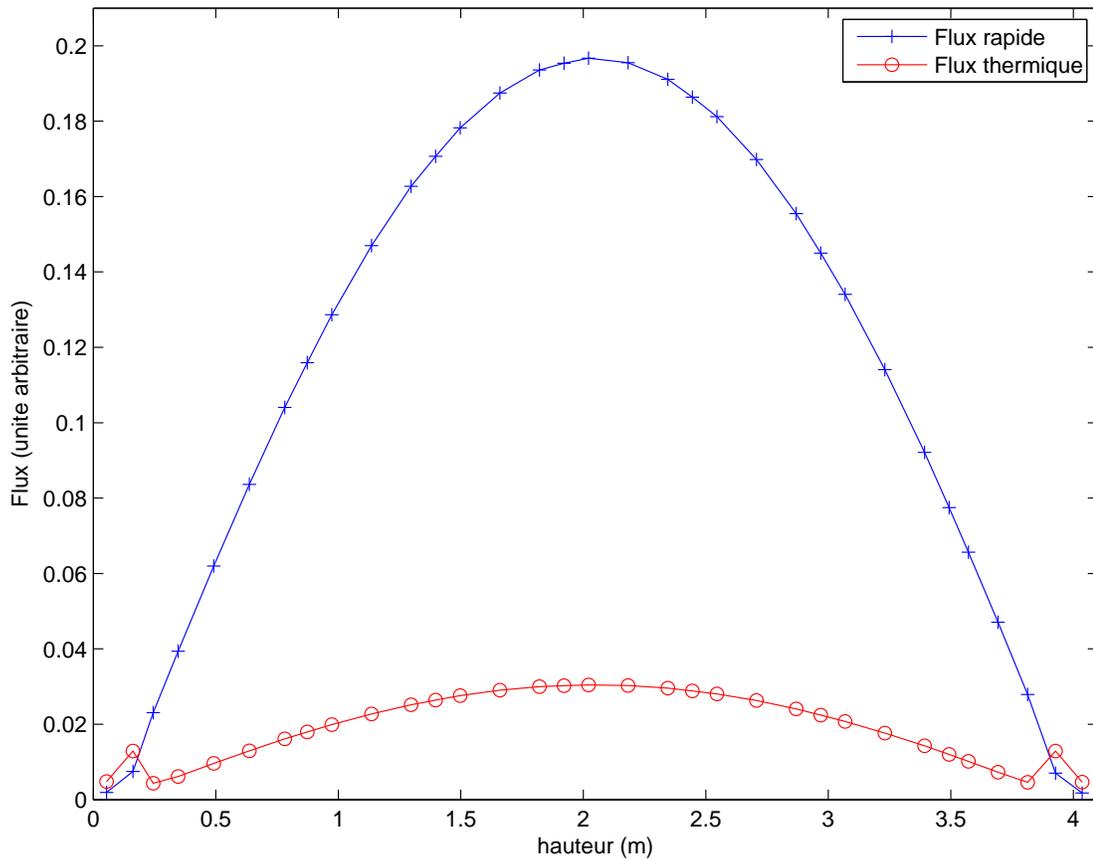


Figure 4.12 Flux rapide et thermique le long de l'axe

On présente sur la figure 4.12 les flux rapide et thermique le long de l'axe dans l'assemblage central. Ce calcul a été effectué avec 500 ppm de bore et toutes les barres absorbantes hors du cœur.

La discrétisation plane est un paramètre beaucoup plus sensible. Nous présentons les résultats de calculs réalisés à 500 ppm de bore dans le modérateur pour différentes discrétisations cartésiennes des assemblages dans le tableau 4.5 pour des configurations du cœur toutes barres à l'extérieur du cœur (TBE) et toutes barres à l'intérieur du cœur (TBI). La discrétisation nécessaire à la convergence est plus fine dans le cas TBI que dans le cas TBE. Cela s'explique par le fait que les flux sont plus hétérogènes dans le cas TBI. Pour illustrer cette affirmation, nous présentons les cartes des flux thermiques

Tableau 4.5 Influence de la discrétisation des assemblages sur le  $k_{\text{eff}}$ 

Discrétisation plane	$k_{\text{eff}}$ TBE	$k_{\text{eff}}$ TBI
1 × 1	1,13313	1,06042
2 × 2	1,09720	1,00968
4 × 4	1,08906	0,99878
6 × 6	1,08819	0,99728
8 × 8	1,08806	0,99685
12 × 12	1,08805	0,99660
17 × 17	1,08807	0,99651

sur un plan central du cœur pour la configuration TBE (figure 4.13), la configuration naturelle, c'est-à-dire avec seulement les barres de compensation insérées (figure 4.14) et la configuration TBI (figure 4.15). Ces cartes ont été tracées avec une discrétisation  $2 \times 2$  pour des raisons de lisibilité et les flux sont donnés en unité arbitraire. Il apparaît très nettement des pics de flux dans le réacteur en configuration naturelle et TBI qui sont dus aux discontinuités des sections efficaces entre les assemblages grappés et non-grappés. Ces mêmes pics de flux sont observables sur les flux rapides.

On présente sur les figures 4.16 et 4.17 les écarts relatifs entre les puissances calculées avec des discrétisations  $4 \times 4$ ,  $8 \times 8$  et  $17 \times 17$  qui est considérée comme la référence. Les écarts maximaux entre la discrétisations  $4 \times 4$  et la référence sont de l'ordre de 10 % alors qu'ils sont réduits à 3 % pour la discrétisation  $8 \times 8$ . Nous allons conserver dans la suite la discrétisation  $8 \times 8$  qui assure une convergence du  $k_{\text{eff}}$  à 35 pcm près et celle des puissances par assemblage à 3 %.

### 4.3.2 Méthode du calcul d'évolution

Nous voulons faire évoluer le combustible assemblage par assemblage or la discrétisation que nous avons utilisée jusqu'ici va nous donner un flux neutronique par groupe d'énergie par région. Nous allons donc créer un objet supplémentaire : un réseau. Celui-

