



Titre: Impact du transport des photons sur la distribution fine de
Title: puissance d'un réacteur à eau sous pression

Auteur: Clement Liegeard
Author:

Date: 2017

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Liegeard, C. (2017). Impact du transport des photons sur la distribution fine de
Citation: puissance d'un réacteur à eau sous pression [Mémoire de maîtrise, École
Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/2697/>

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

URL de PolyPublie:
PolyPublie URL: <https://publications.polymtl.ca/2697/>

**Directeurs de
recherche:** Guy Marleau, & Ansar Calloo
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

IMPACT DU TRANSPORT DES PHOTONS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE
PUISSANCE D'UN RÉACTEUR À EAU SOUS PRESSION

CLEMENT LIEGEARD
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 2017

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

IMPACT DU TRANSPORT DES PHOTONS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE
PUISSANCE D'UN RÉACTEUR À EAU SOUS PRESSION

présenté par : LIEGEARD Clement

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, Doctorat, président

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

M. CALLOO Ansar, Doctorat, membre et codirecteur de recherche

Mme VARIN Élisabeth, Ph. D., membre externe

DÉDICACE

*À mes frères,
à mes parents
et à mes grand-parents*

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué à cette maîtrise et qui m'ont aidé lors de la rédaction de ce mémoire.

Tout d'abord je souhaite remercier mon professeur et directeur de recherche à Polytechnique Montréal, Guy Marleau, sans qui je n'aurais pas pu participer à ce projet, effectuer un stage et qui m'a accordé sa confiance pour mener à bien le projet. Son écoute et ses précieux conseils m'ont permis d'avancer un maximum dans la mission qui m'a été confiée.

Au sein de Polytechnique Montréal, je remercie également tout le personnel de l'Institut de génie nucléaire et tous les autres étudiants du bureau : Najoua, Sylvie, Medhi et Ahmed. Je remercie particulièrement tous mes amis de l'École polytechnique ainsi qu'Atyab, Aaron, Clément, Anne-Laurence, Luca et Marie avec qui j'ai passé de très bons moments. Un grand merci aussi aux colocataires qui m'ont supporté : Jacques, Thomas, Adrien et Clara.

J'aimerais également remercier grandement Ansar Calloo, mon co-directeur de recherche, pour son accompagnement tout au long du projet. Son aide et ses connaissances sur le projet ont été des atouts indispensables à sa réussite.

Mes remerciements vont également vers EDF et à tous les membres du groupe i27 pour leur accueil, le temps passé ensemble et le partage de leur expertise au quotidien. Je remercie particulièrement Philippe Magat, chef du groupe i27 et Coline Brosselard, chef du projet SIMUCOEUR2, pour leur accueil et la confiance qu'ils m'ont accordée. Je remercie également David Couyras pour ses conseils précieux et son aide sur COCAGNE, Nadine Schwartz pour avoir su être à l'écoute tout au long du stage, et Matthieu Bouxin qui a parfaitement su remplacer Ansar et m'accompagner dans ma découverte d'APOLLO-2 pendant quelques semaines. Un grand merci également aux équipes du CEA pour leur grande aide dans l'utilisation des codes APOLLO-2 et TRIPOLI-4. Je remercie enfin les autres stagiaires et thésards que j'ai cotoyés pendant ce stage : Quentin, Yiming et Valentin.

RÉSUMÉ

Le calcul de la structure fine de puissance est un élément clé de la physique des réacteurs et de nombreux paramètres entrent en compte pour effectuer ce calcul. Actuellement, les neutrons sont les seules particules prises en compte pour les dépôts d'énergie dans les codes déterministes. En réalité, des photons gammas sont émis lors des interactions des neutrons avec la matière. Dans le cadre d'une augmentation de la puissance de calcul des unités informatiques, il est intéressant d'ajouter dans les schémas de calcul déterministes le transport des gammas.

Dans ce mémoire, nous validons 3 nouveaux schémas déterministes neutron-gamma dans APOLLO-2 qui réutilisent les schémas de transport de neutrons SHEM-MOC et REL-2005 qui ont déjà été validés par EDF et le CEA. Par ailleurs, parmi les schémas neutron-gamma, nous avons créé un schéma de référence, un schéma optimisé et un schéma intermédiaire.

Grâce à ces schémas, nous sommes capables de déterminer l'impact du transport des gammas sur la puissance déposée pour 3 assemblages différents (UOX, MOX et UOX-Gd) en évolution. Pour la plupart des cellules de combustible, la puissance déposée par les gammas peut atteindre 10%. En outre, le fait de transporter les gammas apporte des écarts de l'ordre de 1% de puissance déposée dans ces mêmes cellules de combustible. Les cellules contenant du gadolinium (poison neutronique) émettent beaucoup de gammas et perdent jusqu'à 30% de puissance déposée après transport des gammas. Globalement, le transport des gammas a tendance à lisser la structure fine de puissance que ce soit pour des clusters ou des assemblages.

Pour les calculs de coeur, nous avons utilisé le code COCAGNE. Pour traiter l'effet des gammas dans ce code, nous avons décidé de corriger les paramètres liés à la puissance déposée dans les DKLIB qui sont les bibliothèques multi-paramètres créées avec APOLLO-2 et utilisées par COCAGNE. Cette façon de procéder ne nous permet pas de transporter directement les photons gammas dans COCAGNE et les écarts observés liés aux gammas sont exactement les écarts présents dans la DKLIB. Néanmoins, nous avons pu obtenir des résultats exacts grâce au code TRIPOLI-4 utilisant la méthode de Monte-Carlo.

Dans ce mémoire, les résultats pour le benchmark KAIST-1A sont présentés et analysés. Sur un coeur complet, le transport des gammas semble également lisser la structure fine de puissance.

Grâce à l'ajout du transport des gammas dans les schémas de calcul déterministes nous

avons également pu étudier leur impact sur le point chaud qui correspond au crayon de combustible où la puissance déposée est la plus élevée. Les règles de sûreté de fonctionnement des réacteurs visent avant tout à limiter la température de ce point. Une meilleure simulation de la distribution puissance déposée dans le coeur est donc un enjeu important de la physique des réacteurs. Sur les structures que nous étudions dans ce mémoire, la puissance déposée au point chaud diminue d'environ 1% après transport des gammas.

ABSTRACT

Deposited power calculations are a critical part of reactor physics. Many parameters have to be taken into account to perform these calculations and presently, neutrons are the only particles transported in deterministic codes. However, gamma photons are also emitted during the interactions of neutrons with matter. Since the required computing power is now available to perform such calculations, it is now possible to add gamma transport in the present deterministic calculation schemes.

In this thesis, three new deterministic neutron-gamma schemes are validated with APOLLO-2. These reuse the neutron schemes already validated by EDF and CEA, namely, the SHEM-MOC scheme and the REL-2005 scheme. Among the three neutron-gamma schemes are a reference one, an optimized one and an intermediate one.

With the neutron-gamma schemes we are able to calculate the gamma transport impact on the pin-by-pin deposited power for three different evolving assemblies (UOX, MOX and UOX-Gd). For most of the fuel cells, the gamma deposited power can reach 10% of the total deposited power. Moreover, transporting gamma photons causes differences of around 1% on the deposited power in these fuel cells. Cells containing gadolinium (a neutron absorber) emit a lot more gamma photons and therefore, the deposited power in those cells can decrease by 30% after gamma transport. Globally, gamma transport smoothes down the power map of assemblies or clusters.

To perform core calculations, the 3-D code COCAGNE is used in this thesis. As it is currently impossible to directly transport gamma photons in this code, we decided to correct the normalized power maps in the DKLIB. The DKLIB are data libraries created with APOLLO-2 and used by COCAGNE. In this way, the differences brought about by gamma photons in COCAGNE are directly the differences calculated in APOLLO-2 and saved in the DKLIB. Nonetheless, the power maps can be obtained with and without gamma transport using the Monte-Carlo code TRIPOLI-4. In this project, the benchmark KAIST-1A is used to test the model, and the results are presented and analyzed. On a full core, gamma transport also smoothes down the power map.

Thanks to gamma transport we are able to calculate a new deposited power in the hot spot corresponding to the pin where the maximum deposited power is reached. Safety regulations demand a limitation on the temperature reached at the hot spot. Therefore, better calculations of the power maps is a critical issue of reactor physics. In this thesis, we show that the power deposited in the hot spot decreases by about 1% after gamma transport.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvi
LISTE DES ANNEXES	xvii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Définitions et concepts de base	1
1.2 Objectifs de recherche	2
1.3 Plan du mémoire	3
CHAPITRE 2 INTERACTION DES PARTICULES NEUTRES AVEC LA MATIÈRE	4
2.1 Interaction des gammas avec la matière	4
2.1.1 Généralités sur les gammas	4
2.1.2 Effets photoélectriques	5
2.1.3 Diffusion Compton	6
2.1.4 Création de paires	7
2.2 Interactions des neutrons avec la matière	9
2.2.1 Généralités sur les neutrons	9
2.2.2 Diffusion des neutrons	9
2.2.3 Absorption des neutrons	12
CHAPITRE 3 THÉORIE DU TRANSPORT DES PARTICULES NEUTRES	17
3.1 Équations du transport de particules neutres	17

3.1.1	Généralités sur le flux	17
3.1.2	L'équation de transport	18
3.2	Résolution déterministe de l'équation de Boltzmann	22
3.2.1	Discrétisation spatiale et énergétique	22
3.2.2	Autoprotection des résonances	24
3.2.3	Méthode des probabilités de collision	24
3.2.4	Méthode des caractéristiques	28
3.3	Le calcul de la puissance déposée dans les codes de coeur	29
3.3.1	La méthode SP_N	29
3.3.2	L'approximation de la diffusion	31
3.4	Théorie de Monte-Carlo	32
3.4.1	Principes généraux	32
3.4.2	La méthode de Monte-Carlo appliquée à l'équation de transport . . .	33
CHAPITRE 4	PRÉSENTATION DES CALCULS NEUTRON-GAMMA	37
4.1	Présentation des assemblages utilisés	37
4.2	Calculs de référence	39
4.3	Schémas de calcul dans APOLLO-2	39
4.3.1	SHEM-MOC-gamma	40
4.3.2	REL-94	41
4.3.3	REL-2005-gamma	43
4.4	Validation des schémas	44
4.4.1	Flux gamma dans l'assemblage MOX	44
4.4.2	Validation du schéma SHEM-MOC-gamma	45
4.4.3	Validation des schémas REL-94 et REL-2005-gamma	51
4.5	Effets de l'anisotropie du calcul gamma	54
CHAPITRE 5	IMPACT DES GAMMAS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE PUIS-	
	SANCE D'UN ASSEMBLAGE	57
5.1	Étude de 3 assemblages différents	57
5.1.1	Impact des gammas dans l'assemblage MOX	57
5.1.2	Étude de l'assemblage UOX	63
5.1.3	Étude de l'assemblage UOX-Gd	66
5.2	Effets de l'environnement et étude de clusters	71
5.2.1	Puissance déposée dans un cluster MOX	71
5.2.2	Effets de l'environnement sur les gammas	72
5.2.3	Étude du cluster UOX	73

5.2.4	Étude du cluster UOX-Gd	76
CHAPITRE 6 IMPACT DES GAMMAS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE PUIS-		
	SANCE D'UN COEUR	80
6.1	Présentation des calculs de coeur avec gammas	80
6.1.1	Utilisation des gammas dans le code de coeur COCAGNE	80
6.1.2	Calcul de la structure fine de puissance grâce au flux	82
6.1.3	Présentation de KAIST-1A	83
6.2	Calcul de la puissance déposée dans KAIST-1A grâce à TRIPOLI-4	84
6.2.1	Puissance déposée dans KAIST-1A	84
6.2.2	Impact des gammas sur la puissance déposée	85
6.3	Étude de la distribution fine de puissance sur le coeur KAIST-1A avec CO-	
	CAGNE	86
6.3.1	Puissance déposée dans KAIST-1A	86
6.3.2	Impact des gammas sur la distribution fine de puissance	87
6.3.3	Validation des résultats de COCAGNE pour des calculs neutron-gamma	88
CHAPITRE 7 CONCLUSION		
7.1	Synthèse des travaux	93
7.2	Limitations de la solution proposée et améliorations futures	95
RÉFÉRENCES		97
ANNEXES		100

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Énergie moyenne libérée lors d'une fission	15
Tableau 4.1	Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes pour l'assemblage MOX entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4.	47
Tableau 4.2	Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes pour l'assemblage UOX-Gd entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4.	50
Tableau 4.3	Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes pour l'assemblage MOX entre le schéma REL-2005-gamma et TRIPOLI-4.	51
Tableau 5.1	Tableau récapitulatif de l'impact des gammas sur différentes structures	79
Tableau 7.1	Tableau bilan de l'impact moyen des gammas.	94
Tableau 7.2	Tableau bilan de l'impact des gammas sur le point chaud.	94
Tableau A.1	Paramètres géométriques des assemblages	100
Tableau A.2	Paramètres du tracking dans le schéma REL-2005	100
Tableau A.3	Paramètres du tracking dans le schéma SHEM-MOC	100
Tableau B.1	Composition de la gaine	101
Tableau B.2	Composition du modérateur	102
Tableau B.3	Composition du combustible UOX	102
Tableau B.4	Composition du combustible MOX haute teneur	103
Tableau B.5	Composition du combustible MOX moyenne teneur	104
Tableau B.6	Composition du combustible MOX basse teneur	104
Tableau B.7	Composition du combustible UOX-Gd	105
Tableau B.8	Composition du combustible UOX dans l'assemblage UOX-Gd	105

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Schéma de la diffusion Compton	6
Figure 2.2	Distribution de la probabilité de déviation pour différentes énergies .	7
Figure 2.3	Coefficient d'absorption total du plomb	8
Figure 2.4	Section efficace totale de l'uranium 235	10
Figure 2.5	Sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de l'uranium 235	12
Figure 2.6	Sections efficaces de capture radiative et de fission de l'uranium 235 et section efficace de capture radiative de l'uranium 238	13
Figure 2.7	Énergie de liaison par nucléon	14
Figure 3.1	Logigramme de la méthode de Monte-Carlo	35
Figure 4.1	Description d'un assemblage UOX	37
Figure 4.2	Description d'un assemblage MOX	38
Figure 4.3	Description d'un assemblage UOX-Gd	38
Figure 4.4	Maillage RAF.	40
Figure 4.5	Maillage MAV	42
Figure 4.6	Récapitulatif des 3 schémas déterministes.	43
Figure 4.7	Forme du flux gamma	44
Figure 4.8	Flux gamma condensé pour l'assemblage MOX à différents pas d'évo- lution.	45
Figure 4.9	Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage MOX neuf.	47
Figure 4.10	Écarts relatifs sur la puissance déposée par cellule entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage MOX neuf. .	48
Figure 4.11	Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage UOX neuf.	49
Figure 4.12	Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage UOX- Gd neuf.	50
Figure 4.13	Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et le schéma REL-94 pour un assemblage MOX neuf.	52

Figure 4.14	Écarts relatifs sur la puissance déposée entre le REL-2005-gamma et le SHEM-MOC-gamma pour un assemblage MOX en évolution.	53
Figure 4.15	Écart sur la puissance déposée entre le REL-2005-gamma et le SHEM-MOC-gamma pour un assemblage MOX en évolution, sans trous d'eau.	53
Figure 4.16	Effets de l'ordre d'anisotropie choisi sur le flux gamma	55
Figure 4.17	Effets de l'ordre d'anisotropie choisi sur l'énergie déposée.	56
Figure 5.1	Puissance déposée dans un assemblage MOX neuf, hors trous d'eau.	58
Figure 5.2	Puissance déposée dans un assemblage MOX neuf. À gauche : figure obtenue après transport des gammas. À droite : sans transport des gammas.	58
Figure 5.3	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage MOX neuf, hors trous d'eau.	59
Figure 5.4	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas dans un assemblage MOX neuf.	60
Figure 5.5	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas dans chaque milieu.	61
Figure 5.6	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage MOX à différents pas d'évolution.	62
Figure 5.7	Puissance déposée par les neutrons uniquement dans l'assemblage MOX à différents pas d'évolution.	63
Figure 5.8	Puissance déposée dans l'assemblage UOX neuf sans trous d'eau	64
Figure 5.9	Puissance déposée dans l'assemblage UOX neuf.	65
Figure 5.10	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX neuf.	65
Figure 5.11	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX à différents pas d'évolution.	66
Figure 5.12	Puissance déposée dans l'assemblage UOX-Gd neuf.	67
Figure 5.13	Puissance déposée dans l'assemblage UOX-Gd neuf sans trous d'eau	68
Figure 5.14	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd neuf, hors trous d'eau et crayons gadoliniés.	69
Figure 5.15	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd neuf.	69
Figure 5.16	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd à différents pas d'évolution.	70
Figure 5.17	Puissance déposée dans un cluster MOX.	71

Figure 5.18	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster MOX.	72
Figure 5.19	Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 3 cellules différentes de l'assemblage MOX en évolution.	73
Figure 5.20	Puissance déposée dans un cluster UOX.	74
Figure 5.21	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster UOX.	75
Figure 5.22	Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 2 cellules différentes de l'assemblage UOX en évolution.	76
Figure 5.23	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster UOX-Gd.	77
Figure 5.24	Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 2 cellules UOX appartenant à un assemblage UOX-Gd.	78
Figure 5.25	Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur une cellule contenant du gadolinium.	79
Figure 6.1	Description du maillage hétérogène 4×4 étoile d'un assemblage . . .	80
Figure 6.2	Description des assemblages d'un huitième du coeur KAIST 1-A . . .	84
Figure 6.3	Puissance déposée dans KAIST après transport des neutrons et des gammas.	85
Figure 6.4	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas. Résultats obtenus avec TRIPOLI-4.	86
Figure 6.5	Puissance déposée dans KAIST-1A par les neutrons et les gammas. Résultats obtenus avec COCAGNE.	87
Figure 6.6	Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas. Résultats obtenus avec COCAGNE.	88
Figure 6.7	Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (diffusion homogène) et TRIPOLI-4 sans transport des gammas. . . .	89
Figure 6.8	Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (diffusion homogène) et TRIPOLI-4 après transport des gammas. . .	90
Figure 6.9	Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (SP3) et TRIPOLI-4 sans transport des gammas.	91
Figure 6.10	Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (SP3) et TRIPOLI-4 après transport des gammas.	92
Figure C.1	Écarts relatifs de puissance dus au nouveau calcul de l'énergie déposée par les neutrons.	107

Figure C.2	Écarts relatifs de puissance dus au nouveau calcul de l'énergie déposée par les neutrons, hors trous d'eau et crayons gadoliniés.	108
Figure D.1	Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion homogène et un calcul crayon par crayon.	109
Figure D.2	Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion hétérogène et un calcul crayon par crayon.	110
Figure D.3	Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion crayon par crayon et un calcul SP3 crayon par crayon. . . .	111

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CANDU	Canada Deuterium Uranium : technologie canadienne de réacteur
CEA	Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
EDF	Électricité de France
JEFF	Joint evaluated fission and fusion file : bibliothèque de sections efficaces
MAV	Maillage spatial de type "moulin-à-vent"
MOC	Méthode des caractéristiques
MOX	Combustible composé d'oxydes de plutonium et d'uranium
R&D	Recherche et développement
RAF	Maillage spatial raffiné
REP	Réacteur à eau sous pression
REL-2005	Schéma de calcul déterministe optimisé pour les REP
SHEM-MOC	Schéma de calcul déterministe de référence pour les REP
SINETICS	Simulation neutronique, technologies de l'information et calcul scientifique
UOX	Combustible composé d'oxydes d'uranium
UOX-Gd	Combustible composé d'oxydes d'uranium et de gadolinium

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Paramètres géométriques des assemblages et des maillages	100
Annexe B	Composition des assemblages	101
Annexe C	Nouvelle nappe neutron dans COCAGNE	106
Annexe D	Écarts entre les différentes modélisations COCAGNE	109

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Définitions et concepts de base

Depuis la première pile atomique imaginée par Enrico Fermi, plusieurs pays dans le monde ont fait le choix d'introduire le nucléaire dans la production d'électricité. Plusieurs technologies de réacteurs ont été développées comme les CANDU au Canada. La filière de réacteurs la plus répandue actuellement est la filière réacteur à eau sous pression (REP). Pour produire de l'électricité, les REP font chauffer, grâce à un combustible fissile, de l'eau sous pression. La chaleur récupérée par cette eau est ensuite transférée à un circuit secondaire d'eau à travers des générateurs de vapeur. La vaporisation du circuit secondaire va permettre de faire fonctionner des turbines qui produiront l'électricité grâce à un alternateur. Ensuite, la vapeur est condensée grâce à un troisième circuit avant de retourner dans les générateurs de vapeur.

Le combustible des REP se présente sous la forme de crayons de 8.2 mm de diamètre et de 3.75 m de longueur. Ces crayons sont entourés par des gaines de zirconium pour éviter qu'ils ne soient en contact direct avec l'eau qui récupère la chaleur dégagée. Les gaines constituent un élément important de la sûreté nucléaire et représentent la première barrière de défense contre les fuites radioactives. Comme élément fissile dans les crayons, les REP peuvent utiliser plusieurs types de combustible.

- L'oxyde d'uranium contenant entre 3 et 4% d'uranium 235 qui est un élément fissile récupérable dans des mines.
- Un mélange d'oxydes d'uranium et de plutonium. Le plutonium possède plusieurs isotopes fissiles et est un élément récupérable notamment lors du retraitement des oxydes d'uranium après leur passage en centrale.
- L'oxyde d'uranium mélangé avec du gadolinium qui est un poison neutronique permettant de réduire la réactivité.

Développée par Westinghouse aux États-Unis, les REP ont ensuite été construits en France notamment. Avant de les faire fonctionner, la simulation des réacteurs à eau sous pression vise à prévoir de la façon la plus réaliste possible leur comportement d'un point de vue neutronique et d'un point de vue thermo-hydraulique, dans une problématique de sûreté et avec un objectif économique. Pour cela, il faut résoudre l'équation de transport des neutrons dans le réacteur. Comme cette résolution est impossible analytiquement, 2 types de codes ont été développés.

- Les codes déterministes qui résolvent de façon approchée l'équation du transport en faisant une série d'approximations.
- Les codes de Monte-Carlo qui utilisent des méthodes statistiques pour trouver la solution exacte à l'équation du transport. Ces codes nécessitent cependant des temps de calcul très longs pour s'approcher de la solution finale.

Les codes déterministes sont séparés en deux catégories :

- les codes de réseau qui résolvent l'équation de transport sur des structures de la taille d'un assemblage ;
- les codes de coeur qui utilisent les résultats des codes de réseau pour résoudre l'équation du transport ou une de ses approximations à l'échelle d'un coeur complet.

Le couplage de ces deux types codes s'appelle une chaîne de calcul.

Actuellement, les chaînes de calcul neutronique prennent rarement en compte les rayons gammas émis lors des fissions ou lors des collisions neutroniques par exemple. Le calcul des dépôts d'énergie dans un réacteur se fait donc généralement à partir des données issues des neutrons (énergie déposée dans le combustible). L'énergie est donc déposée localement après le transport des neutrons alors que les rayons gammas représentent jusqu'à 10% de l'énergie déposée dans le coeur. Ainsi, la prise en compte du transport des gammas pourrait permettre de mieux calculer la distribution fine de puissance au niveau des assemblages puis des coeurs.

En France, EDF (Électricité de France) développe les chaînes de calcul pour simuler les réacteurs du parc français. Actuellement, c'est la chaîne de calcul CASSIOPEE qui est utilisée. Cette chaîne utilise le code de réseau APOLLO-2 (Sanchez et al., 2010) (version 2.5) créé par le CEA et le code de coeur COCCINELLE développé par EDF. Pour améliorer les performances des simulations, la chaîne de calcul ANDROMEDE est en cours de développement dans le département SINETICS de EDF R&D. Cette chaîne utilise également le code de réseau APOLLO-2 (version 2.8) et utilise le code de coeur COCAGNE, également développé à SINETICS.

1.2 Objectifs de recherche

Ce projet a pour but principal de mettre en place le transport des gammas dans la chaîne de calcul ANDROMEDE puis de voir l'impact du transport des gammas à l'échelle du réacteur.

Comme dit précédemment, dans les calculs d'assemblage, l'énergie dégagée par fission ou capture neutronique est considérée comme entièrement déposée à l'endroit où l'interaction a lieu après transport des neutrons. Comme la majeure partie de la puissance dégagée à la suite d'une fission est effectivement déposée localement par le recul des produits de fission,

cette hypothèse est justifiable.

Cependant, une petite partie de cette énergie est transportée sous forme de rayonnement gamma. Les photons gammas ainsi émis peuvent déposer leur énergie dans un autre crayon, le modérateur ou les matériaux de structure et affectent donc la puissance déposée. Prendre en compte ce phénomène dans les schémas de calcul industriels pourrait permettre de modéliser plus justement la puissance déposée dans un réacteur en obtenant de nouvelles nappes de puissance déposée.

Un des facteurs limitant de la puissance d'un réacteur est la température du "point chaud". Ce dernier est le crayon où la puissance (et donc la température) est la plus élevée dans un réacteur. Ce maximum de puissance va imposer des limites sur la puissance totale du réacteur pour réduire les probabilités d'accident. La modélisation la plus précise possible de ce point chaud est donc un enjeu important de la simulation des réacteurs.

Avec le développement de la puissance de calcul des unités informatiques, de nouvelles pistes sont étudiées pour simuler de la façon la plus précise possible le comportement des réacteurs. C'est dans ce cadre que l'étude de l'impact du transport des gammas a été lancée dans un partenariat entre EDF et Polytechnique Montréal.

1.3 Plan du mémoire

Pour étudier l'impact du transport des gammas, une revue de littérature sur les différents types d'interaction des gammas et des neutrons avec la matière sera d'abord présentée au chapitre 2.

Puis l'équation du transport sera abordée au chapitre 3 avant de voir les différentes méthodes de résolution.

Après cette revue de littérature, le mémoire est encore divisé en trois chapitres. Tout d'abord, nous décrirons au chapitre 4 la mise en place de 3 schémas déterministes neutron-gamma et leur validation vis-à-vis d'une référence Monte-Carlo.

Ensuite, au chapitre 5 nous verrons l'impact du transport des gammas sur la répartition de la puissance déposée à l'échelle d'un assemblage puis à l'échelle d'un cluster.

Enfin, nous verrons comment nous avons déterminé l'impact du transport des gammas sur la puissance déposée à l'échelle d'un coeur au chapitre 6.

Une fois ces sujets traités, nous concluerons ce travail et verrons quelques perspectives. Des annexes approfondissent certains résultats présentés dans ce mémoire.

CHAPITRE 2 INTERACTION DES PARTICULES NEUTRES AVEC LA MATIÈRE

Dans les réacteurs nucléaires, de nombreuses particules sont émises soit spontanément par les matériaux radioactifs soit à la suite d'autres réactions nucléaires. Parmi ces particules, figurent notamment les neutrons, qui sont à la base du fonctionnement des réacteurs, et les photons, émis principalement après des collisions neutroniques. Ces interactions sont à l'origine de la puissance déposée dans un réacteur. C'est pourquoi, dans le cadre de ce mémoire, il convient d'étudier attentivement les interactions avec la matière de ces deux types de particules ainsi que la façon dont ces interactions vont affecter la puissance déposée dans un réacteur.

2.1 Interaction des gammas avec la matière

Ici, les photons qui nous intéressent sont les rayons gamma. Nous allons donc nous concentrer sur les interactions des gammas avec la matière.

2.1.1 Généralités sur les gammas

Tout d'abord, les rayons gamma sont des photons dont l'énergie est comprise entre quelques keV et plusieurs GeV. Comme nous le verrons dans la section 2.2, nous considérons, dans ce projet, les gammas créés par les interactions des neutrons avec la matière dans les réacteurs nucléaires.

Contrairement aux neutrons où l'on prend en compte l'énergie cinétique classique, l'énergie des gammas est définie par la relation de Planck-Einstein :

$$E = h \frac{c}{\lambda} \quad (2.1)$$

$h \simeq 6.63 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et λ est la longueur d'onde du photon.

Ces photons à haute énergie sont, d'un point de vue macroscopique, absorbés par la matière selon une loi exponentielle. En notant I l'intensité d'un faisceau gamma et x la distance parcourue dans un matériau, on a généralement :

$$I(x) = I(0) e^{-\mu x} \quad (2.2)$$

μ est le coefficient d'interaction (en cm^{-1}) et dépend du matériau. Dans notre cas, nous exprimerons ce coefficient grâce aux sections efficaces microscopiques σ : $\mu = \sigma_{tot} d$ avec d la concentration volumique du matériau.

Dans la plupart des cas, le coefficient d'interaction des gammas est plus petit que celui des neutrons. Les gammas ont donc tendance à parcourir une plus grande distance dans la matière que les neutrons.

Actuellement, les gammas sont principalement étudiés dans le cadre de la médecine et en astronomie. La médecine moderne se sert du fort pouvoir pénétrant des gammas pour analyser certaines molécules présentes dans le corps humain (imagerie) ou certains organes (gamma-graphie). Les gammas sont aussi créés par les objets les plus énergétiques de l'univers (trous noirs, pulsars ...), leur étude permet donc aux astronomes de comprendre les phénomènes associés à ces objets.

Parmi les approximations faites dans ce projet, nous considérerons que toute l'énergie perdue par les gammas est déposée dans la matière et n'est pas à l'origine d'émissions d'autres particules qui pourraient se déplacer sur de grandes distances (plusieurs centimètres) dans la matière.

Il est à noter que, contrairement aux neutrons, les sections efficaces d'interaction des gammas n'ont pas un comportement résonant (voir section 2.2).

2.1.2 Effets photoélectriques

La première interaction des gammas avec la matière que nous allons décrire est l'effet photoélectrique. Cet effet est la transmission totale de l'énergie d'un photon gamma à un électron lié à un atome. L'énergie déposée par le gamma sert premièrement à vaincre le potentiel d'attraction du noyau et le reste est transféré à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Une fraction très petite (dans le cas des noyaux lourds) de l'énergie du gamma est transférée à l'atome en suivant la conservation de la quantité de mouvement.

Les sections efficaces pour l'effet photoélectrique dépendent de l'énergie du photon, du numéro atomique de l'atome et de l'énergie de liaison de l'électron. La probabilité d'interaction est de la forme suivante d'après Nelson and Reilly (1991) :

$$\sigma \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3} \quad (2.3)$$

avec Z le numéro atomique du noyau et E_γ l'énergie du photon incident.

Ainsi, la section efficace est plus élevée pour les noyaux lourds comme l'uranium ou le pluto-

nium et pour les gammas de faible énergie. À faible énergie, l'effet photoélectrique est même l'interaction prédominante.

Généralement, les électrons ont un très faible libre parcours moyen et interagissent en permanence avec les champs électromagnétiques des particules qui les entourent. C'est pourquoi, pour l'effet photoélectrique, la totalité de l'énergie du photon absorbé peut donc être considérée comme déposée localement (sous forme d'agitation thermique).

2.1.3 Diffusion Compton

La diffusion Compton, du nom d'Arthur Compton qui l'a découverte, ressemble fortement à l'effet photoélectrique sauf qu'un photon est réémis à la suite de la collision. Dans le cas de la diffusion Compton, l'électron est toujours éjecté de l'atome alors que le photon secondaire possède une énergie plus faible et est dévié par rapport au photon incident.

En considérant que l'électron est initialement au repos, il est possible de retrouver l'énergie perdue par le photon, avec l'angle de déviation de celui-ci.

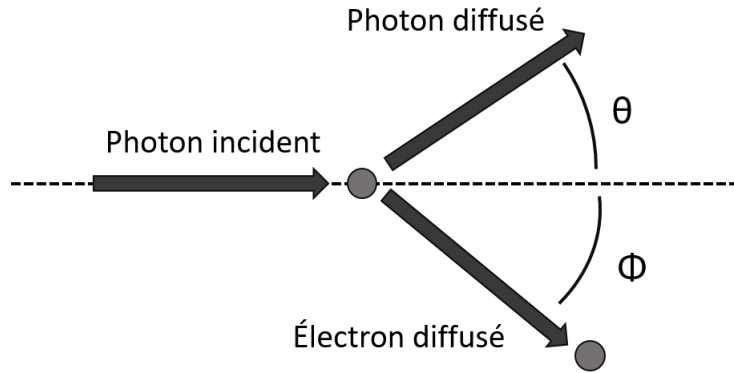


Figure 2.1 Schéma de la diffusion Compton

En prenant les notations de la figure 2.1, on a la formule suivante pour l'énergie perdue par le photon :

$$\Delta E = E_0 \frac{\alpha (1 - \cos(\theta))}{1 + \alpha (1 - \cos(\theta))} \quad \text{avec } \alpha = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (2.4)$$

Comme précédemment, cette énergie peut-être considérée comme déposée localement. En revanche, le reste de l'énergie du photon va être déposé plus loin grâce à une des interactions listées dans cette section.

L'anisotropie de la diffusion Compton est assez importante : il est, par exemple, peu probable que le photon secondaire soit émis à 90° de la trajectoire du photon incident. La densité de

probabilité s'obtient par la formule de Klein-Nishina (voir Farmer and Collins (1971)) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha^2 r_c^2 P(E_\gamma, \theta)^2 \frac{\left(P(E_\gamma, \theta) + \frac{1}{P(E_\gamma, \theta)} - \sin^2(\theta)\right)}{2} \quad (2.5)$$

avec :

$$r_c = \frac{\hbar}{m_e c} \text{ la longueur d'onde de Compton réduite}$$

$$P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} = \frac{E_0 - \Delta E}{E_0}$$

Pour différentes énergies, on trouve la distribution angulaire décrite à la figure 2.2.

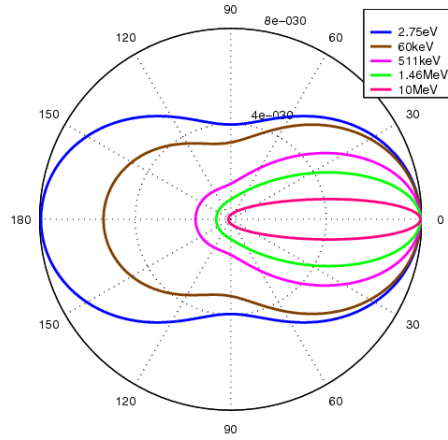


Figure 2.2 Distribution de la probabilité de déviation pour différentes énergies. D'après la formule de Klein-Nishina

A priori, le transport des gammas doit donc se faire en tenant compte de cette anisotropie lorsque l'on développe la section efficace de diffusion en polynômes de Legendre (voir partie 3.1.2).

La diffusion Compton est l'interaction qui prédomine pour les gammas d'énergie entre 100 keV et 5 MeV.

2.1.4 Création de paires

La dernière interaction des gammas avec la matière que nous allons décrire est la création spontanée d'une paire électron-positron lorsque le photon gamma est au voisinage d'un noyau

(voir Hubbell (2006)).

Cette interaction ne peut avoir lieu qu'avec des gammas de plus de 1.022 MeV, ce qui correspond à la somme des masses au repos du positron et de l'électron. Le reste de l'énergie du gamma est transféré sous forme d'énergie cinétique à la paire créée. On considère comme précédemment que l'électron va déposer son énergie cinétique localement. Le positron va également déposer son énergie cinétique localement puis il va se recombiner avec un électron pour créer 2 nouveaux photons gammas d'énergie 0.511 MeV. Ce dernier phénomène s'appelle une annihilation électron-positron.

Cette interaction ne peut avoir lieu que lorsque le photon est au voisinage d'un noyau puisque la paire électron-positron ne peut pas satisfaire la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Ainsi, le noyau récupère une partie de l'énergie du photon sous la forme d'énergie cinétique, qui va être déposée localement sous la forme d'agitation thermique.

La création de paires est l'interaction qui domine à haute énergie (voir Fig. 2.3 pour l'exemple du plomb).

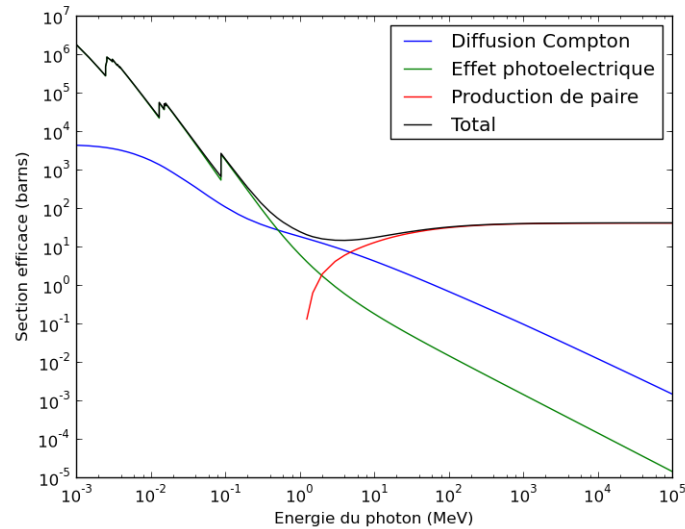


Figure 2.3 Coefficient d'absorption total par le plomb en fonction de l'énergie des photons. Les 3 interactions sont représentées. D'après Berger et al. (2010)

Maintenant que nous avons détaillé les différentes interactions des gammas avec la matière, nous allons voir comment les neutrons interagissent et quelles interactions donnent naissance aux gammas.

2.2 Interactions des neutrons avec la matière

2.2.1 Généralités sur les neutrons

Tout d’abord, il est à noter que les neutrons ne possèdent pas de charge et leur parcours dans la matière suit des droites entre chaque collision avec des noyaux.

Lorsque l’on étudie les REP, on classe généralement les neutrons en 2 catégories selon leur énergie : les neutrons rapides ($E > 0.625$ eV) et les neutrons thermiques ($E < 0.625$ eV). Dans les réacteurs, les neutrons sont principalement émis soit lors de fissions provoquées par d’autres neutrons (neutrons prompts) soit lors de décroissances radioactives (neutrons retardés). Pour maintenir un flux de neutrons constant, il faut que les interactions des neutrons avec la matière donnent naissance à d’autres neutrons.

Les probabilités d’interaction des neutrons avec la matière sont définies grâce à des sections efficaces microscopiques σ données en barns ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), ou bien macroscopiques $\Sigma = \sum_i N_i \sigma_i$ (données en cm^{-1}). Les sections efficaces microscopiques sont disponibles dans des bibliothèques de données nucléaires évaluées comme JEFF3.1.1. Les différentes caractéristiques de cette dernière sont présentées par Santamarina et al. (2009). Cette bibliothèque sera celle qui sera utilisée dans ce projet.

La plupart de ces sections efficaces possèdent ce qu’on appelle des résonances. Ce sont des pics de section efficace à des énergies données qui sont présents surtout pour les noyaux lourds (voir par exemple Fig. 2.4). Les résonances apparaissent lorsque l’énergie du neutron est exactement celle permettant de former un état excité du noyau correspondant. Dans la résolution déterministe de l’équation de transport, ces résonances posent quelques problèmes techniques (voir section 3.2.2).

Lors des interactions avec la matière, les neutrons perdent de l’énergie. Celle-ci se retrouve sous forme d’agitation thermique dans tous les éléments d’un réacteur. On peut classer les interactions des neutrons en 2 catégories : les réactions d’absorption et les réactions de diffusion.

2.2.2 Diffusion des neutrons

Le premier type d’interaction des neutrons que nous allons décrire sont des réactions de diffusion. Ces diffusions peuvent aussi bien être élastiques qu’inélastiques.

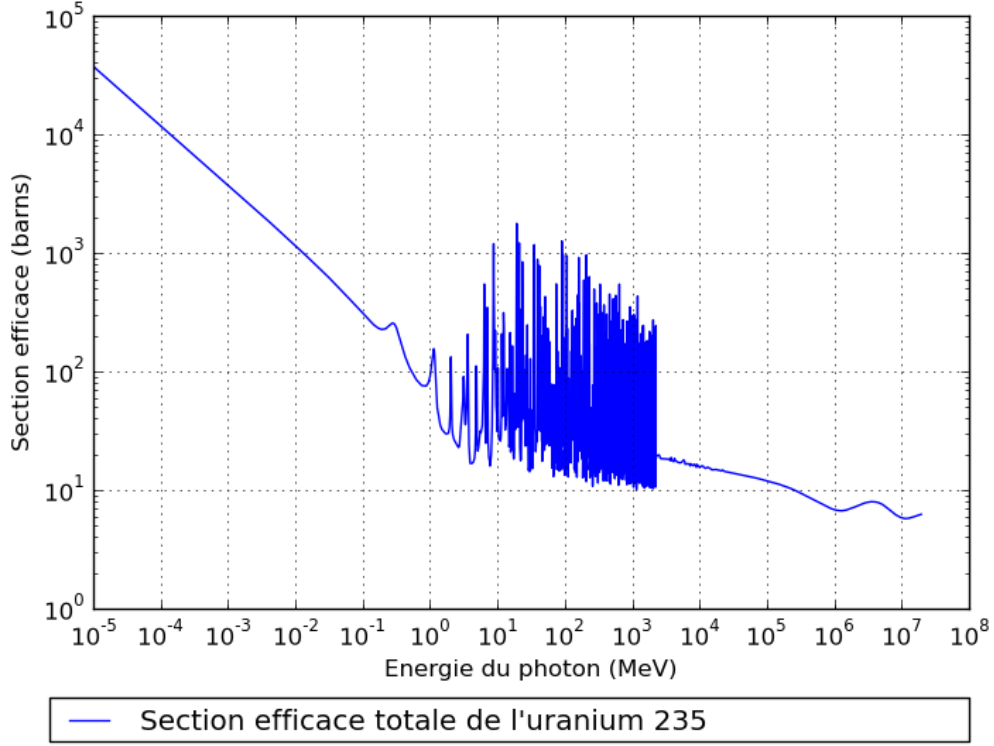


Figure 2.4 Section efficace totale de l'uranium 235 issues de la bibliothèque JEFF3.1. Les résonances apparaissent à partir de 1 eV. Source : <http://atom.kaeri.re.kr/>

La diffusion élastique

Lors d'une diffusion élastique, le neutron va perdre de l'énergie cinétique et cette perte va être entièrement transférée au noyau sous la forme d'énergie cinétique. Cette dernière va être déposée localement sous la forme d'agitation thermique. Lorsque l'énergie du neutron incident est très grande (neutrons rapides), il est possible de considérer le noyau comme étant au repos. La quantité maximale d'énergie perdue par le neutron d'énergie E_0 lors d'une diffusion élastique sur un noyau au repos de masse m_{noyau} s'exprime de la façon suivante :

$$T_{max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_0 \quad (2.6)$$

avec $A = \frac{m_{noyau}}{m_n}$.

L'énergie moyenne perdue par le neutron est :

$$\langle T \rangle = \frac{2A}{(A+1)^2} E_0 \quad (2.7)$$

Ainsi, les neutrons perdent plus d'énergie lors de chocs élastiques avec des noyaux de masse faible qu'avec des noyaux de masse élevée. C'est pourquoi l'hydrogène est un très bon modérateur pour les neutrons : pour passer de 2 MeV à 0.025 eV, un neutron a besoin en moyenne de 27 collisions avec un atome d'hydrogène alors qu'il en faut 2156 avec un atome d'uranium 238 (selon Rinard (1991)).