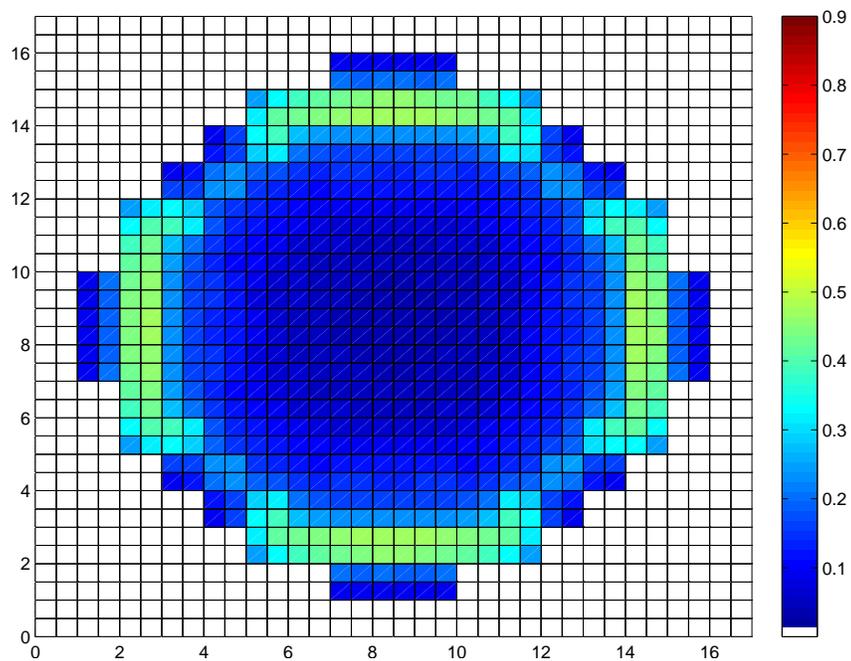


Figure 4.13 Carte du flux thermique TBE

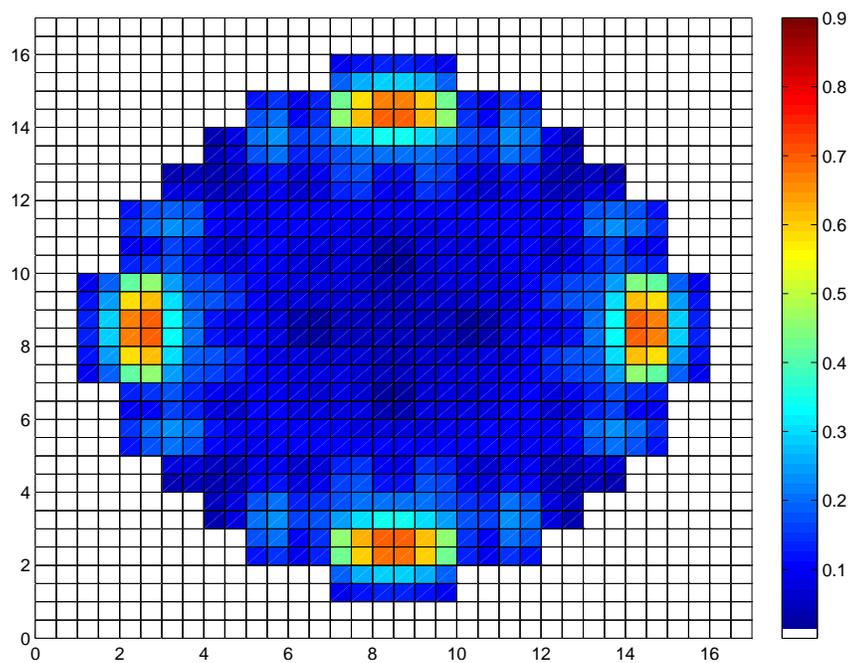


Figure 4.14 Carte du flux thermique en condition naturelle

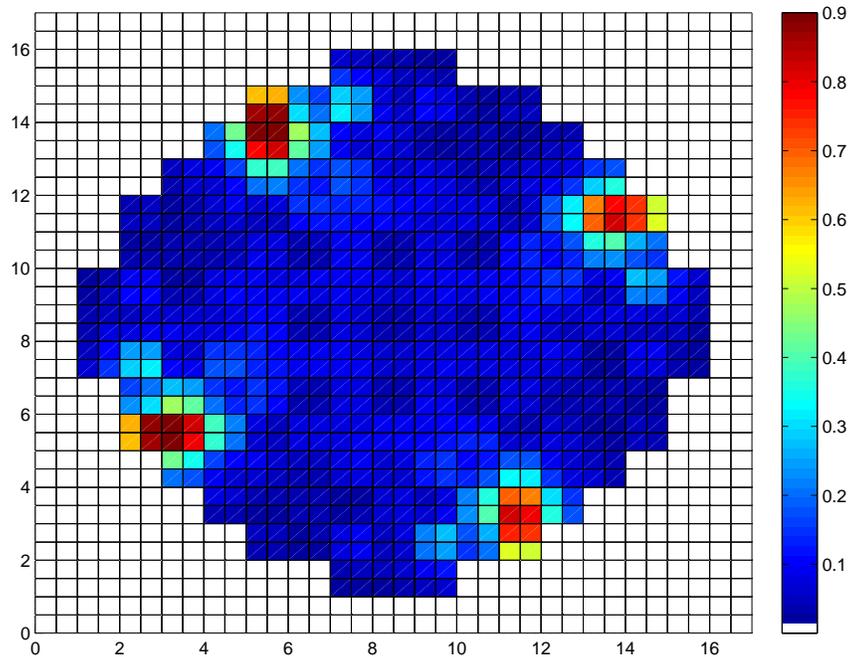


Figure 4.15 Carte du flux thermique TBI

ci nous permet de modéliser la partie du réacteur contenant le combustible avec une discrétisation plus grossière pour lui assigner des valeurs de burnup. Cette méthode a été mise en place pour représenter les réacteurs CANDU mais peut être utilisée également pour les REP. Ce réseau par l'intermédiaire de flux homogénéisés va nous permettre de calculer l'évolution du combustible. Compte tenu de la mobilité du combustible dans un réacteur CANDU, certaines possibilités de cette méthode ne seront pas utilisées pour représenter un REP. La procédure consiste à créer un réseau avec les burnup initiaux avec le module `INIRES :`, une fois le flux calculé dans l'ensemble du cœur, on calcule le flux moyen axial avec `FLXAXC :` et on le normalise à la puissance du cœur avec `POWER :`. On peut alors suivre l'évolution avec le module `REFUEL :`.

Nous réalisons alors une boucle externe à `DONJON` où nous créons de nouveaux fichiers contenant les burnups des assemblages après évolution à partir de la structure réseau. Le code `DONJON` pourrait être modifié pour que cette boucle soit interne mais cela n'était

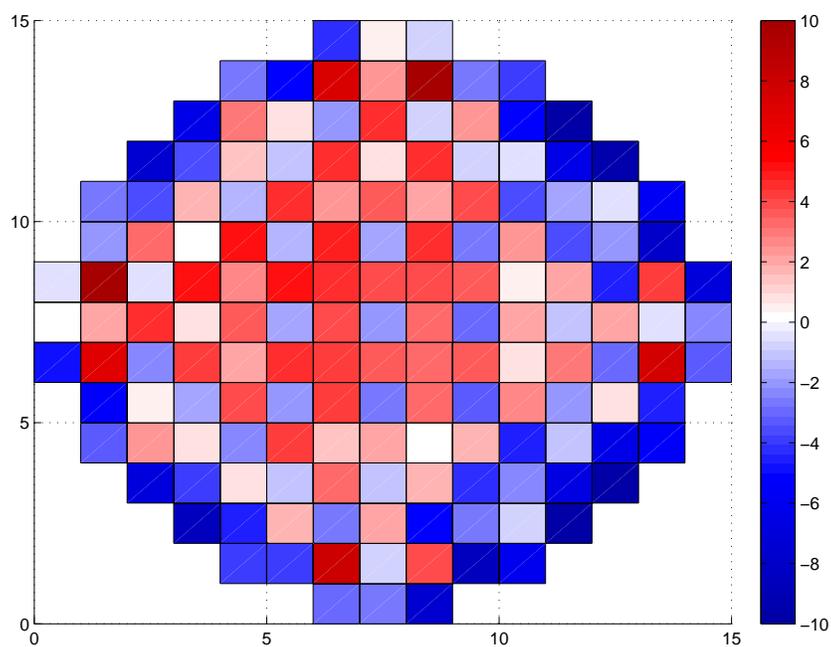


Figure 4.16 Écart relatif entre les puissances calculées avec les discrétisations  $4 \times 4$  et  $17 \times 17$  (%)

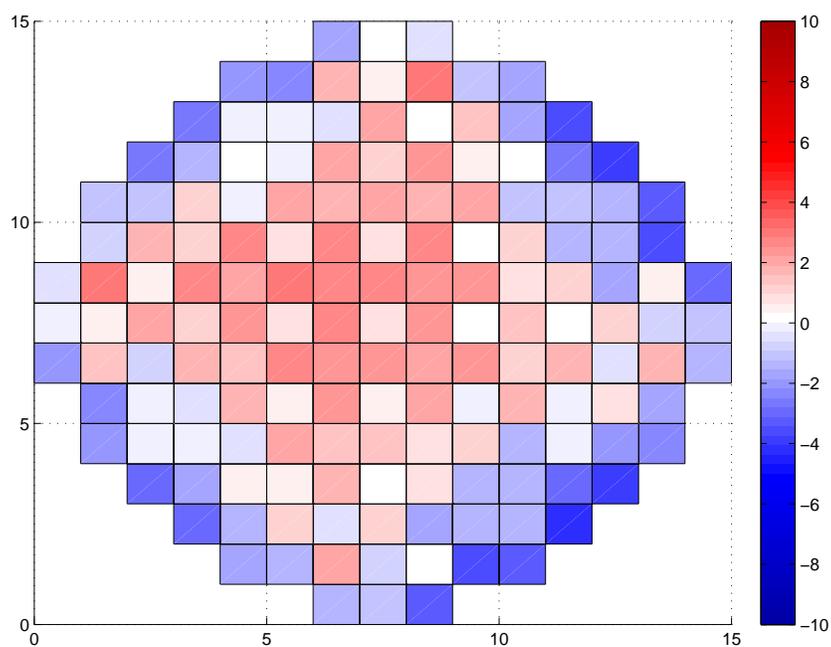


Figure 4.17 Écart relatif entre les puissances calculées avec les discrétisations  $8 \times 8$  et  $17 \times 17$  (%)

pas indispensable à notre étude.

### 4.3.3 Schéma de calcul DONJON

On peut finalement synthétiser la partie du schéma de calcul qui est effectuée dans DONJON par le diagramme représenté sur la figure 4.18. Le fichier d'entrée principal DONJON intitulé *GR514.x2m* est donné en annexe III.1 et les procédures auxquelles il fait appel sont décrites en annexe III.2.

### 4.3.4 Effets des paramètres sélectionnés dans DRAGON sur le cœur

#### 4.3.4.1 Influence des bibliothèques de sections efficaces microscopiques

Nous avons créé des fichiers COMPO avec les bibliothèques de sections efficaces microscopiques jef31gx et jef22gx. Les  $k_{\text{eff}}$  pour plusieurs concentrations de bore dans les conditions TBE et TBI sont comparés dans le tableau 4.6. Les  $k_{\text{eff}}$  calculés avec la bibliothèque jef22gx sont systématiquement supérieurs à ceux calculés avec la bibliothèque jef31gx d'environ 600 pcm. Cela montre encore une fois l'importance du choix de la bibliothèque de sections efficaces. La CBC en début de cycle avec les grappes de compensation insérées est de 1078 ppm pour jef22gx alors qu'elle est de 994 ppm pour jef31gx. Cet écart de 10 % sur la CBC est très important et d'un point de vue industriel n'est pas acceptable. Il est néanmoins intéressant de remarquer que les écarts sont homogènes dans toutes les conditions que nous avons testées. Ainsi le changement de bibliothèque de section efficace semble créer des écarts fixes sur la réactivité.

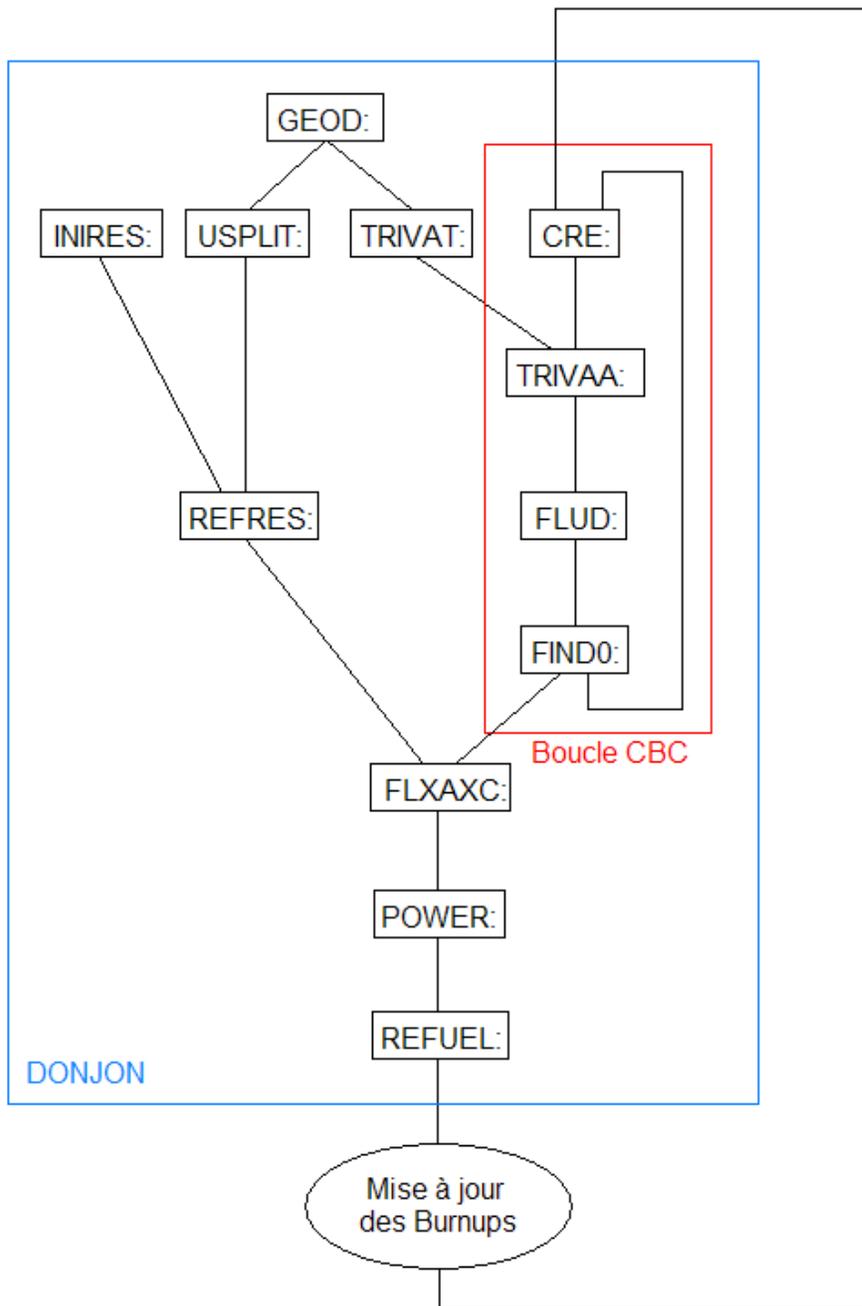


Figure 4.18 Schéma de calcul proposé pour DONJON

Tableau 4.6 Influence des bibliothèques de sections efficaces microscopiques sur le  $k_{\text{eff}}$ 

Position des barres	bore (ppm)	$k_{\text{eff}}$		$\Delta k_{\text{eff}}$ (pcm)
		jeff31gx	jef22gx	
TBE	0	1,14929	1,15508	+579
	500	1,08806	1,09398	+592
	1000	1,03710	1,04310	+600
	1500	0,99236	0,99840	+604
TBI	0	1,05113	1,05675	+562
	500	0,99685	1,00273	+588
	1000	0,95389	0,95988	+599
	1500	0,91659	0,92262	+597

#### 4.3.4.2 Comparaison des méthodes SEME et BSE

Les  $k_{\text{eff}}$  calculés avec les méthodes SEME et BSE sont comparés dans le tableau 4.7 pour les mêmes conditions que dans le tableau 4.6. Comme nous pouvions nous y attendre, les écarts entre les méthodes grandissent lorsque les concentrations de bore s'écartent de la concentration de référence. Les écarts bien que plus faibles que pour un changement de bibliothèque sont problématiques car ils ne sont pas constants. On pourrait tenter de corriger cet effet en augmentant manuellement la section efficace microscopique d'absorption du bore. En effet, comme nous l'avons vu à la section 4.2.2.2 la méthode SEME ne corrige pas tous les effets du bore et elle pourrait donc être améliorée par un calibrage par rapport à la méthode BSE.

#### 4.3.5 Comparaisons avec un cœur réel

Le réacteur que nous étudions a été exploité par EDF et les mesures qui ont été effectuées durant cette campagne sont utilisées par EDF pour valider ses schéma de calcul [Aktogu et Quinnez, 2002]. Nous allons utiliser ces données pour évaluer les résultats de notre schéma de calcul.

Tableau 4.7 Influence de la méthode de calcul des sections efficaces du bore sur le  $k_{\text{eff}}$ 

Position des barres	bore (ppm)	$k_{\text{eff}}$ SEME	$k_{\text{eff}}$ BSE	$\Delta k_{\text{eff}}$ (pcm)
TBE	0	1,14929	1,15106	+177
	500	1,08806	1,08806	0
	1000	1,03710	1,03597	-113
	1500	0,99236	0,99032	-204
TBI	0	1,05113	1,05489	+376
	500	0,99685	0,99685	0
	1000	0,95389	0,95120	-269
	1500	0,91659	0,91216	-443

Tableau 4.8 Comparaison des concentrations de bore critique

Position des barres	concentrations de bore critique DRAGON/DONJON (ppm)	Écart relatif avec les mesures EDF (%)
TBE	1410	-10 %
Groupe R inséré	1266	-11 %

#### 4.3.5.1 Calcul de concentration de bore critique

On présente dans le tableau 4.8 nos résultats de calcul de CBC dans les conditions TBE et “groupe R inséré” en les comparant aux résultats d’EDF. Nous trouvons des CBC trop faibles d’environ 10 %. Comme nous l’avons déjà précisé, cet écart est trop important pour être considéré comme satisfaisant d’un point de vue industriel (EDF réalise des calculs à 2 % près). Notons qu’avec la bibliothèque jef22gx, on trouve 1481 ppm de bore pour la condition TBE ; l’écart est alors réduit de moitié. Nous devons conclure néanmoins que le réacteur que nous avons décrit n’est pas assez réactif. Cela peut être dû au réflecteur qui ne serait pas assez large. En effet, nous ne tenons compte que de la réflexion due à l’eau dans l’enceinte du combustible dans notre modèle. Les couches successives de réflecteur pourraient également jouer un rôle sur la réactivité du cœur.

Tableau 4.9 Poids des grappes

Grappes	Poids des grappes DRAGON/DONJON (pcm)	Écart relatif avec les mesures EDF(%)
R	1360	+20 %
G1	403	+10 %
G2	514	-6 %
N1	917	-8 %
N2	2816	+420 %
SB	644	-4 %
SC	512	-13 %
SA+SD	516	+2 %

#### 4.3.5.2 Calcul du poids des grappes

Le poids des grappes absorbantes est calculé comme une différence de  $k_{\text{eff}}$  entre la configuration naturelle (seules les barres de compensation sont insérées) et une configuration perturbée :

- Un groupe de barres d'arrêt ou de régulation est inséré dans le cœur.
- Un groupe de barres de compensation est retiré du cœur.

On réalise ces calculs à une concentration de bore égale à la CBC pour la configuration naturelle : 994 ppm. On présente dans le tableau 4.9 nos résultats de calcul de poids des barres en les comparant aux résultats d'EDF. Nos calculs donnent des poids de barres du bon ordre de grandeur (à l'intérieur de 10 % d'erreur) à l'exception des barres R et N2 qui sont très fortement surévaluées. Ces grappes sont majoritairement placées à la périphérie du cœur et les effets du réflecteur sont certainement très importants dans ces régions ce qui pourrait être une explication de ces écarts.

### 4.3.5.3 Longueur naturelle de campagne

Nous allons maintenant faire évoluer le cœur en fonctionnement normal : grappes dans la configuration naturelle et puissance nominale de 2775 MW thermique. Nous présentons sur la figure 4.19 l'évolution de la CBC avec le burnup du cœur. Nous obtenons pour notre schéma de calcul une longueur de campagne de 8720 MWj/t ce qui est 10 % moins élevé que les mesures d'EDF. Nous constatons une grande chute de la CBC après le premier pas de calcul puis une ligne quasiment droite parallèle à la courbe mesurée par EDF. On observe encore ici une réactivité plus faible de notre cœur par rapport au cœur réel. La chute initiale de CBC tendrait à montrer que des produits de fissions comme le xénon ne sont pas saturés au premier pas, ce qui conduit à une carte des puissances différentes. On présente sur les figures 4.20 à 4.22 les cartes de puissances à différents burnups. La répartition de la puissance dans le cœur est modifiée dès les premiers pas, comme le montrent les différences entre les puissance à 0 MWj/t et 150 MWj/t, puis garde la même forme tout le long de l'évolution, comme en témoignent les similarités entre les cartes de puissances à 150 MWj/t et 6000 MWj/t.

## 4.4 Modifications à apporter à notre modèle

Les résultats de l'ensemble de la section 4.3.5 montrent que le réacteur que nous avons modélisé est moins réactif que l'original et possède, semble-t-il, des gradients de flux trop importants qui seraient la cause de la mauvaise évaluation du poids des grappes.

La modification la plus importante à apporter à ce modèle est la mise en place d'un modèle de réflecteur plus fin et plus adapté qui tiendra compte de l'influence des différentes couches et pas seulement de l'eau à l'intérieur de l'enveloppe du cœur. Ceci aurait pour effet de renvoyer plus de neutrons vers le cœur et donc d'augmenter sa réactivité.