Lorsque le neutron a une faible énergie (neutrons thermiques), on ne peut plus considérer le noyau comme étant au repos. Dans ce cas, il faut prendre en compte les vibrations du réseau cristallin des noyaux diffuseurs ou bien les vibrations des éléments constituant le modérateur. Ainsi, il est possible que les neutrons gagnent de l'énergie lors d'un choc élastique.

Par ailleurs, les réactions de diffusion pour les neutrons sont anisotropes comme le sont celles pour les gammas (voir 2.1.3).

La diffusion inélastique

Lors d'une réaction de diffusion inélastique, une partie de l'énergie cinétique du neutron va être transférée au noyau sous la forme d'énergie interne. Cette réaction passe par la formation d'un noyau composé suivie de l'émission d'un neutron par ce noyau composé. La plupart du temps, le noyau se désexcite en émettant également un photon gamma.

Cette réaction va donc être à l'origine d'un dépôt local d'énergie à travers l'énergie cinétique gagnée par le noyau et une autre partie de l'énergie va être déposée après transport du photon gamma émis et du neutron résultant.

Les sections efficaces de diffusion pour l'uranium 235 sont montrées dans la figure 2.5.

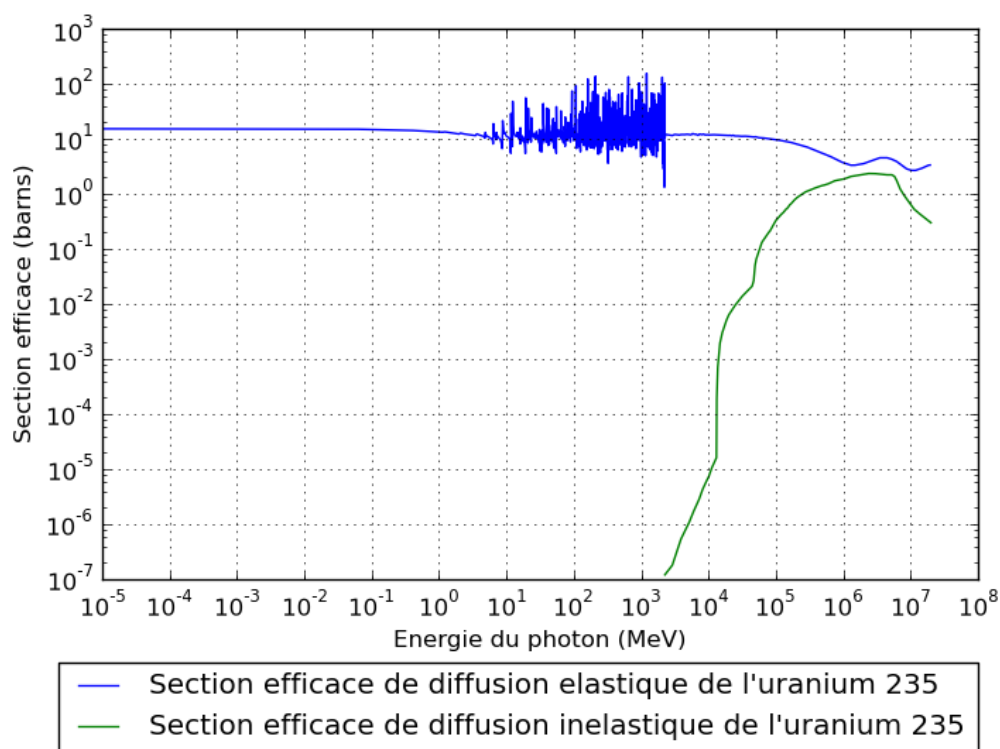


Figure 2.5 Sections efficaces de diffusion élastique (noir) et inélastique (bleu) de l'uranium 235 issues de la bibliothèque JEFF3.1. Source : <http://atom.kaeri.re.kr/>

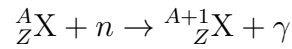
2.2.3 Absorption des neutrons

Après la capture d'un neutron par un noyau, un rayonnement secondaire est émis. Celui-ci peut-être constitué de gammas, de particules chargées ou de neutrons. Également, les réactions d'absorption comprennent les fissions qui créent plusieurs produits de fission (2 généralement).

Nous allons détailler dans cette section les différentes réactions d'absorption qu'un neutron peut subir.

Réaction (n, γ)

Le premier type de capture est la capture radiative : le noyau va capturer le neutron et l'énergie d'excitation du noyau composé résultant va être libérée sous la forme d'un ou plusieurs photons gamma.



Dans ce type d'interaction, une partie de l'énergie du neutron est directement transférée au noyau sous forme d'énergie cinétique. Le reste de l'énergie sera déposé plus loin après transport du ou des photons.

La section efficace de capture radiative, comme celle des réactions de diffusion, possède des résonances (voir Fig. 2.6).

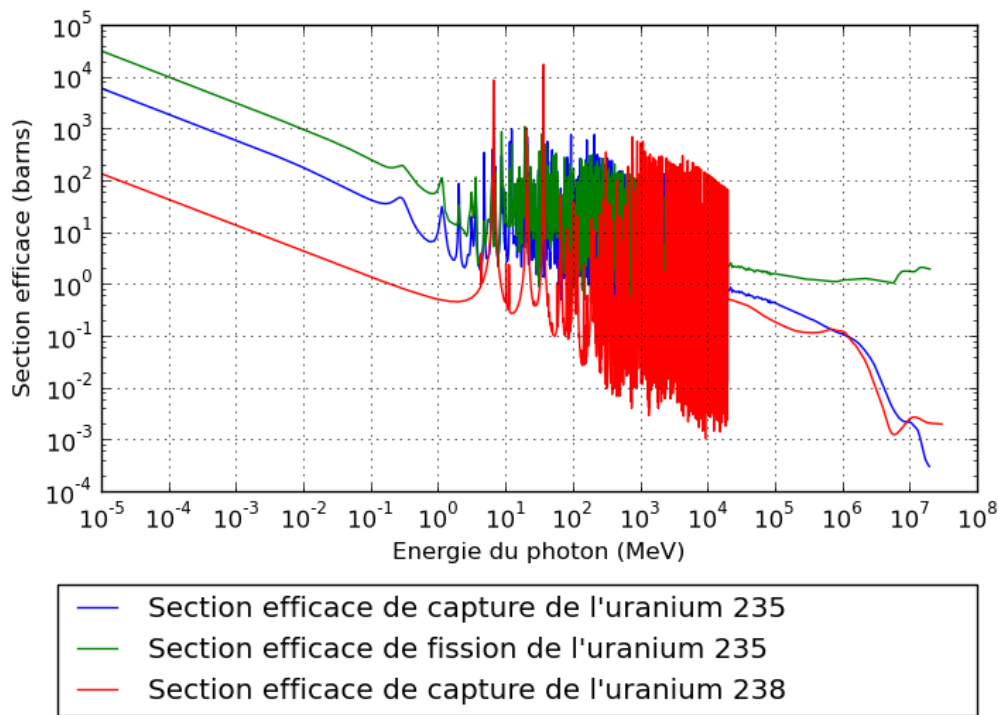


Figure 2.6 Sections efficaces de capture radiative (noir) et de fission (bleu) de l'uranium 235 et section efficace de capture radiative de l'uranium 238 (rouge) issues de la bibliothèque JEFF3.1. Source : <http://atom.kaeri.re.kr/>

Fission

Le type de capture le plus important dans la neutronique, est la réaction de fission. Pour des noyaux avec un grand nombre de nucléons, la capture d'un neutron peut conduire à la scission du noyau en 2 (ou plus rarement 3) fragments ainsi qu'à l'émission de plusieurs

neutrons avec une grande énergie (neutrons rapides) et de photons gamma.

Lors d'une fission, le noyau passe par un état intermédiaire appelé noyau composé, avant de se scinder. Lorsque celui-ci se scinde, la variation de l'énergie de liaison des nucléons va s'ajouter à l'énergie cinétique des neutrons et se retrouver dans l'énergie cinétique des produits de fission et des particules émises (neutrons et photons). En effet, en passant d'un noyau lourd, tel l'uranium 235, à 2 noyaux plus légers, l'énergie de liaison par nucléon va augmenter (voir Fig. 2.7).

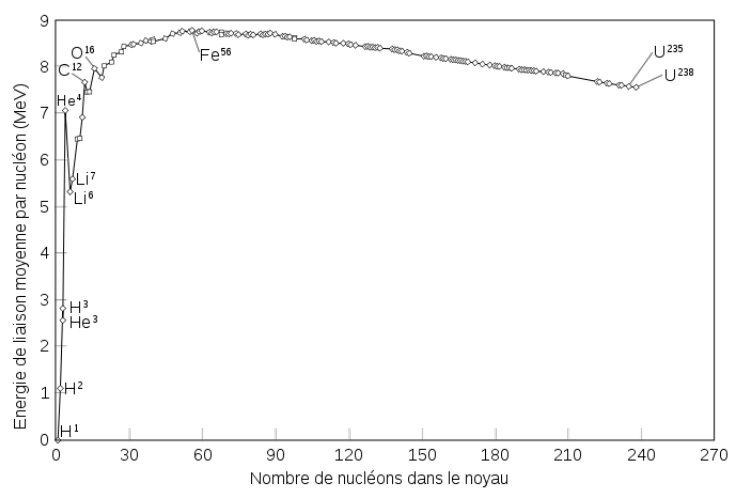


Figure 2.7 Énergie de liaison par nucléon

Une fission libère environ 200 MeV. Une grande partie de cette énergie se retrouve sous la forme d'énergie cinétique dans les fragments de fission. Par ailleurs, la fission émet immédiatement des gammas et des neutrons, appelés gammas prompts et neutrons prompts. Les fragments de fission ne sont pas stables et deviennent par désintégration ce qu'on appelle des produits de fission en libérant encore une fois des neutrons et des gammas, ainsi que des neutrinos et des électrons (radioactivité β). Ces particules sont appelées particules retardées.

En moyenne, nous avons, d'après Cacuci (2010), les énergies moyennes libérées présentées au tableau 2.1.

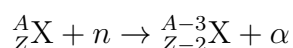
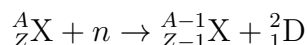
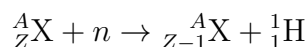
Tableau 2.1 Énergie moyenne libérée lors d'une fission

	Énergie (MeV)	Déposition de l'énergie
Énergie cinétique des produits de fission	168	Localement
Énergie cinétique des neutrons (total)	5	Après transport
Énergie des gammas prompts	7	Après transport
Énergie des gammas retardés	7	Après transport
Énergie des électrons (β^-)	8	Localement
Énergie des neutrinos	12	Énergie perdue

On remarque que dans le cas de la fission, l'énergie transportée par les gammas atteint en moyenne 7% du total récupérable. Ainsi, on peut s'attendre à ce que les gammas jouent un rôle non négligeable dans la distribution fine de puissance d'un réacteur.

Émission de particules chargées

L'émission de particules chargées est un phénomène très minoritaire. La plupart du temps, le noyau éjecte un proton. Cependant, la particule éjectée peut aussi être une particule α ou un deutéron (${}^2_1\text{D}^+$). Ces réactions sont résumées de la façon suivante :



En ce qui concerne les dépôts d'énergie, les particules chargées émises vont interagir avec le champ électromagnétique des éléments environnants et leur énergie va rapidement diminuer. Celles-ci déposent donc leur énergie localement.

Autres types de captures

La capture d'un neutron peut également conduire à l'émission de plusieurs neutrons. Si un unique neutron est réémis, on ne peut pas distinguer cette interaction d'une diffusion (voir partie 2.2.2). Les sections efficaces des réactions $(n, 2n)$, $(n, 3n)$... sont souvent très petites devant les sections efficaces des autres interactions. Dans ces réactions, encore une fois, une partie de l'énergie du neutron incident est transformée en énergie cinétique pour le noyau et va donc être déposée localement. L'énergie cinétique des neutrons réémis va être transportée avant d'être déposée.

Maintenant que nous avons détaillé les différentes interactions que nous pouvons rencontrer avec les deux particules que nous étudions dans ce projet, nous allons passer à la façon de calculer leur transport dans la matière.

CHAPITRE 3 THÉORIE DU TRANSPORT DES PARTICULES NEUTRES

Dans ce chapitre, nous allons d'abord détailler l'équation du transport des particules neutres et certaines de ses approximations. Ensuite, nous examinerons les différentes méthodes de résolution déterministes qui ont été utilisées dans ce projet avant de présenter la méthode de Monte-Carlo adaptée au transport des neutrons et des gammas.

3.1 Équations du transport de particules neutres

Le transport des particules neutres est décrit par une équation qui sera présentée en 3.1.2. Pour bien comprendre cette équation, il est d'abord nécessaire de présenter le flux (de neutrons ou de gammas).

3.1.1 Généralités sur le flux

Comme chaque particule ne peut être traitée séparément, il convient d'utiliser des grandeurs macroscopiques pour traiter des problèmes à l'échelle d'un assemblage de réacteur. La principale grandeur macroscopique utilisée pour ceci est le flux de particules.

Dans l'approche déterministe qui convient pour de nombreux problèmes rencontrés en physique des réacteurs, chaque particule est définie dans l'espace de phase par 6 variables indépendantes :

- Les 3 coordonnées de son vecteur position ($\mathbf{r}$)
- Les 3 coordonnées de son vecteur vitesse ($\vec{v}_n = v_n \mathbf{\Omega}$).

Par ailleurs, ces 6 variables évoluent aussi dans le temps (t).

À une échelle plus grande (lorsque le nombre de neutrons ou de gammas devient trop grand), on utilise plutôt une distribution $n(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}, t)$, avec $\mathbf{\Omega}$ l'angle solide, de telle sorte que $n(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}, t) d^3r dv_n d^2\mathbf{\Omega}$ représente le nombre de particules présentes à l'instant t dans le volume élémentaire $d^3\mathbf{r}$ autour de $\mathbf{r}$, à une vitesse dans l'élément dv_n autour de $\vec{v}_n$ et dans une direction présente dans l'angle solide $d\mathbf{\Omega}$ autour de $\mathbf{\Omega}$.

Nous définissons ensuite le flux angulaire ainsi (d'après Hébert (2009)) :

$$\phi(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}, t) = v_n n(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}, t) \quad (3.1)$$

C'est une distribution reliée à la densité de population.

Le flux intégré (flux scalaire) est ensuite défini logiquement de la façon suivante :

$$\phi(\mathbf{r}, v_n, t) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(\mathbf{r}, v_n, \Omega, t) \quad (3.2)$$

Ce flux intégré représente physiquement la distance totale parcourue par les particules présentes dans 1 cm^3 .

Le flux est une grandeur fondamentale en physique des réacteurs et va notamment nous permettre de quantifier les interactions vues précédemment (voir chapitre 2). Que ce soit pour les gammas ou pour les neutrons, un calcul de flux va toujours précéder les calculs de puissance déposée.

Pour les gammas, la variable vitesse est obligatoirement remplacée par la variable énergie. Dans le cas des neutrons, on effectue également ce remplacement dans la plupart des cas :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = v_n n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (3.3)$$

3.1.2 L'équation de transport

Présentation

Nous allons d'abord procéder en nous concentrant sur les neutrons, l'équation de transport pour les gammas s'obtenant exactement de la même façon puisque ce sont également des particules neutres.

L'équation de transport est construite grâce à un bilan neutronique dans l'élément $d^3\mathbf{r} dv_n d^2\Omega$ autour de $(\mathbf{r}, v_n, \Omega)$ au temps t . Dans notre cas, nous considérons que le problème est stationnaire, c'est-à-dire que le flux et la densité neutronique sont considérés comme indépendants du temps.

Nous avons donc le bilan neutronique suivant pendant un intervalle de temps dt :

- Neutrons sortant de l'élément $d^3\mathbf{r} dv_n d^2\Omega$:
 - Le nombre de neutrons sortant de l'élément de volume de l'espace de phase est :

$$\nabla \cdot \Omega \phi(\mathbf{r}, v_n, \Omega) dt = \Omega \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, v_n, \Omega) dt \quad (3.4)$$

- Le nombre de neutrons subissant une collision dans l'élément de volume de l'espace de phase s'écrit :

$$\Sigma(\mathbf{r}, v_n) \phi(\mathbf{r}, v_n, \Omega) dt \quad (3.5)$$

- Le nombre de neutrons créés dans l'élément $d^3\mathbf{r} dv_n d^2\mathbf{\Omega}$ est noté :

$$Q(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}) dt \quad (3.6)$$

Q s'appelle la densité de sources. Nous détaillerons ce terme un peu plus loin. Finalement, on obtient, en éliminant les dt :

$$\Sigma(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, v_n, \mathbf{\Omega}) \quad (3.7)$$

La plupart du temps, la variable énergie est utilisée à la place de la variable vitesse dans cette équation. Dans le cas des neutrons, l'énergie est définie de la façon suivante :

$$E = \frac{1}{2} m v_n^2 \quad (3.8)$$

Et l'équation de transport devient simplement :

$$\Sigma(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \quad (3.9)$$

Dans le cas des gammas, la vitesse n'est pas une variable. Ainsi, l'équation est directement mise en place grâce au couple $(E, \mathbf{\Omega})$ à la place du couple $(v, \mathbf{\Omega})$ et l'équation de transport demeure identique à 3.9.

Source de particules

Nous allons maintenant expliciter le terme de source. Comme vu précédemment, certaines interactions des neutrons avec la matière font perdre de l'énergie à ceux-ci et d'autres créent des neutrons et des photons (gammas). Ainsi le terme de source s'exprime de la façon suivante pour les neutrons :

$$Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = Q_{\text{diffusion}}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} Q^{\text{fiss}}(\mathbf{r}, E) \quad (3.10)$$

Le terme k_{eff} est le coefficient de multiplication effectif. Le terme $Q_{\text{diffusion}}$ prend en compte les réactions de diffusion ainsi que les réactions (n, xn) et correspond aux neutrons qui d'une énergie E' atteignent l'énergie E après l'interaction. Ce terme s'écrit de la façon suivante :

$$Q_{\text{diffusion}}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\mathbf{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, E', \mathbf{\Omega}') \quad (3.11)$$

La source de neutrons (isotrope) provenant de la fission s'exprime de la façon suivante :

$$Q^{\text{fiss}}(\mathbf{r}, E) = \sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \quad (3.12)$$

Avec :

- J^{fiss} le nombre d'isotopes fissiles
- χ_j le spectre de fission de l'isotope j
- $\Sigma_{f,j}$ la section efficace macroscopique de l'isotope j
- $\phi(\mathbf{r}, E')$ le flux intégré

Dans le cas des gammas, il y a toujours la source de diffusion et une source fixe qui est calculée en fonction du flux de neutrons grâce à une bibliothèque de sections efficaces correspondantes :

$$Q_\gamma(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = Q_{\text{diffusion},\gamma}(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \int_0^\infty dE' \phi(E', \mathbf{r}) \Sigma_{n \rightarrow \gamma}(E \leftarrow E', \mathbf{r}) \quad (3.13)$$

Dans les calculs déterministes de ce mémoire, toutes les sections regroupées dans la section de capture neutronique de la bibliothèque de transport sont prises en compte pour le calcul de la source de gammas.

Approximation de l'anisotropie de la diffusion

La section efficace de diffusion est notamment utilisée dans le terme de source de l'équation de transport, comme nous venons de le voir. Or les réactions de diffusion des neutrons et des gammas sont anisotropes (voir chapitre 2). Comme les temps de calcul doivent être optimisés, notamment pour des utilisations en exploitation des centrales, il est nécessaire de faire des approximations au niveau de cette anisotropie. Ainsi, dans les codes déterministes, le choix a été fait de développer les sections efficaces de diffusion en polynômes de Legendre, puis de tronquer ce développement à un certain ordre. Cependant, il est à noter que dans certains cas, les polynômes de Legendre modélisent de façon peu précise certains aspects des sections efficaces de diffusion et que d'autres solutions ont été récemment développées (voir Calloo (2012)).

La section efficace de diffusion devient donc, en prenant en compte la variable $\mu_{\text{dev}} = \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}' = \cos(\theta)$ avec θ l'angle de déviation :

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu_{\text{dev}}) \simeq \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \Sigma_{s,l}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') P_l(\mu_{\text{dev}}) \quad (3.14)$$

où :

- $P_l(\mu_{dev})$ sont les polynômes de Legendre définis de la façon suivante :

$$P_0(\mu_{dev}) = 1$$

$$P_1(\mu_{dev}) = \mu_{dev}$$

$$P_{l+1}(\mu_{dev}) = \frac{1}{l+1} ((2l+1)\mu_{dev}P_l(\mu_{dev}) - lP_{l-1}(\mu_{dev})) \quad \text{si } l \geq 1$$

Les polynômes de Legendre suivent la relation de normalisation suivante :

$$\int_{-1}^1 d\mu P_l(\mu) P_{l'}(\mu) = \frac{2}{2l+1} \delta_{l,l'}$$

où δ est le symbole de Kronecker.

- $\Sigma_{s,l}(\mathbf{r}, E \leftarrow E')$ sont les moments de Legendre, définis de la façon suivante :

$$\Sigma_{s,l}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') = \int_{-1}^{+1} \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu_{dev}) P_l(\mu_{dev}) d\mu_{dev}$$

Ainsi lorsque nous choisirons une anisotropie par la suite, l'ordre choisi se référera à ce développement des sections efficaces de diffusion en polynômes de Legendre.