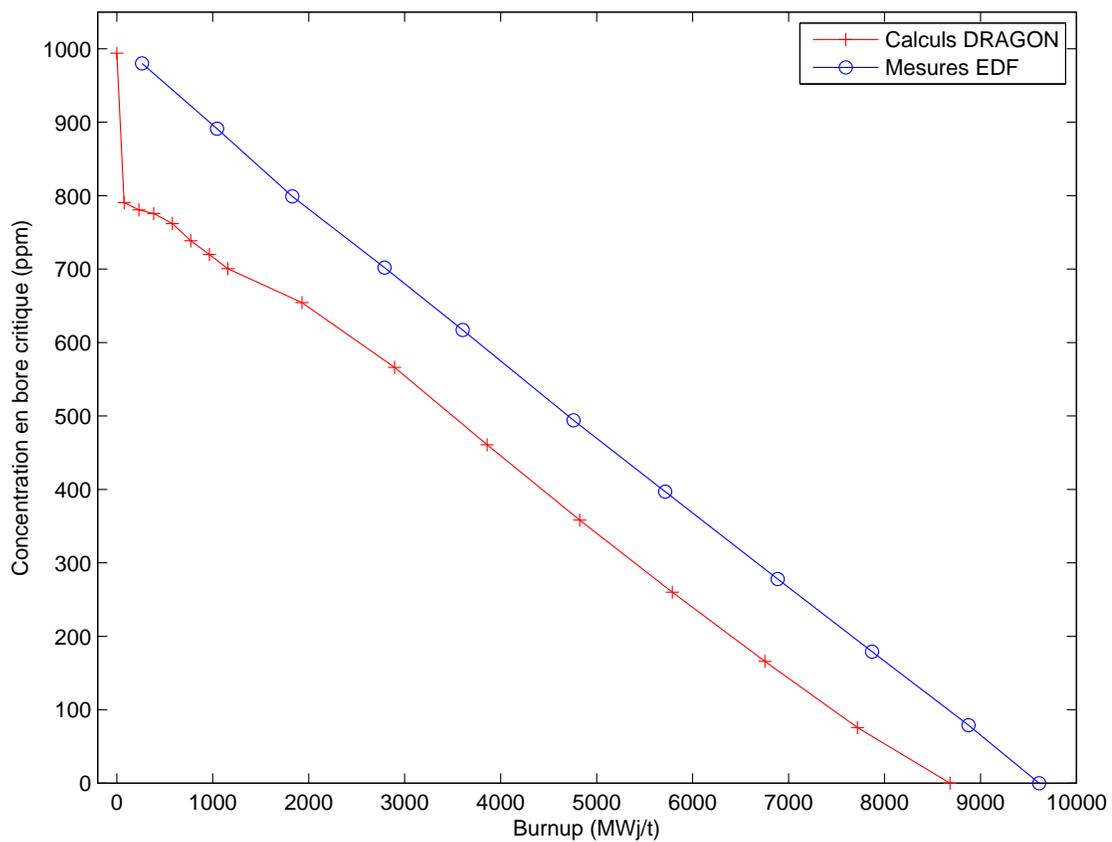


Figure 4.19 CBC au cours de l'évolution

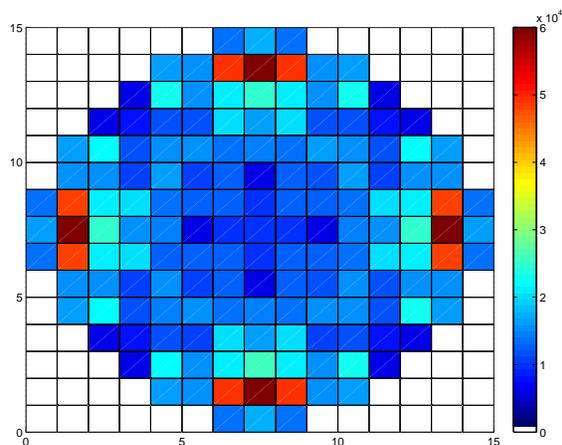


Figure 4.20 Carte des puissances (kW) à 0 MWj/t

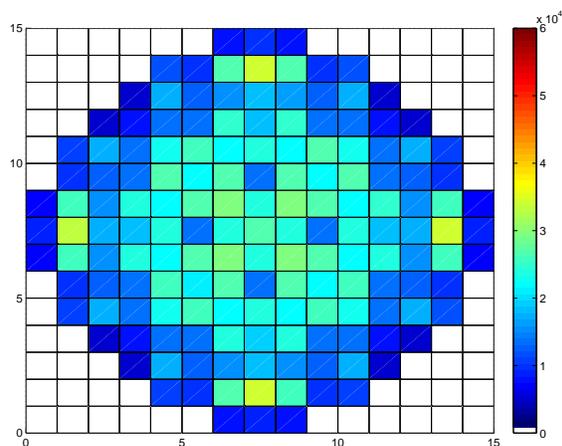


Figure 4.21 Carte des puissances (kW) à 150 MWj/t

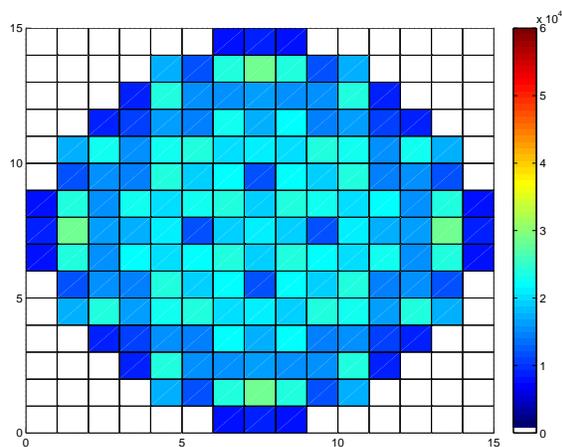


Figure 4.22 Carte des puissances (kW) à 6000 MWj/t

Les concentrations du xénon 135 et du samarium devraient être ajustables en fonction de la puissance du coeur. Une méthode simple de le faire serait d'extraire les sections efficaces microscopiques de ces isotopes dans les fichiers COMPO créés par DRAGON. On pourrait ensuite écrire une boucle supplémentaire à l'intérieur de la boucle sur la concentration de bore critique qui ferait converger les concentrations de ces isotopes dans chaque assemblage. La prise en compte de ces concentrations aurait pour effet d'atténuer les gradients de flux car les assemblages les plus réactifs verraient leur réactivité chuter à cause de l'augmentation de la concentration de poisons dans les produits de fission.

La procédure d'équivalence par superhomogénéisation (SPH) devrait être expérimentée pour évaluer son influence sur nos résultats finaux. Elle devrait permettre de mieux modéliser les assemblages grappés et ainsi corriger les valeurs obtenues pour le poids des grappes.

## CONCLUSION

À partir de deux études de motifs issus de réacteurs REP, nous avons montré, dans ce projet, que le code de calcul neutronique DRAGON est capable de modéliser une cellule ou un assemblage de réacteur REP avec une précision comparable aux autres codes de réseaux déterministes. En effet, lors de l'étude du coefficient Doppler sur une cellule, les résultats de DRAGON étaient compris dans ceux des différents codes déterministes qui ont été testés. Lors de l'étude de l'assemblage au chapitre 3, les écarts que nous avons observés entre les calculs DRAGON et APOLLO2 par rapport à MCNP4 sont du même ordre de grandeur. En particulier, nous avons obtenu avec DRAGON des écarts sur les sections efficaces homogénéisées sur la cellule ou l'assemblage de l'ordre du pourcent. Il faut noter que les écarts entre les deux codes déterministes testés augmentent fortement lors du calcul d'évolution et qu'ils peuvent atteindre 5 %, ce qui est susceptible de créer de fortes différences sur les calculs de cœur.

Ces études ont été l'occasion de mesurer les effets d'un grand nombre de paramètres utilisés pour le calcul de réseau :

- Le choix de la bibliothèque de sections efficaces a un impact majeur sur les résultats des calculs. Entre plusieurs bibliothèques différentes proposées par le même organisme et disponibles simultanément, on peut calculer des écarts sur les  $k_{\text{eff}}$  de l'ordre de 900 pcm avec du combustible  $\text{UO}_2$  conventionnels sur des géométries aussi simples qu'une cellule unitaire.

Au-delà du choix de l'évaluation dont est issue la bibliothèque, le nombre de groupes d'énergie a également une influence importante. En effet, nous avons pu observer des écarts sur les  $k_{\text{eff}}$  de l'ordre de 1000 pcm en passant d'une bibliothèque à 69 groupes à une bibliothèque à 172 groupes pour des combustibles MOX. Pour des combustibles  $\text{UO}_2$  enrichis des écarts existent également même

s'ils sont moins importants (jusqu'à 300 pcm). Il est donc important de disposer d'une bibliothèque suffisamment fine pour bien simuler un réacteur, a fortiori si on compte utiliser des combustibles fortement enrichis ou constitués de nombreux isotopes lourds. La tendance est d'ailleurs à l'augmentation du nombre de groupes. EDF étudie actuellement le passage d'un schéma de calcul utilisant une bibliothèque à 99 groupes à un schéma de calcul utilisant une bibliothèque à 281 groupes.

Il est donc crucial de choisir une bibliothèque de sections efficaces adaptée au code utilisé et au réacteur étudié. C'est notamment cette particularité qui a fait le succès du code APOLLO2 pour la simulation des REP. DRAGON a de son côté l'avantage de pouvoir lire de nombreux formats de bibliothèques.

- La discrétisation de la géométrie est un paramètre sur lequel il faut porter son attention lors du calcul de cellules et d'assemblages par la méthode des probabilités de collision. En effet, la discrétisation doit être suffisamment fine pour que l'hypothèse de source plate soit valide et que les flux soient convergés mais doit aussi limiter le nombre de régions pour réduire le temps CPU. DRAGON a l'avantage de posséder un outil de création de géométrie simple pour l'utilisateur, nous avons donc pu tester de nombreuses discrétisations, il apparaît clairement que les discrétisations doivent suivre les géométries naturelles de la cellule.
- La discrétisations des lignes d'intégration est un paramètre peu sensible dans les calculs. Nous recommandons néanmoins de la choisir de telle manière que les volumes et les surfaces soient calculés avec des erreurs maximales inférieures à 1 %. Le nombre d'angles utilisés pour les lignes d'intégration est, lui, un paramètre important dans nos calculs. Il apparaît très nettement dans nos résultats obtenus avec un faible nombre d'angles que la géométrie d'une cellule REP ne peut pas être considérée comme isotrope et que le nombre d'angles utilisés doit être au moins de 12 pour des réflexions spéculaires et de 32 pour des réflexions isotropes.

- Le calcul d'autoprotection des résonances est extrêmement important pour les combustibles utilisés dans les REP qu'ils soient constitués d'uranium enrichi à des taux de l'ordre de 4 % ou de MOX. L'étude de l'assemblage réalisée au chapitre 3 semble indiquer que la méthode de Stamm'ler n'est pas adéquate pour le calcul des REP avec des enrichissements supérieurs à 2 %. Il serait intéressant de poursuivre l'étude que nous avons menée en utilisant d'autres modèles d'auto-protection. L'importance d'un bon calcul des sections efficaces auto-protégées conduit également à la création de nouvelles bibliothèques de sections efficaces contenant de nouvelles données et possédant plus de groupes d'énergie.

Une deuxième partie de ce projet consistait à réaliser un schéma de calcul de cœur à partir des calculs d'assemblages que nous avons préalablement validés. Nous avons mis en place une procédure capable de calculer à partir de la valeur initiale en burnup de chaque assemblage la concentration de bore critique, le poids des grappes et la longueur naturelle du cycle. L'exemple que nous avons testé a révélé de sérieux problèmes qu'il faudra traiter dans de futurs travaux. En effet, il semble que notre réacteur ne soit pas assez réactif et que la distribution de flux soit trop hétérogène ce qui conduit à des concentrations de bore critiques trop faibles et des poids de certaines grappes trop importants. Les principaux points à développer pour corriger nos calculs sont la modélisation du réflecteur et la prise en compte des concentrations locales de poisons forts comme le xénon 135 et le samarium. Il serait également intéressant de compléter la méthode BSE en rendant possible la double interpolation en calcul instantané avec différents types d'assemblages.