Il existe également la possibilité d'utiliser une anisotropie d'ordre 0 corrigée, notamment dans le schéma REL-2005 que nous verrons par la suite. Cette correction ajoute un pic de probabilité de déviation représenté par un delta de Dirac. Dans ce cas, il faut également utiliser des coefficients de Legendre modifiés $\bar{\Sigma}$ pour préserver les relations de Legendre.

La section efficace de diffusion s'exprime donc de la façon suivante (d'après Hébert (2009)) :

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu) \simeq \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \bar{\Sigma}_{s,l}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') P_l(\mu_{dev}) + \Delta\Sigma_{tr}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \delta(\mu - 1) \quad (3.15)$$

Ici, Σ_{tr} représente la correction de transport.

Les coefficients utilisés dans l'équation 3.15 doivent préserver les moments de Legendre :

$$\int_{-1}^1 d\mu \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu) P_l(\mu) = \Sigma_{s,l}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \quad (3.16)$$

Ainsi, en remplaçant 3.15 dans 3.16, on arrive, en prenant $L = 0$ à :

$$\Delta\Sigma_{tr}(\mathbf{r}, E' \leftarrow E) = \Sigma_{s,1}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \quad (3.17)$$

et

$$\bar{\Sigma}_{s,0}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') + \Delta \Sigma_{tr}(\mathbf{r}, E' \leftarrow E) = \Sigma_{s,0}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \quad (3.18)$$

Finalement, on obtient :

$$\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \mu) = \frac{1}{2} (\Sigma_{s,0}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') - \Sigma_{s,1}(\mathbf{r}, E \leftarrow E')) + \Sigma_{s,1}(\mathbf{r}, E \leftarrow E') \delta(\mu - 1) \quad (3.19)$$

Les réactions de diffusion seront donc approximées dans les calculs déterministes soit avec les polynômes de Legendre jusqu'à un certain ordre ou bien avec le polynôme à l'ordre 0 associé à une correction de transport.

L'équation de transport et certaines approximations ont donc été présentées. Il est impossible dans la plupart des cas de trouver la solution exacte de cette équation. Il est donc nécessaire de passer par des méthodes déterministes ou bien par la méthode de Monte-Carlo pour calculer le flux. Nous allons donc maintenant voir ces deux types de méthodes.

3.2 Résolution déterministe de l'équation de Boltzmann

3.2.1 Discrétisation spatiale et énergétique

Pour les calculs déterministes, il est nécessaire de discrétiser les variables spatiales et la variable énergie du problème.

La discrétisation de la variable énergie va directement modifier l'équation de transport. On appellera G le nombre de groupes d'énergie. Par ailleurs, les groupes d'énergie sont habituellement numérotés à partir du groupe le plus haut en énergie vers le groupe le plus bas.

Les grandeurs qui sont normalement continues sont donc moyennées sur des intervalles d'énergie dans le cas d'une résolution déterministe de l'équation de transport.

En appliquant une discrétisation énergétique, l'équation de transport devient, pour le groupe d'énergie g :

$$\Sigma_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = Q_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \quad (3.20)$$

où :

$$Q_g = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\mathbf{\Omega}' \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega} \leftarrow \mathbf{\Omega}') \phi_h(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \left(\sum_{j=1}^{J^{\text{fiss}}} \chi_j(E) \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r}) \right)$$

Les bornes du maillage énergétiques et le nombre de groupes sont choisis pour optimiser le temps de calcul tout en gardant une bonne précision. Ainsi, dans le maillage SHEM à

281 groupes (d'après Hfaiedh and Santamarina (2005)) que nous utiliserons dans la suite pour les neutrons, certaines bornes sont choisies pour isoler certaines résonances importantes des sections efficaces des neutrons avec l'uranium 238 et l'uranium 235 et ainsi éviter des approximations dans l'autoprotection (voir 3.2.2) de plusieurs résonances simultanément. Le maillage SHEM est en effet assez fin pour ne pas avoir à effectuer d'autoprotection en-dessous de 22.5 eV.

Pour les gammas (sections efficaces sans résonances), nous utiliserons des bibliothèques à 94 groupes.

D'autre part, il faut également discrétiser spatialement la structure étudiée. La forme de la discrétisation spatiale fait intervenir des considérations, au niveau de la composition de chaque milieu, au niveau de l'évolution isotopique de chaque milieu et également au niveau de l'énergie des particules incidentes.

Ainsi, plusieurs maillages spatiaux peuvent être utilisés en fonction de la précision du calcul recherché et du temps de calcul imposé. Les crayons de combustible doivent être séparés en couronne puisque les neutrons thermiques, venant du modérateur, interagiront plus avec les éléments situés sur l'extérieur des crayons, en particulier dans le cas de matériaux ayant des sections efficaces résonantes. Ainsi, le combustible évolue différemment au centre du crayon et vers l'extérieur. Dans le maillage le plus simple que nous allons utiliser, les crayons de combustible sont séparés en 4 couronnes concentriques, qui, en partant du centre, contiennent respectivement 50%, 30%, 15% et 5% du volume total du crayon (d'après Santamarina et al. (2004)). Cependant, les cellules contenant du gadolinium ont un maillage plus précis : on retrouve 6 couronnes contenant 20%, 20%, 20%, 20%, 15% et 5% du volume des crayons. Les effets importants du gadolinium dans l'absorption de neutron sont à l'origine de ce nouveau maillage. Pour les gammas, nous utiliserons le même type de discrétisation car les sources fixes de photons dépendent directement du flux neutronique.

Ensuite, le vide entourant le combustible puis la gaine, ne sont discrétisés qu'en une seule couronne vu leur relative faible importance dans le transport des neutrons et des gammas.

Enfin, le modérateur comporte aussi une couronne.

Il existe des maillages où le reste du modérateur est discrétisé plus ou moins finement en secteurs selon la précision recherchée. Également, il est possible d'utiliser une division supplémentaire de chaque cellule en secteurs.

3.2.2 Autoprotection des résonances

L'approximation multi-groupe décrite plus haut ne permet pas de simplement moyenner les sections efficaces des neutrons avec certains noyaux sur les domaines du maillage. En effet, en considérant le spectre neutronique continu en énergie, la présence de résonances va diminuer très fortement le flux neutronique autour de ces résonances. Ces “creux” pour le flux apparaîtront pour certaines zones spatiales et pour certaines zones énergétiques. Ce phénomène est appelé autoprotection des résonances (voir Coste-Delclaux (2006)).

Par conséquent, une simple moyenne des sections efficaces dans les groupes contenant des résonances va conduire à largement surestimer les taux de réaction des neutrons, qui sont proportionnels à $\sigma\phi$. C'est pourquoi une étape de calcul supplémentaire, également appelée autoprotection des résonances, est nécessaire pour la résolution déterministe de l'équation de transport des neutrons. Cette étape supplémentaire vise donc à calculer une nouvelle section efficace, appelée section efficace autoprotégée, pour conserver les taux de réaction.

Comme vu précédemment, les résonances sont quasiment inexistantes pour les gammas. Ainsi, cette étape est inutile lors du transport des gammas. Nous ne nous attarderons donc pas sur la description des méthodes d'autoprotection dans ce mémoire.

Maintenant que nous avons vu comment discrétiser l'équation de transport, nous allons passer aux méthodes de résolution utilisées dans ce projet, aussi bien pour les neutrons que pour les gammas.

3.2.3 Méthode des probabilités de collision

La première méthode, appelée méthode des probabilités de collision a été utilisée uniquement dans le cas des neutrons. Nous allons simplement décrire cette méthode dans le cas d'un milieu infini, d'après les travaux de Hébert (2009), car c'est ce qui a été utilisé dans ce projet.

Cette méthode consiste à calculer des probabilités de collision dans chaque région du maillage spatial, en fonction de l'origine du neutron et de ses caractéristiques physiques. Pour cela, nous avons besoin d'une nouvelle forme de l'équation de transport appelée forme intégrale : en appelant s l'abscisse curviligne, l'équation 3.20 peut être réécrite sous une forme appelée forme caractéristique :

$$\Sigma_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \phi_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) + \frac{d}{ds} \phi_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) = Q_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \quad (3.21)$$

et la forme intégrale le long de cette caractéristique est, en milieu infini :

$$\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \quad (3.22)$$

avec $\tau_g(s)$ le chemin optique défini de la façon suivante :

$$\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\mathbf{r} - s'\boldsymbol{\Omega})$$

La forme intégrale 3.22 est intégrée selon l'angle solide $\boldsymbol{\Omega}$ et on utilise une nouvelle variable $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}$:

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} d^2\boldsymbol{\Omega} \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_{4\pi} d^3\mathbf{r}' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\mathbf{r}') \quad (3.23)$$

Chaque région du maillage spatial sera notée V_i . En milieu infini, l'ensemble des régions V_i sera noté V_i^∞ . Grâce à un maillage spatial approprié, nous pouvons supposer que la source de neutrons $Q_{i,g}$ est constante et uniforme sur chaque région.

En multipliant, l'équation 3.23 par $\Sigma_g(\mathbf{r})$ et en intégrant sur une région V_i , on obtient :

$$\int_{V_i} d^3\mathbf{r} \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) = \int_{V_i} d^3\mathbf{r} \Sigma_g(\mathbf{r}) \sum_j Q_{j,g} \int_{V_j} d^3\mathbf{r}' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (3.24)$$

avec :

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

Pour faire apparaître des probabilités de collision, il faut transformer l'équation 3.24 de la façon suivante :

$$V_j \Sigma_{j,g} \phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g} V_i P_{ij,g} \quad (3.25)$$

Avec :

$$\begin{aligned} \phi_{j,g} &= \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(\mathbf{r}) \\ \Sigma_{j,g} &= \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r}) \\ P_{ij,g} &= \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \end{aligned}$$

Le terme $P_{ij,g}$ correspond physiquement à une probabilité pour un neutron "émis" de façon isotrope dans V_i^∞ de subir sa première collision dans la région V_j . Les neutrons "émis" dans

une région sont indifféremment les neutrons provenant d'une fission ou ayant eu une réaction de diffusion dans cette région. On utilise également les probabilités de collision réduites :

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} \quad (3.26)$$

Ces probabilités de collision ont plusieurs propriétés. Tout d'abord, la probabilité qu'un neutron émis dans une région V_i ait une collision dans une région V_j est égale, au rapport des volumes près, à la probabilité qu'un neutron émis dans la région V_j ait une collision dans la région V_i . Soit :

$$p_{ij,g} V_i = p_{ji,g} V_j \quad (3.27)$$

Également, on a logiquement en milieu infini :

$$\sum_j p_{ij,g} \Sigma_{j,g} = 1 \quad \forall i \quad (3.28)$$

En utilisant les équations 3.25 et la réciprocity 3.27, on obtient l'équation simplifiée :

$$\phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \quad (3.29)$$

Généralement, la méthode des probabilités de collision permet, en 3 étapes, de calculer le flux intégré :

- La première étape consiste à effectuer un "tracking". Cela consiste à tracer assez de trajectoires (lignes droites) sur le maillage pour simuler l'ensemble des trajectoires possibles pour les neutrons. Dans la méthode des probabilités de collision et pour un problème à 2 dimensions, on utilise 2 paramètres pour définir le nombre de trajectoires calculées : le nombre de trajectoires parallèles par centimètre et le nombre d'angles de trajectoires choisies dans le plan du problème.
- La seconde étape est le calcul des p_{ij} pour chaque groupe d'énergie.
- La dernière étape est le calcul du flux intégré grâce aux équations vues précédemment.

La méthode utilisant les p_{ij} permet dans ce projet de calculer le flux dans chaque cellule d'un assemblage de REP. Pour des structures plus grandes, le temps de calcul de cette méthode devient trop grand. Ainsi, pour coupler ces calculs et obtenir le flux sur un assemblage, on utilise une méthode appelée méthode des courants d'interface (voir Hébert (2009)).

Méthode des courants d'interface

On considère une surface ∂V délimitant une cellule. $\mathbf{N}^+$ est le vecteur unitaire normal à cette surface orienté vers l'extérieur de la cellule. En chaque point $\mathbf{r}_s$ de cette surface, on peut écrire le flux sortant de la façon suivante appelée expansion double P_n :

$$\phi^+(\mathbf{r}_s, \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\rho} \varphi_{\rho}^+(\mathbf{r}_s) \psi_{\rho}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}^+) \quad (3.30)$$

Le flux angulaire dépend du groupe d'énergie dans lequel on se trouve mais, pour alléger la notation, nous laissons de côté cette dépendance.

Les fonctions de base de ce développement sont orthogonales, *i.e.* :

$$\int_{\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}} d^2\Omega(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}) \psi_{\nu}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}) \psi_{\rho}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}) = \begin{cases} \pi & \text{si } \nu = \rho \\ 0 & \text{si } \nu \neq \rho \end{cases} \quad (3.31)$$

En utilisant la conservation du nombre de neutrons entre le flux entrant et le flux sortant, puis en développant $\phi^-(\mathbf{r}_s, \mathbf{\Omega})$ de la même façon, on obtient après plusieurs étapes de calcul le système suivant :

$$\phi_i = \sum_{\beta} \sum_{\nu} \varphi_{\nu, \beta}^{-} P_{i S_{\beta}}^{(\nu)} + \sum_j Q_j p_{ij} \quad (3.32)$$

$$\varphi_{\rho, \beta}^{+} = \sum_{\beta} \sum_{\nu} \varphi_{\nu, \beta}^{-} P_{S_{\alpha} S_{\beta}}^{(\rho \nu)} + \sum_j Q_j p_{S_{\alpha} j}^{(\rho)} \quad (3.33)$$

$$\varphi_{\rho, \beta}^{+} = \sum_{\alpha} A_{\alpha, \beta}^{(\rho)} \varphi_{\rho, \alpha}^{+} \quad (3.34)$$

Où les variables p et P sont définies de la façon suivante :

- p_{ij} : probabilité de collision réduite comme définie en 3.2.3.
- $p_{S_{\alpha}, j}^{(\rho)}$: probabilité de collision réduite pour un neutron entrant par la surface S_{α} avec une distribution angulaire $\psi_{\rho}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}^-)$ d'avoir sa première collision dans la cellule j .
- $P_{S_{\alpha}, j}^{(\nu)}$: probabilité de collision pour un neutron né dans la région i de sortir de cette région par la surface S_{β} avec une distribution angulaire $\psi_{\nu}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}^+)$.
- $P_{S_{\alpha}, S_{\beta}}^{(\rho, \nu)}$: probabilité de collision pour un neutron entrant dans une région par une surface S_{α} avec une distribution angulaire $\psi_{\rho}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}^-)$ de quitter cette région par la surface S_{β} avec une distribution angulaire $\psi_{\nu}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{N}^+)$.

Les 3 équations (3.32), (3.33) et (3.34) forment un système matriciel qui permet d'obtenir

le flux sur la région voulue, et ce de manière beaucoup plus rapide que la méthode des probabilités de collision seule.

3.2.4 Méthode des caractéristiques

La seconde méthode de résolution que nous allons présenter est la méthode des caractéristiques. Celle-ci est d'abord apparue chez Askew (1972).

En mathématiques, la méthode des caractéristiques (MOC) est une méthode de résolution des équations aux dérivées partielles du premier ordre sur des trajectoires appelées caractéristiques. Pour les gammas et les neutrons, ces caractéristiques sont les droites définies par le tracking. Dans la méthode des caractéristiques, 3 paramètres sont utilisés pour définir le nombre de trajectoires calculées : le nombre de trajectoires parallèles par centimètre, le nombre d'angles de trajectoires choisies dans un plan et le nombre d'angles de trajectoires choisies dans un plan orthogonal au premier.

La description de la méthode des caractéristiques dans cette section reprend le formalisme utilisé dans la monographie de Coste-Delclaux et al. (2014). La méthode des caractéristiques utilise la forme caractéristique de l'équation de transport 3.21.

On choisit un maillage spatial approprié pour pouvoir considérer que les sections efficaces et la source de neutrons sont uniformes sur chaque région. On intègre la solution de l'équation 3.21 le long d'une caractéristique k dans la région D_i entre le point d'entrée $\mathbf{r}_{0k} + s'\mathbf{\Omega}$ et un point $\mathbf{r}_{0k} + s\mathbf{\Omega}$. On obtient :

$$\phi(\mathbf{r}_{0k} + s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) = \phi(\mathbf{r}_{0k} + s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) e^{-\tau(s)} + \int_{s'}^s ds_1 q(\mathbf{r}_{0k} + s_1\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) e^{-\tau(s)} \quad (3.35)$$

avec le parcours optique défini de la façon suivante :

$$\tau(s) = \int_{s'}^s \Sigma(\mathbf{r}_{0k} + s_2\mathbf{\Omega}) ds_2$$

Avec l'hypothèse d'une source et de sections efficaces uniformes sur la région, on obtient :

$$\phi(\mathbf{r}_{0k} + s\mathbf{\Omega}) = \phi(\mathbf{r}_{0k} + s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) e^{-\Sigma_i(s-s')} + \frac{q_i(\mathbf{\Omega})}{\Sigma_i} (1 - e^{-\Sigma_i(s-s')})$$

On se place dans la situation où le point $\mathbf{r}_{0k} + s\mathbf{\Omega}$ est le point de sortie de la région D_i que nous noterons $\mathbf{r}_{0k} + s''\mathbf{\Omega}$. Directement, nous obtenons l'équation appelée équation de

transmission :

$$\phi(\mathbf{r}_{0k} + s''\mathbf{\Omega}) = \phi(\mathbf{r}_{0k} + s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) e^{-\Sigma_i I_i^k} + \frac{q_i(\mathbf{\Omega})}{\Sigma_i} (1 - e^{-\Sigma_i I_i^k}) \quad (3.36)$$

avec $I_i^k = s'' - s'$.

Pour obtenir ensuite le flux moyen sur la région D_i le long de la trajectoire, on moyenne entre s' et s'' l'équation précédente et on obtient l'équation de bilan :

$$\bar{\phi}_i^k = \frac{\phi(\mathbf{r}_{0k} + s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) - \phi(\mathbf{r}_{0k} + s''\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega})}{\Sigma_i I_i^k} + \frac{q_i(\mathbf{\Omega})}{\Sigma_i} \quad (3.37)$$

Enfin, pour obtenir le flux moyen sur la région, il suffit de prendre en compte toutes les trajectoires caractéristiques dans cette région et nous obtenons, en notant V_i le volume de la région :

$$\bar{\phi}_i(\mathbf{\Omega}) = \frac{1}{V_i} \int dV \phi(s_{\perp}\mathbf{\Omega}_{\perp} + s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{V_i} \int ds_{\perp} \int ds \phi(s_{\perp}\mathbf{\Omega}_{\perp} + s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) \quad (3.38)$$

La méthode des caractéristiques est principalement utilisée sur des maillages très fins, où le nombre de régions est trop grand pour utiliser la méthodes des probabilités de collision ou la méthode des courants d'interface. Néanmoins, le temps de calcul avec cette méthode reste assez élevé puisque le nombre de régions est souvent très grand et que le flux angulaire est calculé. Pour réduire le temps de calcul, il existe certaines méthodes d'accélération qui permettent de rendre plus rapide la convergence des calculs, présentées par Le Tellier (2007). Dans APOLLO-2, les méthodes d'accélération ont été développées par Santandrea (2001).

3.3 Le calcul de la puissance déposée dans les codes de coeur

Dans le cadre de ce projet, nous avons effectué 2 types de calcul de coeur déterministe. Nous allons dans cette section détailler brièvement les méthodes employées avant de voir comment est calculée la puissance déposée dans un code de coeur tel COCAGNE.

3.3.1 La méthode SP_N

La méthode SP_N , ou “ P_N simplifiée” se base sur la méthode P_N . Cette dernière utilise une décomposition en harmoniques sphériques $Y_m^l(\mathbf{\Omega})$ du flux. Le développement en harmonique sphérique est exact s'il est effectué à un ordre infini mais la résolution numérique de l'équation

de transport impose de limiter ce développement à quelques ordres :

$$\phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \sum_{l=0}^L \sum_{m=-l}^l \phi_m^l(\mathbf{r}) Y_m^l(\boldsymbol{\Omega}) \quad (3.39)$$

À deux dimensions, en utilisant l'angle θ dans le plan, les Y_m^l s'expriment de la façon suivante :

$$Y_0^l = P_l(\cos(\theta)) \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \quad (3.40)$$

$$\frac{dY_m^l}{d\theta} = \sqrt{(l^2 - m^2) + (l - m)} Y_{m+1}^l \quad (3.41)$$

où les P_l sont les polynômes de Legendre.

L'expression générale des Y_m^l est la suivante :

$$Y_m^l = \frac{2l+1}{4\pi} \sqrt{(2 - \delta_{m,0}) \frac{(l - |m|)!}{(l + |m|)!}} P_m^l(\cos(\theta)) \mathcal{T}_m(\phi) \quad (3.42)$$

avec :

$$P_m^l(\cos(\theta)) = (1 - \mu^2)^{m/2} \frac{d^m P_l(\mu)}{d\mu^m}$$

$$\mathcal{T}_m(\phi) = \begin{cases} \cos(m\phi) & \text{si } m \geq 0 \\ \sin(|m|\phi) & \text{sinon} \end{cases}$$

Comme les harmoniques sphériques forment un ensemble complet et orthonormé, il suffit d'injecter cette solution dans l'équation de transport et nous trouvons un système couplé avec autant d'équations que de termes du développement que nous avons choisi de garder. Le couplage de ces équations impose d'utiliser des algorithmes spécifiques pour les résoudre.

En 3 dimensions, des dérivées partielles apparaissent et les harmoniques deviennent très difficiles à calculer ce qui fait que peu de codes industriels utilisent cette méthode.