Il faut néanmoins garder à l'esprit qu'un schéma de calcul industriel est développé sur plusieurs années par toute une équipe, il est donc intéressant de voir qu'avec DRAGON et DONJON nous avons pu, moyennant certaines approximations, proposer rapidement un schéma de calcul capable de donner des grandeurs macroscopiques approchées.

## RÉFÉRENCES

- [Aktogu et Quinnez, 2002] AKTOGU, A. et QUINNEZ, B., (2002) *Qualification des procédures d'utilisation de la chaîne GAB(APOLLO2)-COCCINELLE(MN) pour le palier CPY 900 MWe en gestion GARANCE UO2 1/4 3,70 %*, rapport HI-27/2002/047/A, EDF/R&D/SINETICS.
- [Askew et al., 1966] ASKEW, J., FAYERS, F. et KEMSELL, P., (1966). «A General Description of the Lattice Code WIMS», *J. Brit. Nucl. Energy Soc.*, 5, pp. 564.
- [Askew, 1972] ASKEW, J., (1972). *A Characteristics Formulation of the neutron transport Equation in Complicated Geometries*, Report AEEW-M 1108, United Kingdom Atomic Energy Establishment, Winfrith.
- [Bell et Glasstone, 1970] BELL, G. et GLASSTONE, S., (1970). *Nuclear Reactor Theory*, VanNostrand Reinhold Co., New-York.
- [Chambon, 2007] CHAMBON, R., (2007). *DONJON 101 et un peu +, application aux CANDU*, LPSC-Physique des réacteurs, Grenoble, France.
- [Courau, 2004] COURAU, T., (2004). *Éléments de transport neutronique, Schéma industriel appliqué aux calculs de réacteurs*, notes de cours ENSPG.
- [Courau, 2006] COURAU, T., (2006). *Document de travail confidentiel associé contrat EDF/EPM : 8610-BW-4300054932*, EDF/R&D/SINETICS.
- [Courau, 2007] COURAU, T., (2007). *Simulation de benchmark REP avec MCNP4C*, Transmission privée, EDF/R&D/SINETICS.
- [Dahmani et al., 2007] DAHMANI, M., MARLEAU, G. et LE TELLIER, R., (2007). «Modeling Reactivity Devices for Advanced CANDU Reactors Using the Code DRAGON », Submitted to *Annals of Nuclear Energy*.

- [Donnelly, 1986] DONNELLY, J., (1986). *WIMS-CRNL, A User's Manual for the Chalk River Version of WIMS*, Atomic Energy of Canada Limited, AECL-8955.
- [Faner et al., 2004] FANER, N., PETIT, G. et SCHWARTZ, N., (2004). *Principes physiques de la chaîne Cassiopée*, rapport HI-27/04/003/A, EDF/R&D/SINETICS.
- [Goldstein et Cohen, 1962] GOLDSTEIN, R. et COHEN, E., (1962). *Nucl. Sci. Eng.*, 13, 132.
- [Guillemin, 2007] GUILLEMIN, P., (2007). *Simulations par méthodes déterministe (DRAGON) et Monte Carlo (MURE/MCNP) pour l'étude de réacteurs à eau évolués*, LPSC-Physique des réacteurs, Grenoble, France.
- [Hébert et Marleau, 1991] HÉBERT, A. et MARLEAU, G., (1991). «Generalization of the Stamm'ler Method for the Self-Shielding of Resonant Isotopes in Arbitrary Geometries», *Nucl. Sci. Eng.*, 108, 230.
- [Hébert et Mathonnière, 1993] Hébert, A. et Mathonnière, G., (1993). «Development of a third-generation Superhomogénéisation method for the homogenization of a pressurized water reactor assembly», *Nuclear Science and Engineering*, 115:129-141.
- [Hébert, 2006] HÉBERT, A., (2006). *Applied Reactor Physics*, IGE-281 Rev. 1, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [Hoffman et al., 1973] HOFFMAN, A. et al., (1973). *APOLLO : Code multigroupe de résolution de l'équation du transport pour les neutrons thermiques et rapides*, Note CEA-N-1610, Commissariat l'énergie Atomique, France (1973).
- [IAEA - Nuclear Data Services] IAEA - NUCLEAR DATA SERVICES, (2005). *WIMS Library Update* , <http://www-nds.iaea.org/wimsd/>.

- [Kalos et Whitlock] KALOS, M. et WHITLOCK, P., (1986). «Simulation of Stochastic Systems: Radiation Transport» *Monte Carlo Methods*, Wiley-Interscience, New-York.
- [Kerdraon, 2006] KERDRAON, D., (2006) *MCO-CASSIOPEE - GAB version 1.3 Note de principe*, rapport H-I27-2006-03605-FR, EDF/R&D/SINETICS.
- [Kozlowski et Downar, 2003] , KOZLOWSKI, T. et DOWNAR, T., (2003) *OECD/NEA and U.S. NRC PWR MOX/ $UO_2$  Core Transient Benchmark*, OECD/NEA et U.S. NRC, Purdue University West Lafayette, IN.
- [Le Mer et Marleau, 2006] LE MER, J. et MARLEAU, G., (2006). «Dragon Evaluation of the Benchmark for Doppler Reactivity Defect», *Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C + SNA 2007)*, Monterey, CA.
- [Le Tellier, 2006] LE TELLIER, R., (2006). *Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau*, Thèse PhD, École Polytechnique de Montréal.
- [Livolant et Jeanpierre, 1974] LIVOLANT, M. et JEANPIERRE, F., (1974). *Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires. Application aux isotopes lourds*, CEA-R-4533, Commissariat à l'Énergie Atomique.
- [MacFarlane, 1984] MACFARLANE, R., (1984). *TRANSX-CTR: A code for Interfacing MATXS Cross-Section Libraries to Nuclear Transport Codes for Fusion Systems Analysis*, Report LA-9863-MS, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos.
- [MacFarlane et Muir, 2000] MACFARLANE, R. et Muir, D. (2000). *NJOY99.0 Code System For Producing Pointwise and Multigroup Neutron and Photon Cross Sections from ENDF/B Data*, Report PSR-480/NJOY99.0, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.

- [Marleau et Hébert, 1985] MARLEAU, G. et HÉBERT, A., (1985). «Solving the Multi-group Transport Equation Using the Power Iteration Method », *1985 Simulation Symposium on Reactor Dynamics and Plant Control*, Kingston, Ontario.
- [Marleau et al., 2006] MARLEAU, G., HÉBERT, A et ROY, R., (2006). *A User Guide for DRAGON 3.05*, Report IGE-174 Rev. 6, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- [Mosteller et al., 1991a] MOSTELLER, R., EISENHART, L., Little, R., EICH, W. et CHAO, J., (1991). «Benchmark Calculations for the Doppler Coefficient of Reactivity», *Nucl. Sci. Eng.*, 107, pp. 265-271.
- [Mosteller et al., 1991b] MOSTELLER, R., HOLLY, J., et MOTT, L., (1991). «Benchmark Calculations for the Doppler Coefficient of Reactivity in Mixed-Oxide Fuel», *Proceedings of the International Topical Meeting on Advances in Mathematics, Computations, and Reactor Physics*, CONF-910414, pp. 9.2 1-1.2 1-12, Pittsburgh, Pennsylvania.
- [Mosteller, 2006] MOSTELLER, R., (2006). *The Doppler-Defect Benchmark: Overview and Summary of Results*, LA-UR-06-2968, Los Alamos National Laboratory.
- [Mosteller, 2007] MOSTELLER, R., (2007). «Computational Benchmarks for the Doppler Reactivity Defect», *Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C + SNA 2007)*, Monterey, CA.
- [Petrovic et Benoist, 1996] PETROVIC, I. et BENOIST, P., (1996). « $B_N$  Theory: Advances and New Models for Neutron Leakage Calculation» *Advances in Nuclear Science and Technology*, Vol. 24.
- [Pomraning, 1983] POMRANING, G. (1983). «Perturbation theory in the diffusion approximation ». *Nuc. Sci. Eng.*, 83, 72-74.

- [Reuss et Coste-Delclaux, 2003] REUSS, P. et COSTE-DELCLAUX, M., (2003). «Development of Computational Models Used in France for Neutron Resonance Absorption in Light Water Lattices» *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 42, No. 3, pp. 237-282.
- [Roy et al., 1991] ROY, R., MARLEAU, G. et HÉBERT, A., (1991). «A Cyclic Tracking Procedure for Collision Probability Calculation in 2-D Lattices», *International Topical Meeting Advances in Mathematics, Computations and Reactor Physics*, Pittsburgh, PA, pp. 2.2.4.1-2.2.4.14.
- [Roy et Hébert, 2000] ROY, R. et HÉBERT, A., (2000) *The GAN Generalized Driver*, Report IGE-158, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec.
- [Sanchez et McCormick, 1982] SANCHEZ, R. et McCORMICK, N., (1982). «A Review of Neutron Transport Approximations», *Nucl. Sci. Eng.*, 80:481-535.
- [Sanchez et al., 1998] SANCHEZ, R., MONDOT, J., STANKOVSKI, Z., COSSIC, A. et ZMIJAREVIC, I., (1998). «APOLLO II: a user-oriented, portable, modular code for multigroup transport assembly calculations», *Nuclear Science and Engineering*, 100:352-362.
- [Selengut, 1960] SELENGUT, D., (1960). «Diffusion Coefficients for Heterogeneous Systems», *Trans. Am. Nucl.*, 3, 398.
- [Stamm'ler et Abbate, 1983] STAMM'LER, R. et ABBATE, M., (1983). «Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design », *Academic Press*, London
- [Varin et al., 2003] VARIN, E., MARLEAU, G. et CHAMBON, R., (2003). «Transport-Diffusion Coupling for CANDU Reactor Core Follow-Up », *International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications SNA*

[Varin et al., 2005] VARIN, E., HÉBERT, A., ROY, R. et KOCLAS, J., (2005). *A User Guide for DONJON 3.01*, Report IGE-208 Rev. 4, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

## ANNEXE I

### RÉSULTATS DE L'ÉTUDE DE CELLULE

Les résultats présentés dans les tableaux I.1 à I.4 ont été obtenus avec la géométrie de la Figure 2.2c.