L'idée de base de la méthode SP_N est que, localement, l'équation de transport peut se résoudre par une méthode P_N en 1D. Cette méthode empirique a d'abord été proposée par Gelbard (1961) puis a été démontrée mathématiquement par des méthodes variationnelles par Pomraning (1993) puis Larsen et al. (1996).

3.3.2 L'approximation de la diffusion

Il est possible de résoudre de façon approchée l'équation du transport en passant par la loi de Fick pour trouver une équation simple (équation de la diffusion) satisfaite par le flux scalaire. Pour cela, on limite le développement en harmonique sphérique aux 2 premiers termes et on obtient pour chaque groupe d'énergie (non noté explicitement) :

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \simeq \psi(\mathbf{r}) + \vec{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{\Omega} \quad (3.43)$$

En notant $\psi(\mathbf{r})$ et $\vec{J}(\mathbf{r})$ les 2 premiers moments du développement du flux en harmoniques sphériques.

Après plusieurs étapes de calcul on peut transformer l'équation de transport et arriver à l'équation de la diffusion :

$$-\vec{\nabla} \cdot D(\mathbf{r}) \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}) + \Sigma_r(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r}) \quad (3.44)$$

où :

- $D(\mathbf{r})$ est le coefficient de diffusion :

$$D(\mathbf{r}) = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}(\mathbf{r})}$$

avec $\Sigma_{tr}(\mathbf{r})$ la section efficace de transport : $\Sigma_{tr}(\mathbf{r}) = \Sigma(\mathbf{r}) - \bar{\mu}(\mathbf{r}) \Sigma_s(\mathbf{r})$. Ici $\bar{\mu}$ est le cosinus de l'angle moyen de diffusion.

$D(\mathbf{r})$ apparaît grâce à la loi de Fick :

$$\vec{J}(\mathbf{r}) = -D(\mathbf{r}) \vec{\nabla} \phi(\mathbf{r}) \quad (3.45)$$

- $\Sigma_r(\mathbf{r})$ est la section efficace de disparition du groupe d'énergie g considéré. $\Sigma_r(\mathbf{r}) = \Sigma(\mathbf{r}) - \Sigma_s(\mathbf{r}, g \rightarrow g)$
- $Q(\mathbf{r})$ est le terme source.

Passer par l'équation de la diffusion permet de réduire le nombre de variables : on passe d'un espace des phases à 6 dimensions $(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ à un espace des phases à 4 dimensions $(\mathbf{r}, E)$. Également, l'opérateur est simplifié puisque l'advection n'apparaît plus dans l'équation. De plus, l'équation de la diffusion est déjà utilisée dans de nombreux domaines et des méthodes de résolution très performantes existent déjà.

Ainsi, l'approximation de la diffusion permet de calculer le flux sur des structures très grandes en un temps de calcul très court.

3.4 Théorie de Monte-Carlo

Les calculs déterministes nécessitent de nombreuses approximations pour pouvoir être effectués en temps raisonnable par les industriels. Les codes de calcul utilisant la méthode de Monte-Carlo servent de référence pour valider les approximations des codes déterministes. Dans cette section, nous allons détailler la façon dont ces codes fonctionnent.

3.4.1 Principes généraux

La méthode de Monte Carlo utilise des procédés aléatoires pour calculer des valeurs numériques. Soit une variable x définie sur un domaine D et f une fonction définie sur ce domaine. L'espérance mathématique de cette fonction est, en notant $p(x)$ la fonction de densité de cette fonction sur D :

$$E(f(x)) = \int_D dx p(x) f(x) \quad (3.46)$$

La méthode de Monte-Carlo suggère de prendre un grand échantillon $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ et de calculer une valeur appelée estimateur de Monte-Carlo. Cet estimateur de l'espérance est construit d'après la loi des grands nombres :

$$\widetilde{f}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(x_i) \quad (3.47)$$

La loi des grands nombres dit également que cet estimateur tend, lorsque n devient très grand, vers l'espérance de f .

C'est un estimateur sans biais de l'espérance :

$$E(\widetilde{f}_n) = E(f(x)) \quad (3.48)$$

Pour déterminer la vitesse de convergence de la méthode de Monte-Carlo, il faut calculer l'écart-type σ_f de l'estimateur, relié à la variance Var définie de la façon suivante :

$$\text{Var} = \sigma_f^2 = E(f^2(x)) - (E(f(x)))^2 \simeq \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (f(x_i) - \widetilde{f}_n)^2 \quad (3.49)$$

Grâce à l'écart-type il est possible de majorer l'erreur avec une valeur α appelée niveau de risque :

$$\text{erreur} \leq z_{1-\alpha/2} \frac{\sigma_f}{\sqrt{n}} \quad (3.50)$$

Où $z_{1-\alpha/2}$ est le quantile de la loi normale centrée réduite et est défini dans des tables à partir

de la loi normale comme présentés dans les travaux de Rubenthaler (2016). Par exemple, si on veut une confiance de 95% (*i.e.*, $\alpha = 5\%$) dans l'erreur calculée, on trouve dans les tables $z_{1-\alpha/2} = 1.96$.

Ainsi, en appliquant ceci au transport de particules, il est possible d'effectuer des calculs de flux précis qui servent de référence.

3.4.2 La méthode de Monte-Carlo appliquée à l'équation de transport

Nous allons nous appuyer sur les travaux de Haghghat (2015) pour décrire comment appliquer la méthode de Monte-Carlo au transport de particules. Nous allons nous concentrer sur 2 exemples particuliers : la détermination du libre parcours d'une particule et le type de collisions que va subir la particule.

Tout d'abord, il est à noter que la méthode de Monte-Carlo appliquée au transport des neutrons en milieu fissile fonctionne en plusieurs cycles. Au premier cycle, une source arbitraire de neutrons doit être déterminée. Puis au fur et à mesure des cycles, en fonction des interactions des particules simulées, la source est améliorée (énergétiquement et spatialement) pour aboutir à des cycles où la précision des résultats est bonne.

Pour le transport des gammas, on considère une source fixe qui est convergée par définition.

Détermination du libre parcours de la particule

On ne considère qu'une seule particule. Celle-ci, après avoir été émise, va parcourir une ligne droite sans collisions. Un tirage aléatoire va permettre de déterminer le libre parcours de cette particule, en considérant la probabilité de collision de cette particule. En effet, la probabilité que la particule ait une collision après avoir parcouru une distance l , à dl près, vaut, en fonction de la section efficace totale du milieu Σ_t :

$$p(l) dl = \Sigma_t e^{-\Sigma_t r} dr \quad (3.51)$$

Avec un tirage aléatoire entre 0 et 1 il est donc possible de simuler le parcours libre d'une particule.

S'il y a des changements de milieu, par des tirages aléatoires successifs, nous déterminons si la particule arrive jusqu'à la prochaine frontière entre les milieux.

Détermination du type d'interaction

Une fois que le libre parcours de la particule a été déterminé, il est nécessaire de déterminer le type de collision que va subir la particule. On considère que la particule peut subir n types de collisions différents numérotés de 1 à n . On note Σ_t la section efficace totale. Le type d'interaction peut être déterminé de la façon suivante : on calcule les valeurs de la suite suivante :

$$\left(\frac{\Sigma_1}{\Sigma_t}, \frac{\Sigma_{i=1}^2 \Sigma_i}{\Sigma_t}, \dots, \frac{\Sigma_{i=1}^n \Sigma_i}{\Sigma_t} \right) \quad (3.52)$$

Par un tirage aléatoire entre 0 et 1, on obtient une valeur η . On détermine l'entier α tel que :

$$\frac{\Sigma_{i=1}^{\alpha-1} \Sigma_i}{\Sigma_t} < \eta < \frac{\Sigma_{i=1}^{\alpha} \Sigma_i}{\Sigma_t} \quad (3.53)$$

Cet entier correspond au type d'interaction que va subir la particule.

Par d'autres tirages aléatoires, il est possible de déterminer la quantité d'énergie que va laisser la particule (cas des diffusions inélastiques), l'énergie libérée par le noyau touché (cas des fissions, ou des réactions (n, 2n) par exemple) ...

Les différentes étapes d'un calcul utilisant la méthode de Monte-Carlo sont résumées dans la figure 3.1.

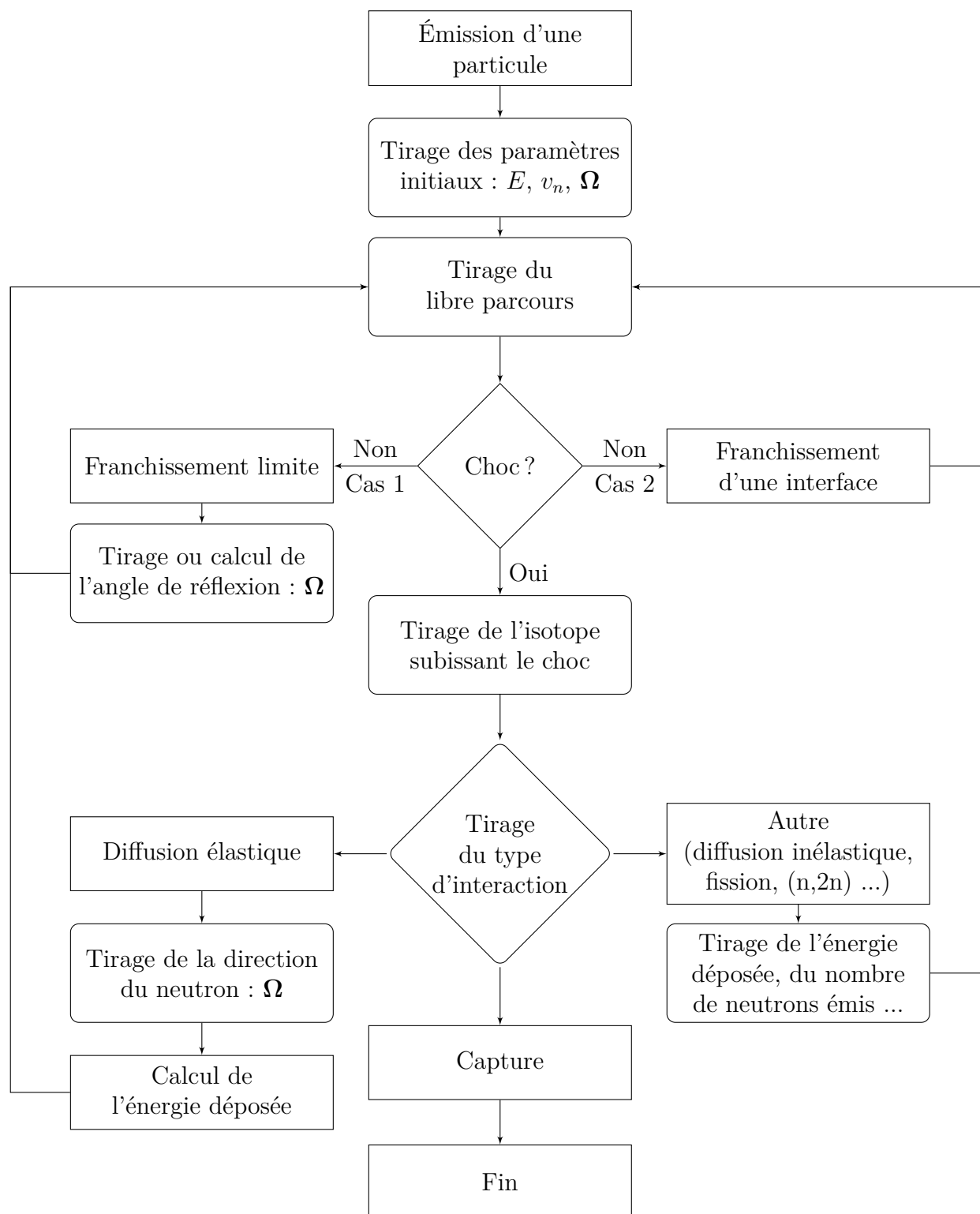


Figure 3.1 Schéma résumant de façon simple les étapes de calcul d'un code de Monte-Carlo

Calcul du k_{eff}

Le calcul du k_{eff} pour le transport des neutrons peut également être effectué avec la méthode de Monte-Carlo.

Après avoir simulé un nombre N suffisant de neutrons (de l'ordre de 100 000 pour un assemblage) jusqu'à leur absorption, les données du parcours de ces neutrons sont récupérées pour connaître le nombre M de neutrons émis suite aux interactions de fission des N neutrons. Le k_{eff} vaut simplement à chaque cycle :

$$k_{\text{eff},\text{cycle}} = \frac{M}{N} \quad (3.54)$$

Généralement, la distribution du flux neutronique n'est pas bonne aux premiers cycles puisque la source de neutrons n'est pas correcte comme précisé au début de cette section. Ainsi, le k_{eff} est calculé avec une bonne précision après un grand nombre de cycles. Finalement, en retirant les i premiers cycles, le k_{eff} vaut après C cycles :

$$k_{\text{eff}} = \frac{1}{C-i} \sum_{n=i+1}^C k_{\text{eff},n} \quad (3.55)$$

Finalement, par des tirages aléatoires, la méthode de Monte-Carlo permet de s'approcher aussi précisément que l'on veut de la solution à l'équation de transport. Dans ce mémoire, elle servira donc de référence aussi bien pour les neutrons que pour les gammas en ce qui concerne les calculs de flux et les calculs de puissance déposée.

Après avoir détaillé les interactions des neutrons et des gammas avec la matière, nous avons vu les méthodes pour résoudre l'équation de transport. Nous allons maintenant présenter la mise en application de ces méthodes pour valider un schéma déterministe neutron-gamma avant de voir les effets du transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage puis dans un coeur.

CHAPITRE 4 PRÉSENTATION DES CALCULS NEUTRON-GAMMA

Dans ce chapitre, nous allons détailler les différents schémas de calcul déterministes que nous allons utiliser avant de les valider. Ces schémas de calcul neutron-gamma sont mis en place dans APOLLO-2 notamment grâce aux travaux de Mounier (2000) dans ce code.

4.1 Présentation des assemblages utilisés

Trois assemblages ont été étudiés pour observer l'impact du transport des gammas. Ces assemblages sont typiques des REP français. Le premier assemblage est composé uniquement d'oxydes d'uranium (UOX) enrichi à 3.7% en uranium 235 (voir Fig. 4.1).

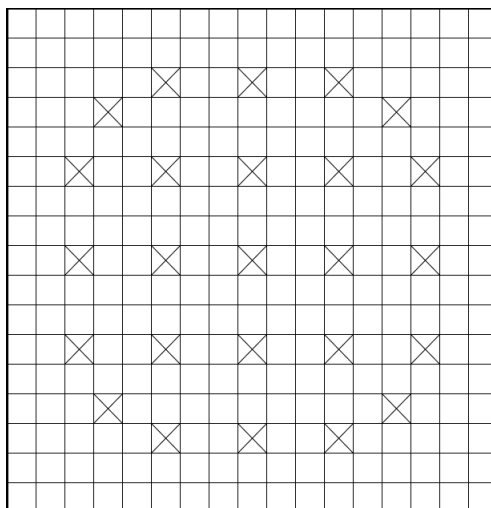


Figure 4.1 Assemblage UOX. Les cellules avec une croix correspondent aux trous d'eau.

Le second assemblage étudié est un MOX trizoné (voir Fig. 4.2). Les crayons haute teneur ont 8% de plutonium, les crayons moyenne teneur 5% et les crayons basse teneur 3%.

Enfin, le troisième assemblage étudié contient 12 crayons avec du gadolinium (voir Fig. 4.3). Le gadolinium est un fort absorbeur de neutrons et permet de diminuer la réactivité des assemblages neufs. En effet, le gadolinium est consommé au cours de l'évolution et va absorber des neutrons principalement jusqu'à 15 MWj/t.

Les paramètres géométriques des assemblages sont décrits plus précisément dans l'annexe A. Les compositions des différents matériaux utilisés dans ces assemblages sont décrits dans l'annexe B.

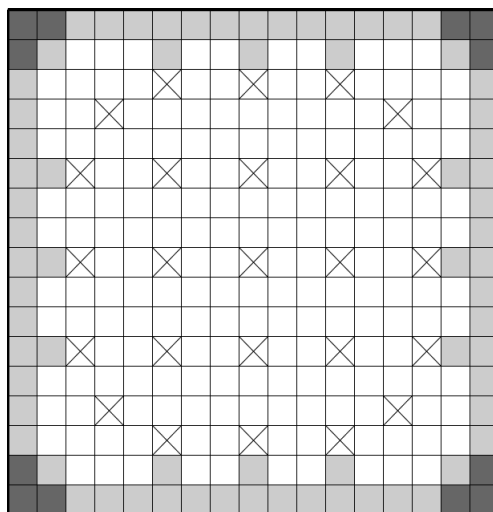


Figure 4.2 Assemblage MOX. Les MOX haute teneur sont en blanc, les MOX moyenne teneur sont légèrement grisés. Les MOX basse teneur sont les plus sombres. Les cellules avec une croix correspondent aux trous d'eau.

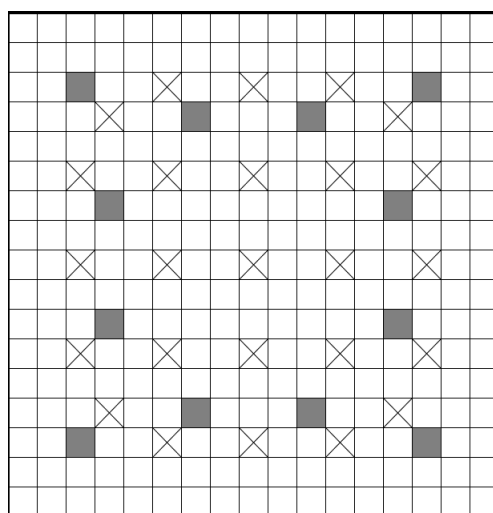


Figure 4.3 Assemblage UOX-Gd. Les cellules grisées contiennent du gadolinium. Les cellules avec une croix correspondent aux trous d'eau.

4.2 Calculs de référence

Pour présenter les calculs neutron-gamma, nous allons décrire les différents codes et schémas de calcul que nous avons utilisés.

Les calculs de référence sont effectués avec le code Monte-Carlo TRIPOLI-4 développé par le CEA (Brun et al. (2015)) et décrit également par Brun et al. (2011). TRIPOLI-4 effectue des calculs couplés neutron-gamma et permet également de faire des calculs sans transporter l'énergie des gammas (comme c'est le cas dans les chaînes de calcul déterministes actuelles).

Le temps de calcul des codes Monte-Carlo est beaucoup plus grand que le temps de calcul des codes déterministes, c'est pourquoi les calculs TRIPOLI-4 ne nous ont servi de référence que pour les assemblages neufs. TRIPOLI-4 nous a notamment permis de valider les calculs de flux et de puissance déposée en utilisant les schémas déterministes que nous allons présenter dans la section 4.3.

4.3 Schémas de calcul dans APOLLO-2

Nous avons mis en place 3 schémas de calcul dans APOLLO-2. Ces schémas ne sont pas des calculs couplés : il y a d'abord un calcul de transport neutrons puis un calcul de transport de gammas sans rétro-action des gammas sur les neutrons (ex : photofissions) contrairement à TRIPOLI-4. Ainsi, la micro-évolution des assemblages et l'évolution du coefficient de réactivité restent identiques à ceux qu'on obtient en n'utilisant que les schémas neutron. Cette rétro-action est présente dans TRIPOLI-4 et le fait de la négliger introduit donc des écarts entre nos schémas et la référence TRIPOLI-4.

Par ailleurs, le transport des neutrons dans ces schémas déterministes a déjà été validé par EDF et le CEA.

Pour les 3 schémas, nous avons rapidement réalisé que l'anisotropie du transport gamma avait des effets négligeables sur les résultats (voir section 4.5). Cependant, comme le temps de calcul n'est pas un facteur limitant pour cette étude, et pour garder une précision maximale, nous avons choisi de faire tous nos calculs avec un ordre d'anisotropie P5 pour le transport des gammas. L'ordre d'anisotropie choisi pour le transport de neutrons dépend du schéma choisi : P3 pour le schéma de référence (SHEM-MOC) et P0 corrigé pour le schéma optimisé (REL-2005).

4.3.1 SHEM-MOC-gamma

Le schéma SHEM-MOC-gamma, qui est le schéma neutron-gamma de référence que nous avons mis en place, utilise pour le transport des neutrons le schéma SHEM-MOC. Ce schéma est déjà utilisé et a déjà été validé par le CEA pour le transport des neutrons. C'est un schéma simple-niveau :

- Transport des neutrons à 281 groupes et calcul de flux critique sur un maillage raffiné (voir Fig. 4.4) grâce à la méthode des caractéristiques.