- Les calculs réalisés avec les bibliothèques WLUP endfb6gx (172 groupes d'énergie) et endfb6 (69 groupes d'énergie) sont présentés dans le tableau I.1.
- Les calculs réalisés avec les bibliothèques WLUP jeff31gx (172 groupes d'énergie) et jeff31 (69 groupes d'énergie) sont présentés dans le tableau I.2.
- Les calculs réalisés avec les bibliothèques WLUP iaeagx (172 groupes d'énergie) et iaea (69 groupes d'énergie) sont présentés dans le tableau I.3.
- Les calculs réalisés avec la bibliothèque WIMS-AECL e6mlib (89 groupes d'énergie) sont présentés dans le tableau I.4.

Tableau I.1 Résultats obtenus avec endfb6gx et endfb6

Combustible UO<sub>2</sub>

Enrichissement (wgt.%)	endfb6gx			endfb6		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
0,711	0,66364	0,65711	-4,99	0,66263	0,65612	-5,00
1,6	0,95712	0,94790	-3,39	0,95558	0,94637	-3,40
2,4	1,09479	1,08450	-2,89	1,09275	1,08244	-2,91
3,1	1,17255	1,16173	-2,65	1,17011	1,15924	-2,67
3,9	1,23510	1,22390	-2,47	1,23221	1,22094	-2,50
4,5	1,27054	1,25914	-2,37	1,26732	1,25584	-2,40
5,0	1,29487	1,28337	-2,31	1,29142	1,27983	-2,34

## Combustible MOX issu de plutonium de réacteur recyclé

Teneur en MOX (wgt.%)	endfb6gx			endfb6		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	0,94209	0,93106	-4,19	0,94739	0,93682	-3,97
2,0	1,01742	1,00493	-4,07	1,02665	1,01489	-3,76
4,0	1,07193	1,05880	-3,86	1,08412	1,07181	-3,53
6,0	1,10026	1,08710	-3,67	1,11256	1,10017	-3,37
8,0	1,12349	1,11043	-3,49	1,13489	1,12248	-3,25

## Combustible MOX issu de plutonium militaire

Teneur en MOX (wgt.%)	endfb6gx			endfb6		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	1,08535	1,07493	-2,98	1,08435	1,07396	-2,97
2,0	1,17496	1,16252	-3,04	1,17426	1,16189	-3,02
4,0	1,24289	1,22916	-3,00	1,24240	1,22882	-2,97
6,0	1,27949	1,26548	-2,89	1,27904	1,26513	-2,86

Tableau I.2 Résultats obtenus avec jeff31gx et jeff31

Combustible UO<sub>2</sub>

Enrichissement (wgt.%)	jeff31gx			jeff31		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
0,711	0,66392	0,65733	-5,03	0,66277	0,65619	-5,04
1,6	0,95814	0,94885	-3,41	0,95647	0,94718	-3,42
2,4	1,09588	1,08552	-2,90	1,09373	1,08334	-2,92
3,1	1,17362	1,16272	-2,66	1,17106	1,16011	-2,69
3,9	1,23609	1,22480	-2,48	1,23309	1,22173	-2,51
4,5	1,27146	1,25999	-2,39	1,26813	1,25656	-2,42
5,0	1,29573	1,28415	-2,32	1,29217	1,28047	-2,36

## Combustible MOX issu de plutonium de réacteur recyclé

Teneur en MOX (wgt.%)	jeff31gx			jeff31		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	0,94297	0,93195	-4,18	0,94754	0,93686	-4,01
2,0	1,01910	1,00670	-4,03	1,02740	1,01550	-3,80
4,0	1,07421	1,06117	-3,81	1,08551	1,07305	-3,56
6,0	1,10248	1,08939	-3,63	1,11407	1,10153	-3,41
8,0	1,12541	1,11240	-3,47	1,13626	1,12370	-3,28

## Combustible MOX issu de plutonium militaire

Teneur en MOX (wgt.%)	jeff31gx			jeff31		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	1,08588	1,07537	-3,00	1,08476	1,07428	-3,00
2,0	1,17612	1,16355	-3,06	1,17527	1,16277	-3,05
4,0	1,24448	1,23060	-3,02	1,24380	1,23010	-2,98
6,0	1,28104	1,26689	-2,91	1,28040	1,26631	-2,90

Tableau I.3 Résultats obtenus avec iaeagx et iaea

Combustible UO<sub>2</sub>

Enrichment (wgt.%)	iaeagx			iaea		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
0,711	0,66826	0,66170	-4,95	0,66709	0,66056	-4,95
1,6	0,96399	0,95471	-3,36	0,96230	0,95303	-3,37
2,4	1,10293	1,09258	-2,87	1,10075	1,09037	-2,88
3,1	1,18164	1,17073	-2,63	1,17905	1,16809	-2,65
3,9	1,24515	1,23385	-2,45	1,24211	1,23073	-2,48
4,5	1,28125	1,26975	-2,36	1,27787	1,26628	-2,39
5,0	1,30612	1,29450	-2,29	1,30249	1,29076	-2,33

## Combustible MOX issu de plutonium de réacteur recyclé

Teneur en MOX (wgt.%)	iaeagx			iaea		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	0,94105	0,93031	-4,09	0,94602	0,93557	-3,94
2,0	1,01468	1,00257	-3,97	1,02347	1,01186	-3,74
4,0	1,06791	1,05521	-3,76	1,07964	1,06754	-3,50
6,0	1,09575	1,08310	-3,55	1,10766	1,09558	-3,32
8,0	1,11878	1,10623	-3,38	1,12984	1,11781	-3,18

## Combustible MOX issu de plutonium militaire

Teneur en MOX (wgt.%)	iaeagx			iaea		
	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	1,08318	1,07284	-2,97	1,08204	1,07173	-2,96
2,0	1,17056	1,15829	-3,02	1,16970	1,15750	-3,00
4,0	1,23660	1,22312	-2,97	1,23593	1,22257	-2,95
6,0	1,27254	1,25879	-2,86	1,27190	1,25823	-2,85

Tableau I.4 Résultats obtenus avec e6mlib

Combustible UO<sub>2</sub>

Enrichment (wgt.%)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
0,711	0,666172	0,659945	-4,72
1,6	0,961078	0,952387	-3,17
2,4	1,099469	1,089844	-2,68
3,1	1,177856	1,167763	-2,45
3,9	1,241165	1,230743	-2,27
4,5	1,277188	1,266610	-2,18
5,0	1,302068	1,291382	-2,12

## Combustible MOX issu de plutonium de réacteur recyclé

Teneur en MOX (wgt.%)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	0,940237	0,931012	-3,51
2,0	1,011803	1,001549	-3,37
4,0	1,060761	1,050221	-3,15
6,0	1,086386	1,076001	-2,96
8,0	1,109106	1,098892	-2,79

## Combustible MOX issu de plutonium militaire

Teneur en MOX (wgt.%)	HZP $k_{\text{eff}}$	HFP $k_{\text{eff}}$	$\Delta\rho/\Delta T$ (pcm/K)
1,0	1,085894	1,076779	-2,60
2,0	1,177609	1,166243	-2,76
4,0	1,251121	1,238342	-2,75
6,0	1,294029	1,281162	-2,59

## ANNEXE II

### FICHER D'ENTRÉE DRAGON

#### II.1 Fichier d'entrée principal

On a écrit un fichier principal *ANFH.x2m* pour l'étude de l'assemblage à partir de DRAGON. Il ne réalise réellement aucun calcul mais il fait appel à des procédures pour les réaliser.

```
*-----
* Contrat EDF/EPM
* Nom           : ANFH.x2m
* Type          : fichier DRAGON
* Auteur        : J. Le Mer
* Date          : 2007/08/10 (Revision 10 by J. L. M.)
* Reference     : GRAVELINES 514 campaign (2006).
*
* Parametres Locaux :
*   TempFuel    Temperature du combustible (K)
*   TempMod     Temperature du modérateur (K)
*   TempClad    Temperature des gaines (K)
*   densMod     Densite du modérateur
*   Power       Puissance du reacteur (MW/t)
*   Library     Bibliotheque de sections efficaces :
*               iaea   = 1 ; iaeagx   = 2 ;
*               endfb6 = 3 ; endfb6gx = 4 ;
```

```

*           jeff31 = 5 ; jeff31gx = 6 ;
*           jef22  = 7 ; jef22gx  = 8 ;
*   NumPer   Nombre de perturbation
*   CBoreRef Densite de bore de reference (en ppm)
*   CBoreP1  Densite de bore perturbe (en ppm)
*
* Options de calcul :
*   TypeGeo  Type de geometrie : "Cellule"
*           "Assemblage"
*   BCtrk    Type de reflexion : "TISO" blanche
*           "TSPC" miroir
*   TrackF   Module du tracking pour le calcul de flux
*           "NXT:" ou "SYBILT:"
*   TrackS   Module du tracking pour l'auto-protection
*           "NXT:" ou "SYBILT:"
*   TypFlu   Modele de fuite : "B" B1 homogene
*           "K" sans calcul de fuite
*   CalMet   Modele de resolution :
*           "CP" probabilites de collision (FLU:)
*           "MoC" caracteristiques (MOCC:)
*   Sph      Calcul des coefficients de Selengut
*           "On" ou "Off"
*   Grappe   Calcul des assemblages grappes
*           "grp"    -> Avec calcul de grappe
*           "nongrp" -> Sans calcul de grappe
*   SplitFuel Discretisation cartesienne du combustible
*   SplitCool Discretisation cartesienne du modérateur
*   NbAnglesF Nombre d'angles utilises pour le tracking