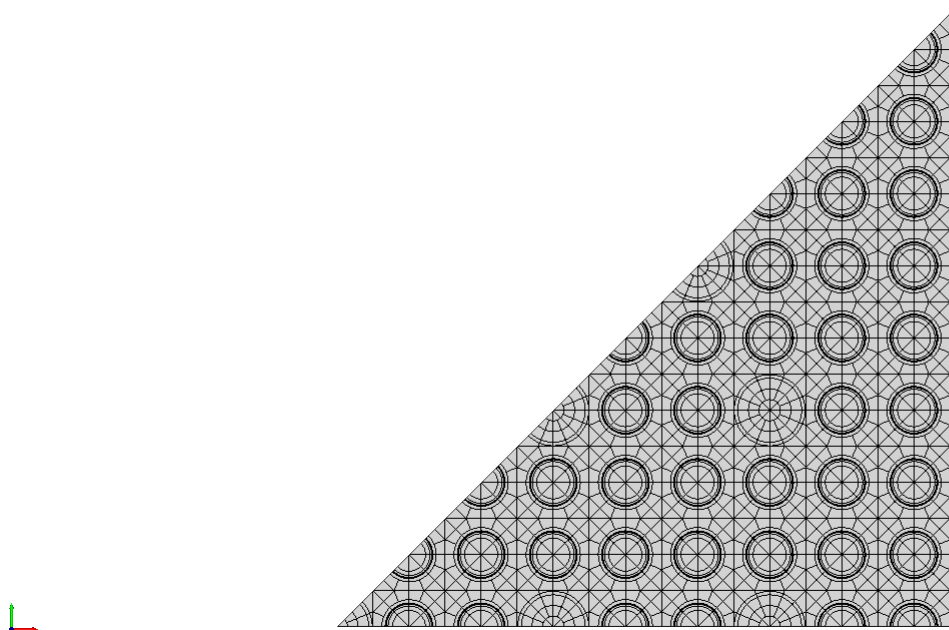


Figure 4.4 Maillage raffiné d'un huitième d'assemblage. Cette figure a été obtenue grâce à la plateforme SALOMÉ.

En sortie de ce schéma neutron, nous obtenons le flux de neutrons à 281 groupes sur le maillage raffiné.

Grâce à une bibliothèque de production gamma fournie par le CEA, nous pouvons à partir de ce flux, déterminer la source gamma à 94 groupes sur le maillage raffiné. La bibliothèque de production gamma est constituée de matrices rectangulaires 281×94 permettant de passer d'un flux neutron à 281 groupes vers un flux gamma à 94 groupes. Dans chaque matrice les spectres gamma (à 94 groupes) sont fixes et ne varient pas avec la température. Le calcul de la source gamma va également prendre en compte les compositions isotopiques des différentes régions du maillage et les taux de réaction (notamment de capture et de fission) dans ces régions.

Ensuite on transporte les gammas (calcul à source fixe) grâce à un calcul simple-niveau :

- Transport des gammas à 94 groupes sur le maillage raffiné par la méthode des caractéristiques.

En sortie, pour pouvoir comparer aux résultats des autres schémas (voir ci-dessous), nous récupérons le flux gamma à 18 groupes, la puissance déposée dans chaque cellule de l'assemblage et la puissance déposée dans chaque milieu.

Les calculs de puissance déposée sont effectués dans APOLLO-2 en utilisant des variables appelées KERMA. Le KERMA est l'énergie par unité de masse que vont récupérer les particules chargées lors des interactions des neutron ou des photons avec la matière. Les particules chargées sont les électrons, les positrons, les noyaux ou les ions et récupèrent cette énergie sous forme d'énergie cinétique. Les facteurs de KERMA sont évalués dans les bibliothèques lues par les codes de calcul. Les différentes interactions transmettant ces énergies sont détaillées dans le chapitre 2.

Finalement, le SHEM-MOC-gamma est celui qui nécessite le plus de temps de calcul car c'est aussi celui qui a les options de transport les plus précises. C'est pourquoi, après l'avoir validé grâce à TRIPOLI-4 (voir section 4.4), il nous a servi de référence pour valider les 2 autres schémas pour des assemblages neufs et également en évolution.

4.3.2 REL-94

Le second schéma neutron-gamma que nous avons mis en place est le schéma REL-94. Ce schéma est une étape intermédiaire entre le schéma de référence et le schéma optimisé pour étudier principalement l'impact sur le transport des gammas de certaines options de calcul. Ainsi, les options du REL-94 pour le transport des neutrons sont basées sur le schéma REL-2005 pour les neutrons qui est le schéma EDF optimisé pour ce type de calculs (voir Vidal et al. (2007)). De plus, la géométrie utilisée pour le transport des gammas est simplifiée.

Le REL-2005 est un schéma double niveau :

- 1er niveau : transport des neutrons à 281 groupes sur une maillage simple grâce à la méthode PIJ.
- 2e niveau : condensation à 26 groupes puis transport des neutrons sur un maillage moulin-à-vent (MAV, voir Fig. 4.5) grâce à la méthode des caractéristiques.

En sortie de ce schéma, nous obtenons le flux de neutrons à 26 groupes sur le maillage MAV.

Comme nous ne disposons que des données du CEA, pour créer la source gamma à 94 groupes, il faut donc reconstruire le flux de neutrons à 281 groupes, dans chaque région i du maillage du deuxième niveau (ϕ_i^{281}). Pour cela, on utilise le flux PIJ du premier niveau homogénéisé

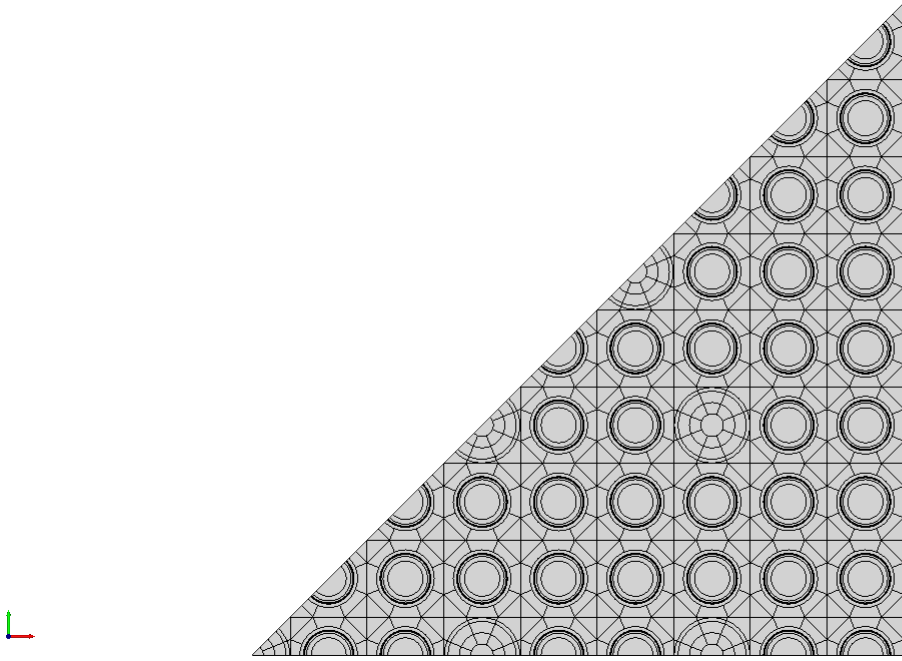


Figure 4.5 Maillage “ moulin-à-vent ” d’un huitième d’assemblage. Cette figure a été obtenue grâce à la plateforme SALOMÉ.

sur l’assemblage (à 281 groupes, $\phi^{PIJ,281}$) et le flux MOC à 26 groupes ($\phi_i^{MOC,26}$).

En notant g un groupe d’énergie du maillage à 281 groupes et H le groupe d’énergie du maillage à 26 groupes contenant les bornes du groupe g , la reconstruction s’effectue de la façon suivante :

$$\phi_{i,g}^{281} = \alpha_H \times \phi_g^{PIJ,281} \times \phi_{i,H}^{MOC,26} \quad (4.1)$$

avec α_H un facteur permettant de conserver le flux sur chaque région i lors de la reconstruction de la façon suivante :

$$\sum_{g \in H} \phi_{i,g}^{281} = \phi_{i,H}^{MOC,26} \quad (4.2)$$

On a donc :

$$\frac{1}{\alpha_H} = \sum_{g \in H} \phi_g^{PIJ,281} \quad (4.3)$$

Cette reconstruction est une source importante des écarts observés entre schémas.

Après avoir obtenu la source gamma, on applique un schéma simple niveau pour le transport des gammas :

- Transport des gammas à 94 groupes sur le maillage MAV par la méthode MOC.

En sortie, nous faisons en sorte de récupérer encore une fois un flux gamma à 18 groupes, la puissance déposée dans chaque cellule et la puissance déposée dans chaque milieu.

4.3.3 REL-2005-gamma

Le schéma REL-2005-gamma est le schéma neutron-gamma optimisé.

La partie neutron est identique au REL-94 : c'est le schéma REL-2005. Ensuite, on reconstruit le flux de neutrons à 281 groupes sur le maillage MAV pour obtenir la source gamma à 94 groupes sur ce maillage.

Dans les cas du REL-2005-gamma, le transport des gammas est précédé par une condensation de 94 à 18 groupes. Les 18 groupes gamma sont ensuite transportés sur le maillage MAV avec la méthode des caractéristiques. Encore une fois, nous récupérons en sortie le flux gamma à 18 groupes et la puissance déposée par cellule.

Les différentes caractéristiques des schémas sont récapitulées dans la figure 4.6.

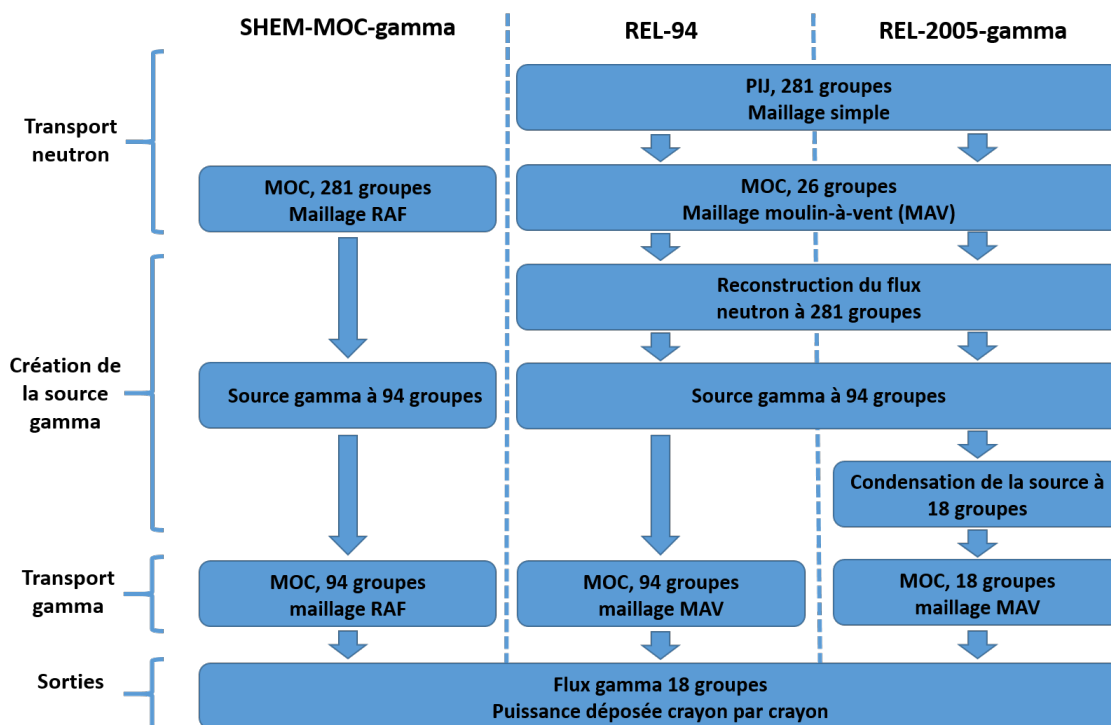


Figure 4.6 Récapitulatif des 3 schémas déterministes.

Maintenant que nous avons présenté les 3 schémas déterministes neutron-gamma, nous allons maintenant décrire la validation de ces schémas.

4.4 Validation des schémas

Dans cette partie, nous allons nous concentrer sur l'assemblage MOX sachant que les résultats pour les assemblages UOX et UOX-Gd sont globalement très similaires.

4.4.1 Flux gamma dans l'assemblage MOX

Premièrement, commençons par étudier le flux gamma, avant de passer aux calculs d'écarts entre les schémas déterministes et la référence TRIPOLI-4.

À 18 groupes, le flux homogénéisé sur l'assemblage est beaucoup plus faible pour les groupes situés aux extrémités que pour les groupes centraux, comme le montre la figure 4.7.

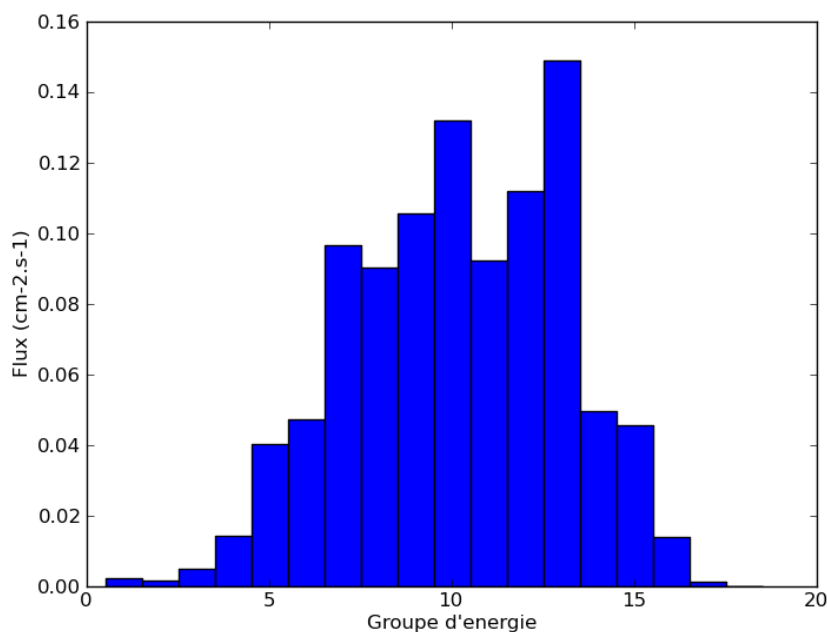


Figure 4.7 Flux gamma à 18 groupes homogénéisé sur un assemblage MOX. Le flux gamma est normalisé à $1 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ces résultats viennent d'un calcul TRIPOLI-4.

Lorsque l'on regarde le flux condensé cellule par cellule, celui-ci est beaucoup plus important pour les MOX haute teneur que pour les MOX moyenne teneur ou basse teneur. Sur la figure 4.8, le flux gamma est 13% plus haut, dans l'assemblage neuf, pour les MOX haute teneur par rapport aux basse teneur. Lors de l'évolution, ces écarts ont tendance à se réduire, probablement parce que le combustible est consommé plus rapidement dans les MOX haute teneur. À 60 GWj/t, l'écart n'est plus que de 9%. Cette réduction de l'écart entre les MOX

haute teneur et les autres sera en partie à l'origine d'une baisse de l'impact des gammas lors de l'évolution (voir partie 5.1.1).

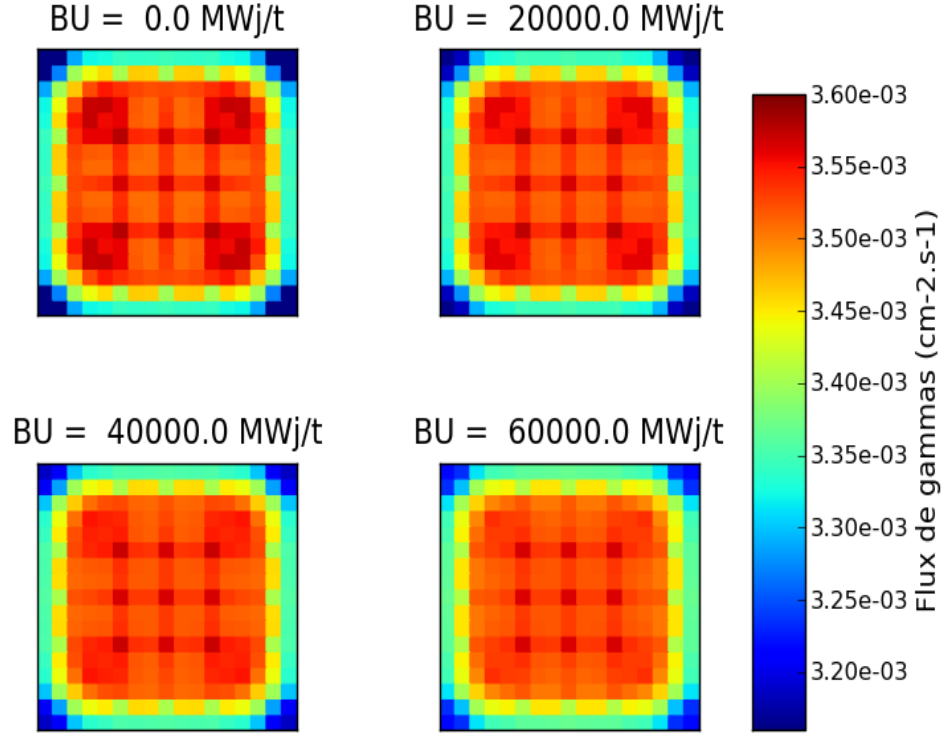


Figure 4.8 Flux gamma condensé pour l'assemblage MOX à différents pas d'évolution. Le flux gamma est normalisé à $1\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Résultats obtenus avec un calcul SHEM-MOC-gamma en anisotropie P_5

4.4.2 Validation du schéma SHEM-MOC-gamma

Avant de valider les schémas REL-94 et REL-2005-gamma, nous avons validé le schéma SHEM-MOC-gamma. Pour cela, nous avons commencé par vérifier les écarts entre les flux gamma de TRIPOLI-4 et ceux obtenus en utilisant le schéma SHEM-MOC-gamma. Ces écarts relatifs sont calculés de la manière suivante :

$$\text{Écart} = \frac{\phi - \phi_{\text{référence}}}{\phi_{\text{référence}}} \times 100 \quad (\%) \quad (4.4)$$

Pour quantifier les écarts sur l'assemblage complet, nous utilisons la moyenne quadratique

de ces écarts, qui sera notée RMS (Root mean square) :

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{\text{nombre de cellules}} \sum_{\text{cellules}} (\text{Écart})^2} \quad (4.5)$$

Les calculs d'assemblage avec TRIPOLI-4 ont été effectués avec 20 000 cycles de 30 000 neutrons.

Dans l'assemblage MOX, les écarts pour le flux gamma homogénéisé à 18 groupes sont autour du pourcent (voir tableau 4.1). Comme le flux est beaucoup plus faible pour les groupes extrêmes, nous obtenons des écarts assez importants pour ceux-ci. pour le groupe 18, l'écart sur le flux homogénéisé atteint 17%. Dans le calcul TRIPOLI-4, les incertitudes sur les résultats des groupes où le flux est le plus faible sont logiquement assez élevées également (quelques pourcents) :

Les écarts pour le flux gamma à 18 groupes sont donc assez faibles. Néanmoins, ces écarts seront à l'origine d'écarts sur les calculs de puissance déposée comme nous le verrons par la suite.

En ce qui concerne le flux gamma condensé à un groupe, la moyenne quadratique des écarts est égale à 0.09% pour l'assemblage MOX et l'écart maximum (en valeur absolue) ne dépasse pas 0.22% (voir Fig. 4.9). Ces écarts sont raisonnables dans la mesure où les incertitudes du calcul TRIPOLI-4 sont du même ordre de grandeur.

Les écarts pour la puissance déposée sont légèrement plus élevés. En effet, ils peuvent atteindre 1% pour un crayon MOX basse teneur, et la moyenne quadratique des écarts pour les crayons de combustible est égale à 0.61% (voir Fig. 4.10). Les trous d'eau ont un comportement légèrement différent : les écarts pour la puissance déposée atteignent 3%. Cependant, en valeur absolue, ces derniers écarts sont peu importants puisque les trous d'eau ont une puissance déposée 10 fois plus faible que les cellules de combustible et que *a fortiori* le point chaud dont nous recherchons les caractéristiques, ne se situe jamais sur un trou d'eau.

Tableau 4.1 Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes homogénéisé sur l'assemblage MOX entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4.

Groupe d'énergie n°	Écarts SHEM-MOC-gamma Vs TRIPOLI-4 (%)	Incertitude de calcul TRIPOLI-4 (%)
1	2.72	3.20
2	3.16	3.51
3	2.79	2.07
4	2.48	1.17
5	1.90	0.68
6	1.86	0.61
7	1.59	0.41
8	1.23	0.42
9	0.55	0.40
10	-0.10	0.36
11	-1.15	0.41
12	-1.24	0.37
13	-0.40	0.32
14	-1.33	0.48
15	-2.21	0.48
16	-4.28	0.82
17	-3.93	2.10
18	17.00	4.62

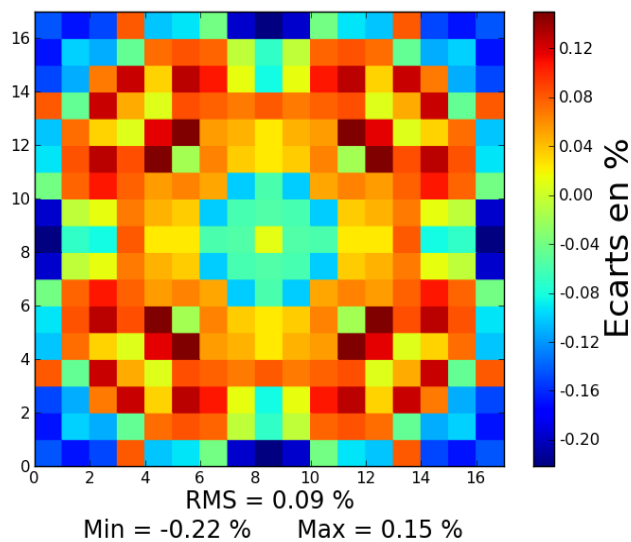


Figure 4.9 Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage MOX neuf.