```

```

*           du calcul de flux
*   NbAnglesS  Nombre d'angles utilises pour le tracking
*           du calcul d autoprotection
*   TrkDensF   Densite du tracking du calcul de flux
*   TrkDensS   Densite de tracking de l autoprotection
*   MaxIBurnup Indice du pas de burnup maximal (<34)
*-----
*   Definition STRUCTURES, MODULES et PROCEDURES
*-----
LINKED_LIST  LocalGeoF  LocalGeoS  Burnup
             VolTrkF   VolTrkS
             MicOldN   MicOldG
             MicLib    MicLibN    MicLibG
             MicLibP1  MicLibNP1  MicLibGP1
             OutAssem  OutAssemN  OutAssemG
             OutAssemP1 OutAssemNP1 OutAssemGP1
             OutReg    OutRegN    OutRegG
             OutRegP1  OutRegNP1  OutRegGP1
             OutSph    OutSphN    OutSphG
             OutSphP1  OutSphNP1  OutSphGP1
             Cpo       CpoN       CpoG
             CpoP1    CpoNP1    CpoGP1
             CpoSph    CpoSphN    CpoSphG
             CpoSphP1  CpoSphNP1  CpoSphGP1 ;

SEQ_BINARY   IntLinS IntLinF ;
MODULE       PSP: DELETE: END: ;
PROCEDURE    GetGeoEDF    GetGeoCeLEDf GetMixRefEDF
             GetMixPerEDF CalFluRefEDF CalFluPerEDF

```

```

                                GetCpoEDF ;
SEQ_ASCII   ACpo           ACpoN           ACpoG
              ACpoP1       ACpoNP1        ACpoGP1
              ACpoSph      ACpoSphN      ACpoSphG
              ACpoSphP1    ACpoSphNP1   ACpoSphGP1
                                ABurnup FigF.ps ;

*-----
*   Parametres Locaux
*-----
REAL      TempFuel := 820.      ;
REAL      TempMod  := 580.      ;
REAL      TempClad := 580.      ;
REAL      densMod  := 0.713     ;
REAL      Power    := 38.45     ;
INTEGER   Library  := 6         ;
INTEGER   NumPer   := 1         ;
REAL      CBoresRef := 500.0    ;
REAL      CBoresP1 := 0.0       ;

*-----
*   Options de calcul
*-----
STRING    TypeGeo  := "Assemblage" ;
STRING    BCtrk    := "TISO"       ;
STRING    TrackF   := "NXT:"      ;
STRING    TrackS   := "NXT:"      ;
STRING    TypFlu   := "B"         ;
STRING    CalMet   := "CP"        ;
STRING    Sph      := "On"        ;

```

```

STRING  Grappe      := "grp"          ;
INTEGER SplitFuel SplitCool := 1      2      ;
INTEGER NbAnglesF NbAnglesS := 16     16     ;
REAL    TrkDensF TrkDensS   := 20.0  20.0  ;
INTEGER MaxIBurnup := 34 ;

*-----
*  Enchainement du calcul
*-----

IF BCtrk "TISO" = CalMet "MoC" = * THEN
  ECHO "Warning: Invalid CalMet with BCtrk = TISO" ;
  EVALUATE CalMet := "CP" ;
  ECHO "Use CalMet" CalMet ;
ENDIF ;

IF TypeGeo "Assemblage" = THEN
  LocalGeoS VolTrkS IntLinS := GetGeoEDF ::
    Shield <<BCtrk>> <<TrackS>> <<NbAnglesS>>
    <<TrkDensS>> ;
  LocalGeoF VolTrkF IntLinF := GetGeoEDF ::
    Flux <<BCtrk>> <<TrackF>> <<NbAnglesF>>
    <<TrkDensF>>
    <<SplitFuel>> <<SplitCool>> ;
ELSE
  LocalGeoS VolTrkS IntLinS := GetGeoCeLEDf ::
    Shield <<BCtrk>> <<TrackS>> <<NbAnglesS>>
    <<TrkDensS>> ;
  LocalGeoF VolTrkF IntLinF := GetGeoCeLEDf ::
    Flux <<BCtrk>> <<TrackF>> <<NbAnglesF>>

```

```

    <<TrkDensF>>
    <<SplitFuel>> <<SplitCool>> ;
ENDIF ;

IF TrackF "NXT:" = THEN
    FigF.ps := PSP: VolTrkF ;
ENDIF ;

MicLib MicLibN MicLibG MicOldN MicOldG := GetMixRefEDF ::
    <<TempFuel>> <<TempMod>> <<TempClad>>
    <<densMod>> <<CBoreRef>> <<Library>>
    <<Grappe>> <<TypeGeo>> ;

OutAssem OutReg OutSph Burnup := CalFluRefEDF
MicLib LocalGeoF VolTrkS VolTrkF IntLinS IntLinF ::
    <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>> <<TypeGeo>> <<CalMet>>
    <<Sph>> <<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>>
    <<Power>> ;

IF Grappe "grp" = THEN

    OutAssemN OutRegN OutSphN := CalFluPerEDF
    Burnup MicLibN LocalGeoF VolTrkS VolTrkF
    IntLinS IntLinF ::
        'N ' <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>>
        <<TypeGeo>> <<CalMet>> <<Sph>>
        <<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>> ;

```

```

OutAssemG OutRegG OutSphG := CalFluPerEDF
Burnup MicLibG LocalGeoF VolTrkS VolTrkF
IntLinS IntLinF ::
  'G ' <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>>
  <<TypeGeo>> <<CalMet>> <<Sph>>
  <<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>> ;

ENDIF ;

*----
* Creation des fichiers et des fichiers de sortie
*----

Cpo CpoN CpoG :=
GetCpoEDF OutAssem OutAssemN OutAssemG Burnup ::
  <<MaxIBurnup>> <<Grappe>> ;

ACpo := Cpo ;
IF Grappe "grp" = THEN
  ACpoN := CpoN ;
  ACpoG := CpoG ;
ENDIF ;

IF Sph "On" = TypeGeo "Assemblage" = * THEN
  CpoSph CpoSphN CpoSphG :=
  GetCpoEDF OutSph OutSphN OutSphG Burnup ::
    <<MaxIBurnup>> <<Grappe>> ;

  ACpoSph := CpoSph ;
  IF Grappe "grp" = THEN

```

```

    ACpoSphN := CpoSphN    ;
    ACpoSphG := CpoSphG    ;
  ENDIF ;
ENDIF ;

!!!! REPETER SI PLUSIEURS CONCENTRATIONS DE BORE !!!!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!! EN REMPLACANT 1 PAR n !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

IF NumPer 1 >= THEN
  MicLibP1 MicLibNP1 MicLibGP1 :=
  GetMixPerEDF MicLib MicOldN MicOldG ::
    <<TempFuel>> <<TempMod>> <<TempClad>>
    <<densMod>> <<CBoreP1>> <<Library>> <<Grappe>> ;

  OutAssemP1 OutRegP1 OutSphP1 := CalFluPerEDF
  Burnup MicLibP1 LocalGeoF VolTrkS VolTrkF
  IntLinS IntLinF ::
    ' P1' <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>>
    <<TypeGeo>> <<CalMet>> <<Sph>>
    <<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>> ;

  IF Grappe "grp" = THEN

    OutAssemNP1 OutRegNP1 OutSphNP1 := CalFluPerEDF
    Burnup MicLibNP1 LocalGeoF VolTrkS VolTrkF
    IntLinS IntLinF ::
      'NP1' <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>>
      <<TypeGeo>> <<CalMet>> <<Sph>>

```

```
<<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>> ;
```

```
OutAssemGP1 OutRegGP1 OutSphGP1 := CalFluPerEDF
```

```
Burnup MicLibGP1 LocalGeoF VolTrkS VolTrkF
```

```
IntLinS IntLinF ::
```

```
'GP1' <<TrackS>> <<TrackF>> <<TypFlu>>
```

```
<<TypeGeo>> <<CalMet>> <<Sph>>
```

```
<<SplitFuel>> <<SplitCool>> <<MaxIBurnup>> ;
```

```
ENDIF ;
```

```
*-----
```

```
* Creation des fichiers et des fichiers de sortie
```

```
*-----
```

```
CpoP1 CpoNP1 CpoGP1 :=
```

```
GetCpoEDF OutAssemP1 OutAssemNP1 OutAssemGP1 Burnup ::
```

```
<<MaxIBurnup>> <<Grappe>> ;
```

```
ACpoP1 := CpoP1 ;
```

```
IF Grappe "grp" = THEN
```

```
ACpoNP1 := CpoNP1 ;
```

```
ACpoGP1 := CpoGP1 ;
```

```
ENDIF ;
```

```
IF Sph "On" = TypeGeo "Assemblage" = * THEN
```

```
CpoSphP1 CpoSphNP1 CpoSphGP1 :=
```

```
GetCpoEDF OutSphP1 OutSphNP1 OutSphGP1 Burnup ::
```

```
<<MaxIBurnup>> <<Grappe>> ;
```

```

ACpoSphP1 := CpoSphP1 ;
IF Grappe "grp" = THEN
  ACpoSphNP1 := CpoSphNP1 ;
  ACpoSphGP1 := CpoSphGP1 ;
ENDIF ;
ENDIF ;
ENDIF ;
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

IF MaxIBurnup 1 > THEN
  ABurnup := Burnup ;
ENDIF ;

IntLinF VolTrkF IntLinS VolTrkS := DELETE:
IntLinF VolTrkF IntLinS VolTrkS ;
END: ;
QUIT "LIST" .