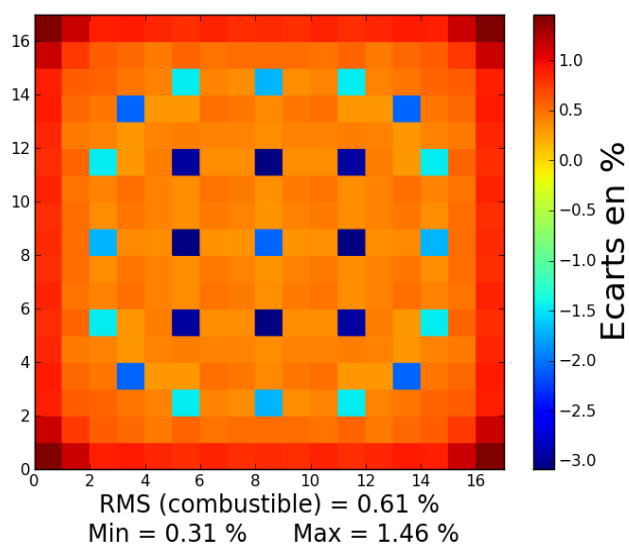


Figure 4.10 Écart relatif sur la puissance déposée par cellule entre le schéma SHEMA-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage MOX neuf.

Pour l'assemblage UOX, la moyenne quadratique des écarts pour le flux gamma est égale à 0.03% (voir Fig. 4.11).

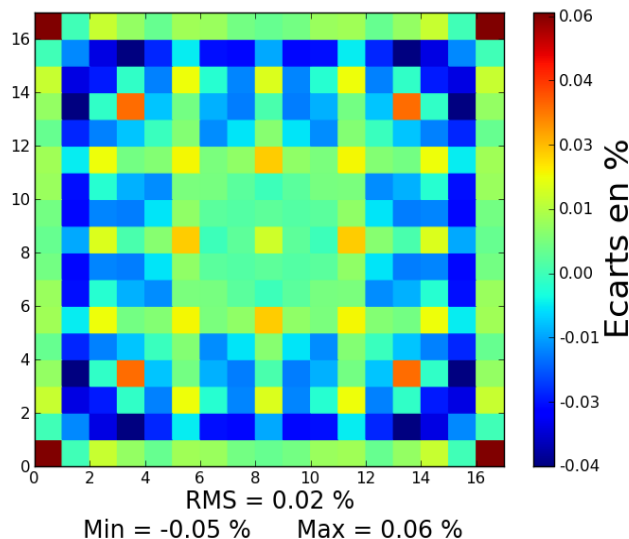


Figure 4.11 Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage UOX neuf.

Pour l'assemblage UOX-Gd, les écarts pour le flux gamma condensé à un groupe sont légèrement supérieurs : la moyenne quadratique des écarts atteint 0.11%, notamment à cause des cellules contenant du gadolinium où les écarts sur le flux gamma montent jusqu'à 0.30% (voir Fig. 4.12).

À 18 groupes, les écarts sur le flux gamma dans l'assemblage UOX-Gd sont légèrement plus élevés que dans l'assemblage MOX. En effet, ils dépassent souvent 1% et atteignent -30.16% et 20.71% pour les groupes 1 et 18 (voir tableau 4.2).

En ce qui concerne les écarts sur la puissance déposée dans les assemblages UOX et UOX-Gd, nous retrouvons les mêmes effets que dans l'assemblage MOX : les écarts pour les cellules de combustible atteignent 1%.

Comme les 3 assemblages présentent sensiblement les mêmes écarts concernant le flux gamma et la puissance déposée, ces écarts étant du même ordre de grandeur que les incertitudes du calcul TRIPOLI-4, le schéma SHEM-MOC-gamma est validé et nous servira de référence en évolution pour les deux autres schémas.

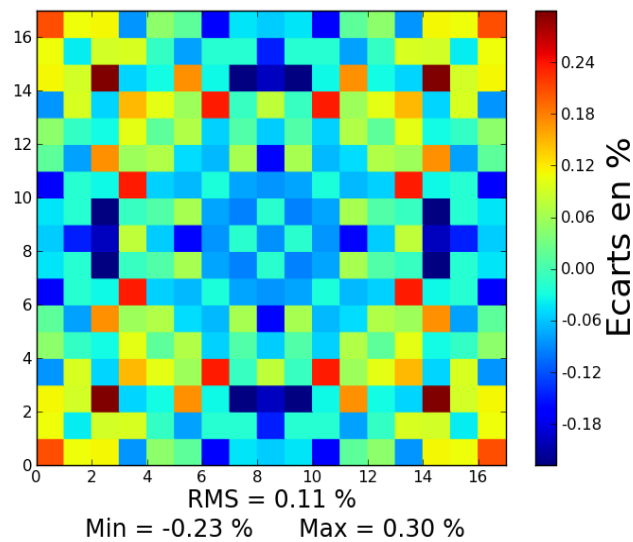


Figure 4.12 Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHERM-MOC-gamma et TRIPOLI-4 pour un assemblage UOX-Gd neuf.

Tableau 4.2 Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes homogénéisé sur l'assemblage UOX-Gd entre le schéma SHERM-MOC-gamma et TRIPOLI-4.

Groupe d'énergie n°	Écarts SHERM-MOC-gamma Vs TRIPOLI-4 (%)	Incertitude de calcul TRIPOLI-4 (%)
1	-30.16	18.35
2	-1.49	3.11
3	2.20	1.26
4	2.34	0.90
5	1.90	0.58
6	1.76	0.58
7	1.23	0.41
8	1.07	0.46
9	0.50	0.41
10	-0.03	0.35
11	-0.87	0.39
12	-1.25	0.36
13	-0.39	0.30
14	-1.07	0.45
15	-1.77	0.46
16	-3.57	0.79
17	-4.45	2.11
18	20.71	4.89

4.4.3 Validation des schémas REL-94 et REL-2005-gamma

À burn-up nul, les écarts sur le flux de photons à 18 groupes entre le REL-94 ou le REL-2005-gamma par rapport à la référence TRIPOLI-4 atteignent plusieurs pourcents (voir le tableau 4.3 pour l'exemple du REL-2005-gamma). Comme précédemment, les groupes extrêmes ont les écarts les plus grands. Ces écarts sont importants même si pour le flux condensé à un groupe et la puissance déposée, les écarts relatifs entre le schéma REL-94 ou le schéma REL-2005-gamma et la référence sont beaucoup plus faibles.

Tableau 4.3 Écarts relatifs sur le flux gamma à 18 groupes homogénéisé sur l'assemblage MOX entre le schéma REL-2005-gamma et TRIPOLI-4.

Groupe d'énergie n°	Écarts REL-2005-gamma Vs TRIPOLI-4 (%)	Incertitude de calcul TRIPOLI-4 (%)
1	15.98	3.20
2	12.89	3.51
3	12.51	2.07
4	2.36	1.17
5	-1.42	0.68
6	-4.90	0.61
7	-9.22	0.41
8	-7.83	0.42
9	-3.18	0.40
10	1.76	0.36
11	2.75	0.41
12	7.14	0.37
13	3.69	0.32
14	3.84	0.48
15	1.88	0.48
16	-1.66	0.82
17	-3.31	2.10
18	5.80	4.62

Pour la suite, nous laisserons de côté le flux de gammas à 18 groupes pour nous concentrer sur le flux condensé et la puissance déposée. Par ailleurs, les comparaisons qui suivent utilisent le schéma SHEM-MOC-gamma comme référence et non plus TRIPOLI-4 puisque nous voulons utiliser les schémas REL-94 et REL-2005-gamma en évolution.

À burn-up nul, les écarts sur le flux de photon condensé à un groupe entre les schémas SHEM-MOC-gamma et REL-94 sont également de l'ordre de quelques dixièmes de pourcents et ne dépassent pas 0.65% (voir Fig. 4.13).

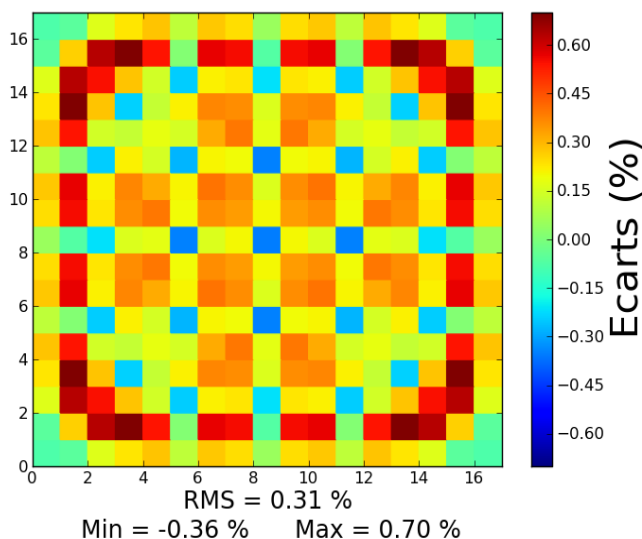


Figure 4.13 Écarts relatifs sur le flux gamma (condensé à un groupe) entre le schéma SHEMA-MOC-gamma et le schéma REL-94 pour un assemblage MOX neuf.

Les résultats du schéma REL-2005-gamma se révèlent assez similaires aux résultats du schéma REL-94 et a donc des écarts avec le schéma SHEMA-MOC-gamma du même ordre de grandeur. Ceux-ci restent donc assez faibles et permettent de valider le calcul du flux gamma de ces deux schémas à burn-up nul.

En évolution, les écarts pour le flux gamma changent peu et les schémas REL-94 et REL-2005-gamma restent très précis. Le calcul du flux gamma pour les 2 schémas dégradés est donc validé, restent à vérifier les calculs de puissance déposée.

Les résultats pour la puissance déposée sont un peu plus compliqués à analyser puisque les neutrons représentent aussi une source importante d'écart entre les schémas. Tout d'abord, il est à noter que, comme précédemment, les trous d'eau montrent des écarts assez élevés et supérieurs à ceux des cellules de combustible. En effet, on atteint plus de 10% d'écart relatif pour ceux-ci pendant toute l'évolution, que l'on utilise le schéma REL-94 ou le schéma REL-2005-gamma (voir Fig. 4.14 pour l'exemple du REL-2005-gamma). Les écarts absolus correspondants sont cependant faibles puisque la puissance déposée dans les trous d'eau reste toujours dix fois inférieure à celle déposée dans les cellules de combustible. En ce qui concerne les cellules de combustible, même si les écarts relatifs sont plus grands que pour le flux, nous restons dans des écarts acceptables qui ne dépassent pas 1% tout au long de l'évolution (voir Fig. 4.15).

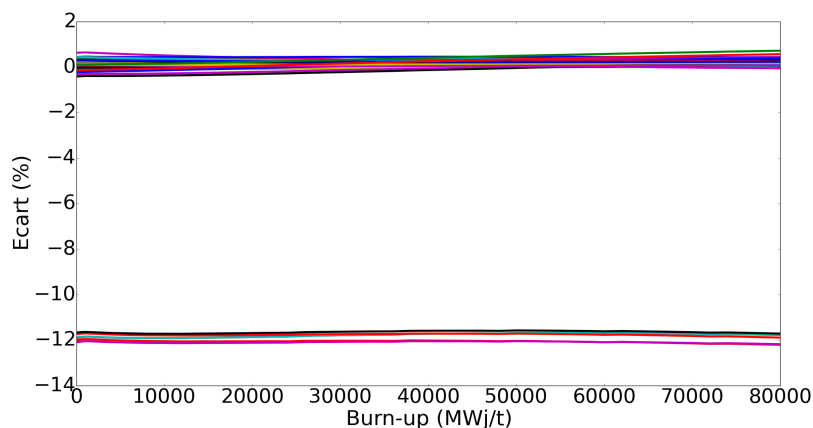


Figure 4.14 Écarts relatifs sur la puissance déposée entre le REL-2005-gamma et le SHEM-MOC-gamma pour un assemblage MOX. Chaque courbe correspond à une cellule. Les cellules avec des écarts relatifs autour de -12% correspondent les trous d'eau.

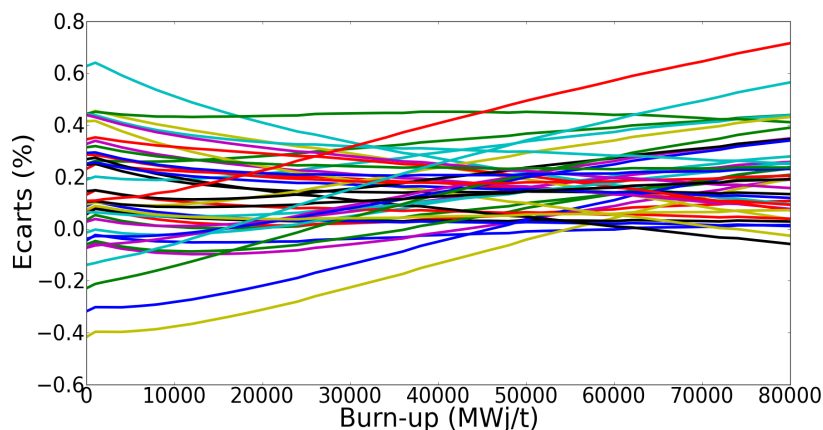


Figure 4.15 Écart sur la puissance déposée entre le REL-2005-gamma et le SHEM-MOC-gamma pour un assemblage MOX. Chaque courbe correspond à une cellule. Les résultats pour les trous d'eau n'apparaissent pas sur cette figure.

Comme on ne dépasse jamais 1% d'écart sur la puissance déposée dans les cellules de combustible, les schémas dégradés REL-94 et REL-2005-gamma sont validés et vont permettre d'étudier avec une bonne précision l'impact du transport des gammas sur des distributions plus complexes.

4.5 Effets de l'anisotropie du calcul gamma

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.1.3, la diffusion des gammas est hautement anisotrope. Ainsi, nous nous attendions à trouver des erreurs plus grandes en diminuant l'ordre d'anisotropie.

Prenons l'exemple de l'assemblage UOX : nous avons effectué des calculs de flux avec le schéma REL94 pour les ordres d'anisotropie suivants : P0, P0 corrigé (P0c), P3 et P5. Les écarts cellule par cellule de ces calculs avec notre référence SHEM-MOC-gamma en anisotropie P5 sont présentés pour des assemblages neufs sur la figure 4.16.

Les figures pour les assemblages MOX et UOX-Gd neufs et en évolution sont très similaires. La précision des calculs ne baisse pas en diminuant l'ordre d'anisotropie : on passe d'un écart quadratique de 0.13% pour le REL94 en P5 à 0.22% en P0 corrigé puis à 0.14% en P0. Ainsi, il est possible qu'il existe des compensations d'erreur dans le calcul du transport gamma.

Pour d'autres types de calcul, par exemple les calculs d'énergie déposée dans l'assemblage MOX avec le schéma REL-2005-gamma (voir figure 4.17), les écarts avec la référence SHEM-MOC-gamma diminuent lorsque l'on augmente l'ordre d'anisotropie choisi.

Pour la suite, comme le temps de calcul n'était pas une contrainte pour ce projet, nous avons choisi de garder le transport gamma en anisotropie P5.

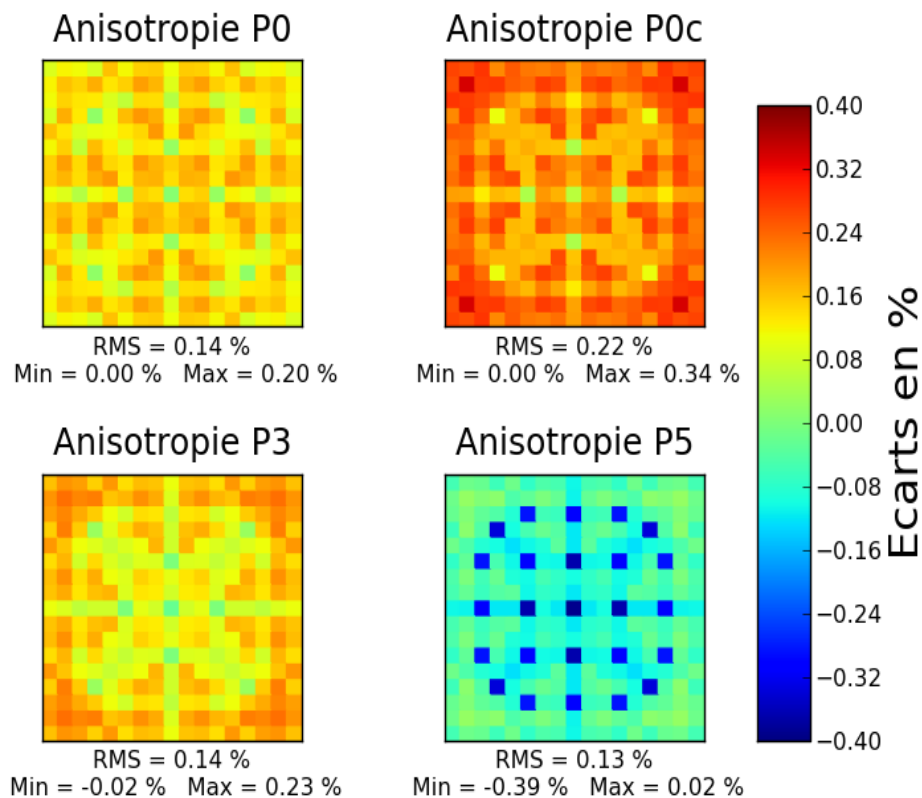


Figure 4.16 Effets de l'ordre d'anisotropie choisi sur le flux gamma. Cette figure présente les écarts pour l'assemblage UOX neuf entre des calculs REL94 avec différentes anisotropies et la référence SHEM-MOC-gamma en anisotropie P5.

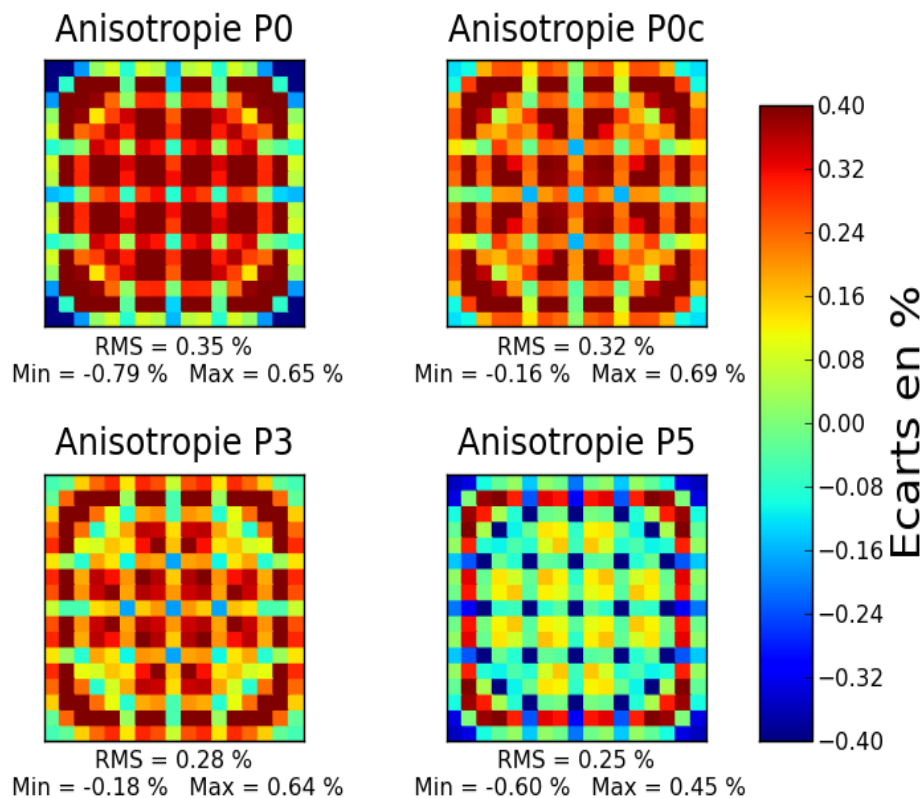


Figure 4.17 Effets de l'ordre d'anisotropie choisi sur l'énergie déposée. Cette figure présente les écarts pour l'assemblage MOX neuf entre des calculs REL-2005-gamma avec différentes anisotropies et la référence SHEM-MOC-gamma en anisotropie P5.

CHAPITRE 5 IMPACT DES GAMMAS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE PUISSANCE D'UN ASSEMBLAGE

Maintenant que nous avons brièvement présenté et validé les schémas déterministes neutron-gamma, nous allons pouvoir déterminer l'impact du transport des gammas sur la puissance déposée dans des assemblages et clusters de type REP. Nous utiliserons le schéma SHEMA-MOC-gamma pour les calculs d'assemblage et le schéma REL-94 pour les calculs de cluster qui demandent beaucoup plus de ressources informatiques.

5.1 Étude de 3 assemblages différents

Tout d'abord, nous allons commencer par détailler les résultats pour l'assemblage MOX. Les résultats pour les assemblages UOX et UOX-Gd seront présentés plus brièvement par la suite.

Le flux gamma a déjà été détaillé dans la section 4.4.1. C'est la prise en compte de ce flux gamma qui va avoir un impact sur la puissance déposée dans un assemblage. En effet, à partir de ce flux gamma et grâce à la connaissance des sources gamma, nous sommes capables de calculer la puissance déposée avec et sans transport des gammas et ainsi nous sommes capables de déterminer l'impact du transport des gammas sur la puissance déposée.

Pour tous les assemblages, la puissance déposée est normalisée sur l'assemblage à 38.961 watts par gramme de combustible.

5.1.1 Impact des gammas dans l'assemblage MOX

La forme des nappes de puissance déposée sont très similaires avant et après transport des gammas (voir par exemple la figure 5.1). Nous allons donc décrire dans le texte uniquement la nappe de puissance déposée après transport des gammas.