```

## II.2 Description des procédures

Le fichier principal fait successivement appel aux procédures suivantes :

- GetGeoEDF et GetGeoCeEDF : Ces procédures créent la géométrie et le tracking respectivement pour l'assemblage 17x17 et la cellule unitaire. Ces procédures font appel à une sous-procédure :

- GetDimEDF : Cette procédure donne en sortie les dimensions de la cellule. Ce module permettra de changer plus facilement les données pour le schéma de calcul d'un autre réacteur.
- GetMixRefEDF et GetMixPerEDF : Ces procédures donnent en sortie les fichiers contenant les bibliothèques des sections efficaces microscopiques utilisées respectivement dans les assemblages à la concentration de bore de référence et dans les assemblages aux concentrations de bore choisies pour la méthode BSE. Ces deux procédures font appel à deux sous procédures :
  - GetDensEDF : Cette procédure donne en sortie les données constructeur : les densités des différents mélanges, l'enrichissement du combustible et les masses des grilles. En séparant ainsi ce fichier, il est aisé de modifier les paramètres d'entrée du calcul.
  - GetVolEDF : Cette procédure exécute les calculs de dilution des grilles et des trous d'air comme expliqué à la section 4.2.1.
- CalFluRefEDF et CalFluPerEDF : Ces procédures réalisent l'essentiel des étapes du calcul respectivement pour l'assemblage non grappé à la concentration de bore de référence et les autres assemblages (assemblages grappés et ceux aux concentrations de bore choisies pour la méthode BSE) : auto-protection des résonances, calcul de flux, condensation, homogénéisation et évolution des isotopes (cette dernière uniquement pour la procédure CalFluRefEDF). Elles créent les fichiers d'édition qui regroupent les comportements macroscopiques pour tous les pas de burnup. La procédure CalFluRef fait appel à une sous procédure :
  - GetBurnEDF : Cette procédure donne à chaque pas de burnup les nouveaux temps initiaux et finaux du calcul d'évolution et indique si le calcul d'auto-protection doit être effectué.

- GetCpoEDF : Cette procédure crée les fichiers COMPO à partir des fichiers d'édition des comportements macroscopiques. Ces fichiers seront utilisables par le code de cœur DONJON.

## ANNEXE III

### FICHER D'ENTRÉE DONJON

#### III.1 Fichier d'entrée principal

De la même façon que pour le fichier d'entrée DRAGON, on écrit un fichier d'entrée principal *GR514.x2m* qui définit les paramètres du calcul et qui renvoie à des procédures pour réaliser certains calculs (afin de faciliter la lecture du fichier).

```
*-----
* Contrat EDF/EPM
* Nom           : GR514.x2m
* Type          : fichier DONJON
* Auteur        : J. Le Mer
* Date          : 2007/08/10 (Revision 10 by J. L. M.)
* Reference     : GRAVELINES 514 campaign (2006).
*
* Parametres Locaux :
*   N1 N2 G1 G2 SA SB SC SD R
*           Positions des barres de controle
*           "in" ou "out"
*   densB1    densite de bore pour le 1er calcul (ppm)
*   densB2    densite de bore pour le 2eme calcul (ppm)
*   pow       puissance du reacteur par assemblage (MW)
*   NEvo      Indice du pas d evolution
*   TEvo      Temps de l evolution (jours)
```

```

*
* Options de calcul :
*   Splitx   Discretisation par assemblage
*   Splitz   Discretisation axiale
*   TypeCal  Concentration de bore : "critique" ou "fixe"
*
*-----
* Definition STRUCTURES, MODULES et PROCEDURES
*-----
LINKED_LIST GeoCoeur MacroT MacroF Track System Flux
           Cpo CpoN CpoG CpoRef L0 Reseau Index GeoRes ;
MODULE     GEOD: TRIVAT: TRIVAA: FLUD: GREP: FLXAXC:
           INIMAC: CRE: FIND0: END: DELETE: REFRES:
           REFUEL: POWER: ;
PROCEDURE  GetMacEDF GetResEDF GeoCoEDF GetDimEDF ;
SEQ_ASCII  AFlux AReseau AL0 ;
SEQ_ASCII  ACpoRef  :: FILE 'ACpoRef' ;
SEQ_ASCII  ACpo     :: FILE 'ACpo'   ;
SEQ_ASCII  ACpoN    :: FILE 'ACpoN'  ;
SEQ_ASCII  ACpoG    :: FILE 'ACpoG'  ;
*-----
* Parametres Locaux
*-----
STRING  N1  := "out" ;
STRING  N2  := "out" ;
STRING  G1  := "out" ;
STRING  G2  := "out" ;
STRING  SA  := "out" ;

```

```

STRING  SB  := "out" ;
STRING  SC  := "out" ;
STRING  SD  := "out" ;
STRING  R   := "out" ;
REAL    densB1 := 0.0 ;
REAL    densB2 := 1500.0 ;
REAL    Pow   := 2775.0 ;
REAL    TEvo  := 30. ;
INTEGER NEvo  := 1 ;

*-----
* Options de calcul
*-----

INTEGER Splitx Splitz := 1 1 ;
STRING  TypeCal       := "critique" ;

*-----
* Enchainement du calcul
*-----

REAL ORF IRC ORC IRCGT ORCGT ORAG ORAN
      IRCA ORCA ORDET ORDETC Lamé LPitch Height ;

GetDimEDF  :: >>ORF<< >>IRC<< >>ORC<< >>IRCGT<< >>ORCGT<<
              >>ORAG<< >>ORAN<< >>IRCA<< >>ORCA<<
              >>ORDET<< >>ORDETC<<
              >>Lamé<< >>LPitch<< >>Height<< ;

REAL    dx    := 17.0 LPitch * 2.0 Lamé * + ;
INTEGER MaxR := 17 17 * 33 * Splitx * Splitx * Splitz * ;
INTEGER Iter  := 1 ;

```

```

REAL keff1 keff2 keffn ;
REAL Y1 Y2 ROOT YNEW ;
REAL densB ;
LOGICAL CONV ;

CpoRef := ACpoRef ;
Cpo     := ACpo     ;
CpoN    := ACpoN    ;
CpoG    := ACpoG    ;

GeoCoeur GeoRes Index := GeoCoEDF  ::
    <<Splitx>> <<Splitz>> <<MaxR>> <<dx>> ;

Track := TRIVAT: GeoCoeur ::
    MAXR <<MaxR>> MCFD 1 ;

Reseau := GetResEDF :: <<dx>> <<densB1>> <<NEvo>> ;

Index Reseau := REFRES: Index Reseau GeoRes ;

MacroF MacroT := GetMacEDF CpoRef Cpo CpoN CpoG ::
    <<N1>> <<N2>> <<G1>> <<G2>>
    <<SA>> <<SB>> <<SC>> <<SD>> <<R>>
    <<densB1>> <<NEvo>> ;

System := TRIVAA: MacroT Track ;

Flux := FLUD: System Track ::

```

```
EDIT 1 ADI 2 ;
```

```
GREP: Flux    ::
```

```
  GETVAL 'K-EFFECTIVE ' 1  >>keff1<<    ;
```

```
  ECHO "K-effective 1 = " keff1    ;
```

```
IF TypeCal "critique" = THEN
```

```
  System Flux MacroF MacroT DELETE:
```

```
  System Flux MacroF MacroT ;
```

```
  MacroF MacroT := GetMacEDF CpoRef Cpo CpoN CpoG ::
```

```
  <<N1>> <<N2>> <<G1>> <<G2>>
```

```
  <<SA>> <<SB>> <<SC>> <<SD>> <<R>>
```

```
  <<densB2>> <<NEvo>> ;
```

```
System := TRIVAA: MacroT Track ;
```

```
Flux := FLUD: System Track ::
```

```
  EDIT 1 ADI 2 ;
```

```
GREP: Flux    ::
```

```
  GETVAL 'K-EFFECTIVE ' 1  >>keff2<<    ;
```

```
  ECHO "K-effective    2 = " keff2    ;
```

```
EVALUATE Y1 := 1.0 1.0 keff1 / - ;
```

```
EVALUATE Y2 := 1.0 1.0 keff2 / - ;
```

```
L0 := FIND0: :: ITMAX 20 TOL 1.0E-7
```

```

POINT X <<densB1>> Y <<Y1>>
POINT X <<densB2>> Y <<Y2>>
>>CONV<< >>ROOT<< ;

REPEAT

System Flux MacroF MacroT DELETE:
System Flux MacroF MacroT ;

EVALUATE densB := ROOT ;

MacroF MacroT := GetMacEDF CpoRef Cpo CpoN CpoG ::
  <<N1>> <<N2>> <<G1>> <<G2>>
  <<SA>> <<SB>> <<SC>> <<SD>> <<R>>
  <<densB>> <<NEvo>> ;

System := TRIVAA: MacroT Track ;

Flux := FLUD: System Track ::
  EDIT 1 ADI 2 ;

GREP: Flux ::
  GETVAL 'K-EFFECTIVE ' 1 >>keffn<< ;
ECHO "K-effective iter " Iter " = " keffn ;

EVALUATE YNEW := 1.0 1.0 keffn / - ;
L0 := FIND0: L0 :: Y <<YNEW>>
  >>CONV<< >>ROOT<< ;

```

```

    EVALUATE Iter := Iter 1 + ;

    UNTIL CONV ;
    ECHO "Zero is =" ROOT ;

ENDIF ;

Reseau := FLXAXC: Reseau Flux Track Index :: AXIAL COMP ;

Reseau := POWER: Reseau MacroF :: POWER <<Pow>> ;

Reseau := REFUEL: Reseau ::
    FOLLOW TIME <<TEvo>> DAY ;

AFlux    := Flux    ;
AReseau  := Reseau  ;

END: ;

QUIT "LIST" .

```

### III.2 Description des procédures

Le fichier principal fait successivement appel aux procédures suivantes :

- GetDimDEF : Cette procédure est la même que celle utilisée dans DRAGON et présentée à la section II.2. Ceci nous assure la cohérence entre DRAGON et DON-

JON pour ce qui est de la description du cœur.

- GeoCoEDF : Cette procédure crée la géométrie du cœur et l'index qui sera utilisé pour créer le réseau.
- GetResEDF : Cette procédure crée le réseau qui sera utilisé pour le calcul d'évolution.
- GetMacEDF : Cette procédure crée deux bibliothèques de sections efficaces macroscopiques pour chaque assemblage : une uniquement pour le combustible, l'autre pour l'ensemble des mélanges.
- IniBurnAEDF, IniBurnBEDF et IniBurnCEDF : Ces procédures donnent les valeurs de burnup de chaque assemblage après rechargement. Ces procédures sont appelées dans les procédures GetResEDF et GetMacEDF.
- EvoBurnAEDF, EvoBurnBEDF et EvoBurnCEDF : Ces procédures donnent les valeurs de burnup de chaque assemblage pendant l'évolution. Ces procédures sont appelées dans les procédures GetResEDF et GetMacEDF.