La puissance déposée dans l'assemblage MOX est logiquement beaucoup plus importante dans les cellules haute teneur du fait d'un nombre de fissions plus important. En effet, alors qu'on atteint 1.28×10^{15} MeV/s pour les MOX haute teneur, les basse teneur sont tous en-dessous de 0.84×10^{15} MeV/s (voir Fig. 5.1). Les cellules moyenne teneur ont une puissance déposée proche de 1×10^{15} MeV/s.

Comme écrit plus haut, les trous d'eau ont une très faible densité de puissance déposée : jusqu'à un ordre de grandeur en-dessous de la puissance déposée dans les cellules de combustible. Elles atteignent, dans le cas de l'assemblage MOX à burn-up nul, 0.15×10^{15} MeV/s

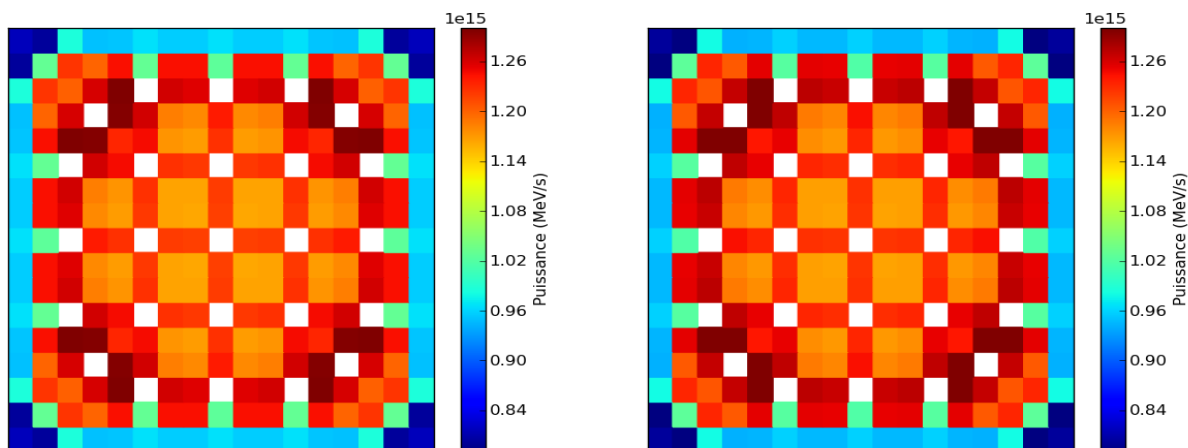


Figure 5.1 Puissance déposée dans un assemblage MOX neuf. Les trous d'eau sont hors de l'échelle de couleur. À gauche : figure obtenue après transport des gammas. À droite : sans transport des gammas.

(voir Fig. 5.2). Sur la figure 5.2, il est également notable, comme dit précédemment, que la forme générale de la nappe de puissance déposée change très peu après le transport des gammas.

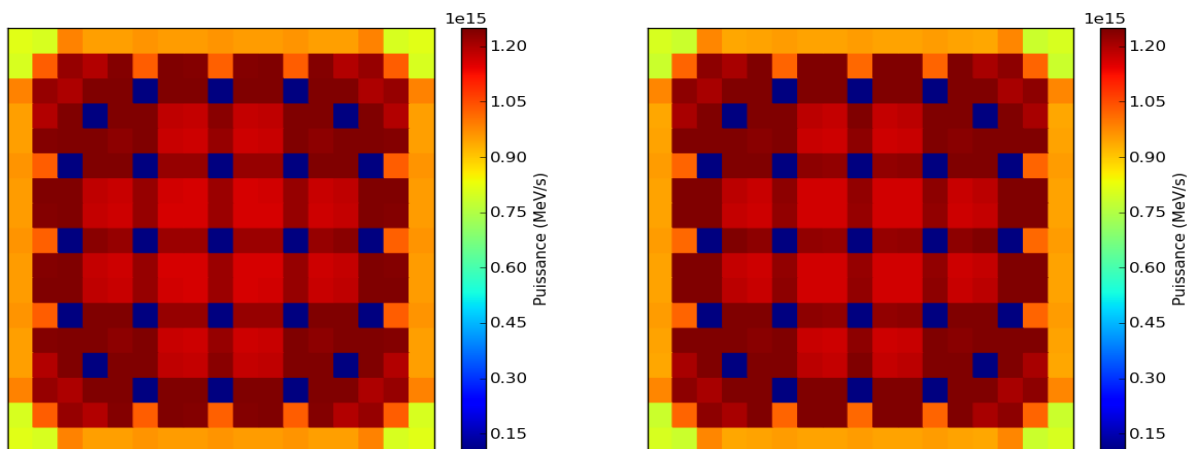


Figure 5.2 Puissance déposée dans un assemblage MOX neuf. À gauche : figure obtenue après transport des gammas. À droite : sans transport des gammas.

Maintenant, examinons comment le transport des gammas modifie la distribution de puissance. Les écarts apportés par le transport des gammas sont calculés de la façon suivante

dans toute la suite de ce rapport :

$$\text{Écart} = \frac{P_{ng} - P_n}{P_n} \times 100 \quad (\%) \quad (5.1)$$

où P_{ng} est la puissance déposée après transport des gammas et P_n la puissance déposée sans transport des gammas.

Les figures 5.3 et 5.4 illustrent les écarts relatifs (%) liés au transport des gammas pour l'assemblage MOX.

Les MOX haute teneur, du fait de leur plus haut taux de fission notamment, vont émettre plus de gammas que les crayons MOX moyenne teneur et *a fortiori* les crayons MOX basse teneur.

Les gammas ayant un libre parcours moyen plus grand que les neutrons, une partie non négligeable de ces gammas va être absorbée par les crayons MOX moyenne et basse teneur. Ainsi, le transport des gammas va augmenter la puissance déposée dans ces derniers (jusqu'à 2.4%) alors qu'elle va diminuer la puissance déposée dans les cellules haute teneur ($\simeq -0.8\%$).

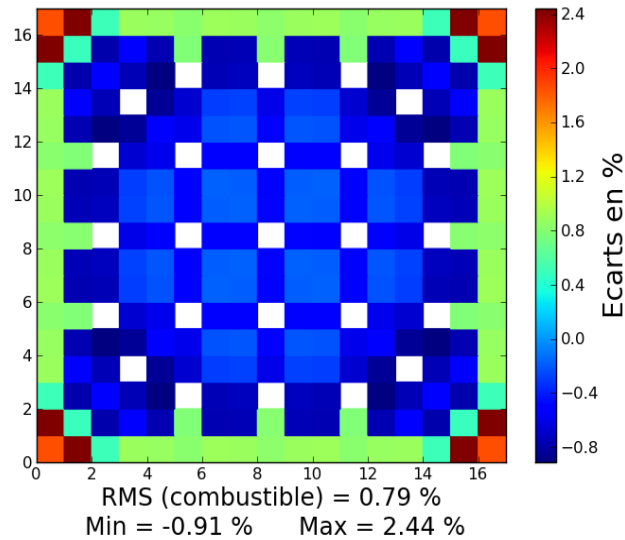


Figure 5.3 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas dans un assemblage MOX neuf. Les trous d'eau sont hors de l'échelle.

Les matériaux présents dans les trous d'eau n'ont que très peu d'interactions avec les neutrons (sauf le bore) et émettent peu de gammas. En revanche, ils absorbent une partie des gammas. Ainsi, la puissance déposée dans les trous d'eau va augmenter d'environ 64% (voir Fig. 5.4). Même avec cet apport, les trous d'eau ont toujours une puissance déposée beaucoup plus

faible que les cellules de combustible.

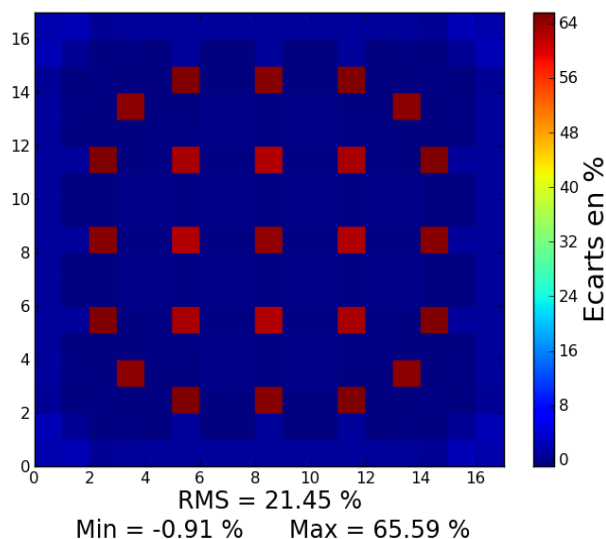


Figure 5.4 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas dans un assemblage MOX neuf.

Quand on compare précisément les milieux entre eux (voir Fig. 5.5), la première chose qui apparaît est que l'énergie déposée dans la gaine augmente considérablement (+367%). Cependant, comme pour les trous d'eau, la puissance totale déposée dans les gaines reste très faible par rapport à la puissance totale déposée dans le combustible. Globalement, le combustible perd 1.44% de puissance déposée lorsque l'on transporte les gammas. Il est à noter également que la puissance totale déposée sur l'assemblage est conservée après transport des gammas puisque nous transportons les gammas en milieu infini.

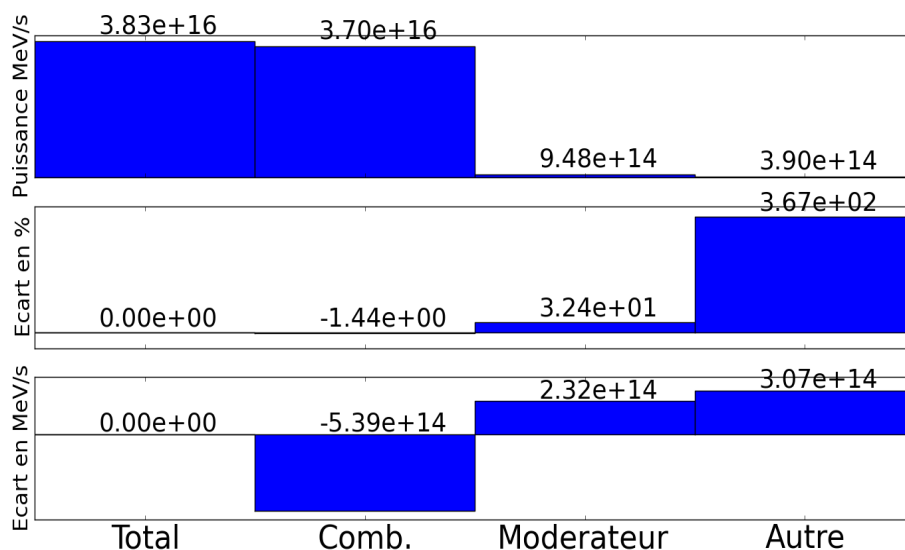


Figure 5.5 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas dans chaque milieu. En haut, puissance totale déposée. Au milieu, écarts relatifs dus au transport des gammas. En bas, écarts absolus. « Autre » correspond à la gaine.

En évolution, même si les gammas auront encore tendance à lisser la nappe de puissance déposée, l'effet des gammas sera moins important (voir Fig. 5.6). Alors que la moyenne quadratique des écart dus au transport gamma atteignait 0.79% dans les cellules de combustible de l'assemblage neuf, celle-ci n'est plus que de 0.58% à 60 GWj/t.

Cette baisse des écarts est dû d'une part au lissage du flux gamma sur l'assemblage, comme vu dans la partie 4.4.1 et d'autre part à un lissage de la nappe de puissance déposée par les neutrons comme le montre la figure 5.7. En effet, au cours de l'évolution, la puissance totale de l'assemblage est toujours normalisée à la même valeur et le combustible des crayons haute teneur va être consommé plus rapidement vu que le flux de neutrons est plus important dans ceux-ci. Durant l'évolution, les éléments fissiles des crayons haute teneur seront également consommés plus rapidement que ceux des autres crayons. Ainsi, la nappe de puissance déposée sera plus lisse : entre 0 et 60 GWj/t, on passe de 1.28×10^{15} MeV/s à 1.24×10^{15} MeV/s pour les MOX haute teneur, et de 0.84×10^{15} MeV/s à 0.88×10^{15} MeV/s pour les basses teneur. Ainsi, la puissance déposée dans les cellules basse teneur va augmenter et le transport des gammas aura un impact relatif moindre dans ces cellules notamment.

Le transport des gammas a donc tendance à lisser la nappe de puissance déposée dans l'assemblage MOX durant toute son évolution. En effet, le transport des gammas augmente la puissance déposée là où elle est la plus faible, sur les MOX moyenne et basse teneur, et baisse

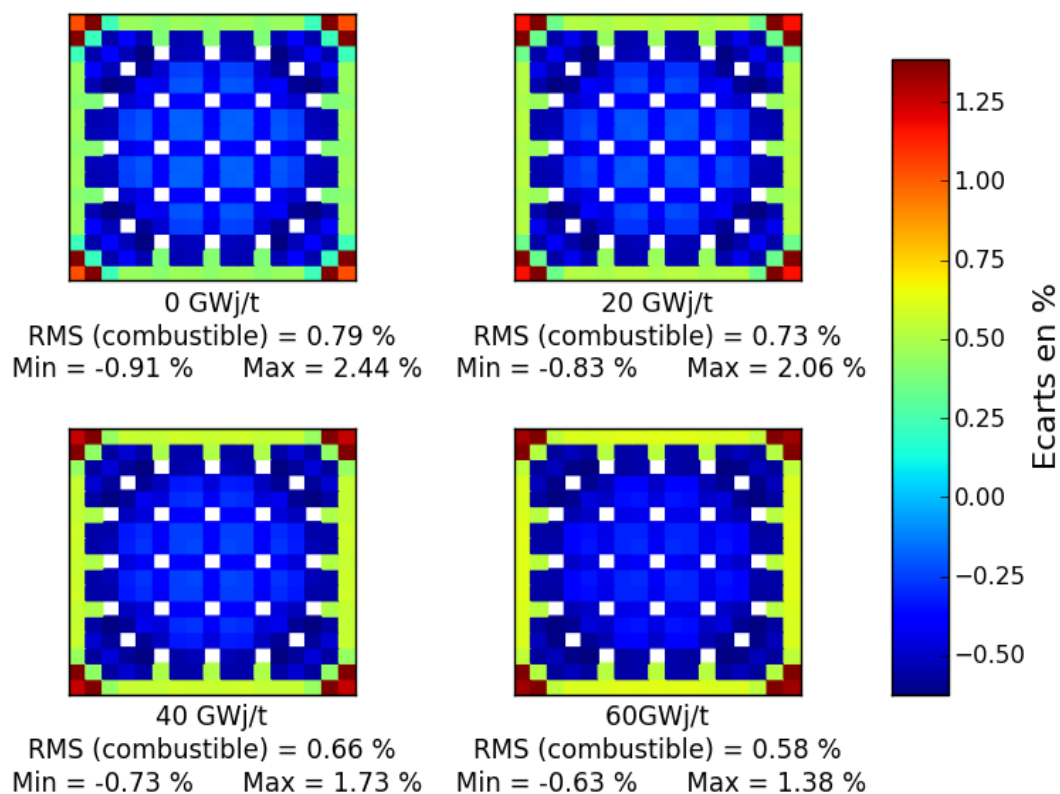


Figure 5.6 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage MOX à différents pas d'évolution. Les trous d'eau sont hors de l'échelle.

la puissance déposée là où elle est la plus élevée. Néanmoins, l'effet du transport des gammas est trop peu important pour déplacer le point chaud vers un MOX moyenne ou basse teneur.

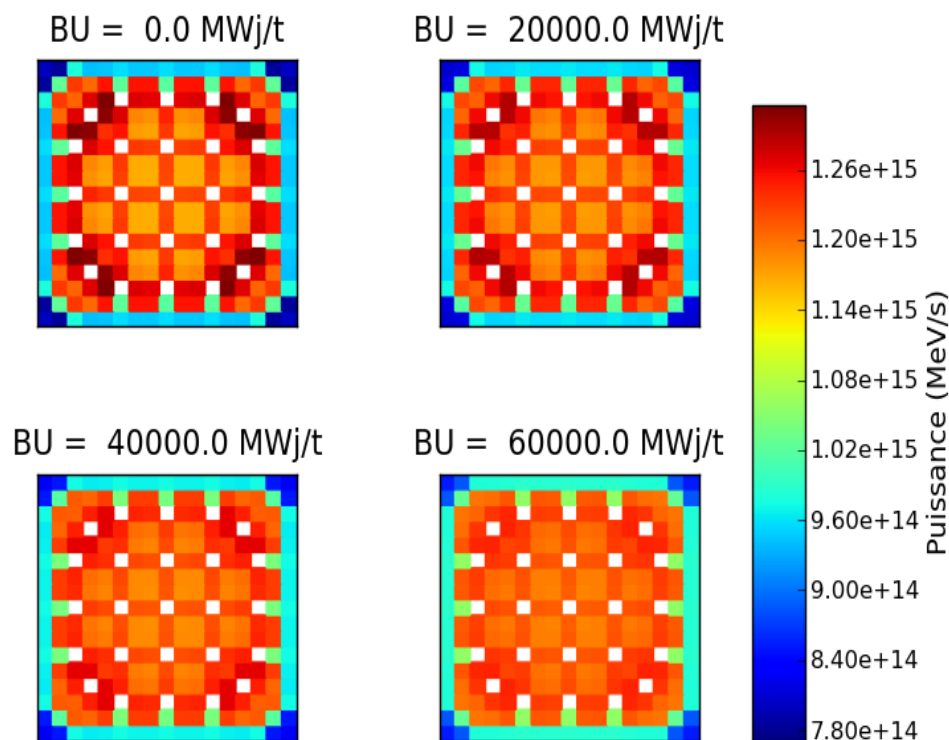


Figure 5.7 Puissance déposée par les neutrons uniquement dans l'assemblage MOX à différents pas d'évolution.

5.1.2 Étude de l'assemblage UOX

Les assemblages UOX et UOX-Gd ont des comportements similaires à l'assemblage MOX.

La puissance déposée dans l'assemblage UOX varie beaucoup moins que dans l'assemblage MOX puisque celui-ci n'est composé que d'un seul type de crayons. On passe de 1.01×10^{15} MeV/s pour des cellules sur l'extérieur de l'assemblage à 1.19×10^{15} MeV/s pour les cellules avec la puissance déposée la plus haute (voir Fig. 5.8), soit une variation de 18% (contre environ 50% pour l'assemblage MOX).

En ce qui concerne les trous d'eau, la situation est la même que pour l'assemblage MOX : la puissance déposée dans ceux-ci est un ordre de grandeur en-dessous de la puissance déposée dans les cellules de combustible (voir Fig. 5.9).

L'effet du transport des gammas est très faible dans l'assemblage UOX, car il n'y a qu'un type de crayons de combustible. Sur les crayons de combustible, les écarts de puissance atteignent

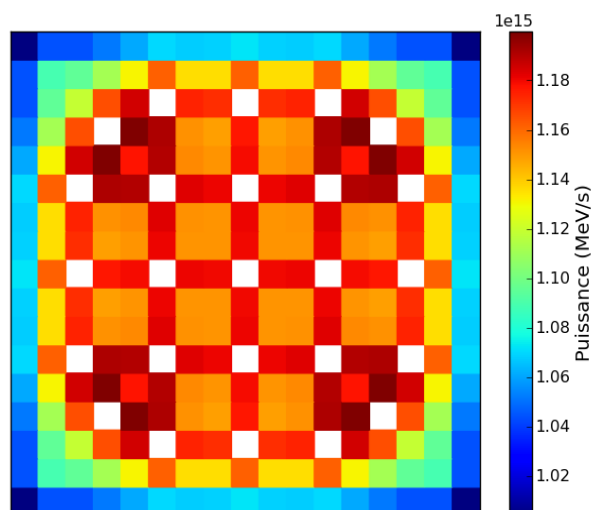


Figure 5.8 Puissance déposée dans l'assemblage UOX neuf. Les trous d'eau sont hors de l'échelle de couleur.

leur maximum (en valeur absolue) de 0.35% (voir Fig. 5.10). Les cellules de combustibles ayant un côté en contact direct avec un trou d'eau sont les plus affectées par le transport gamma. Ceci s'explique par le fait qu'une bonne partie des photons qui y sont créés déposent leur énergie dans les trous d'eau qui produisent pour leur part peu de photons pouvant compenser cette perte. Enfin, comme pour l'assemblage MOX, le transport des gammas a tendance à lisser la nappe de puissance déposée.

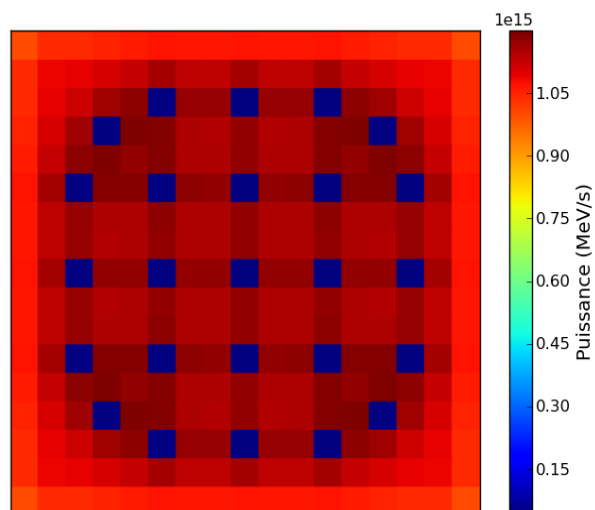


Figure 5.9 Puissance déposée dans l'assemblage UOX neuf.

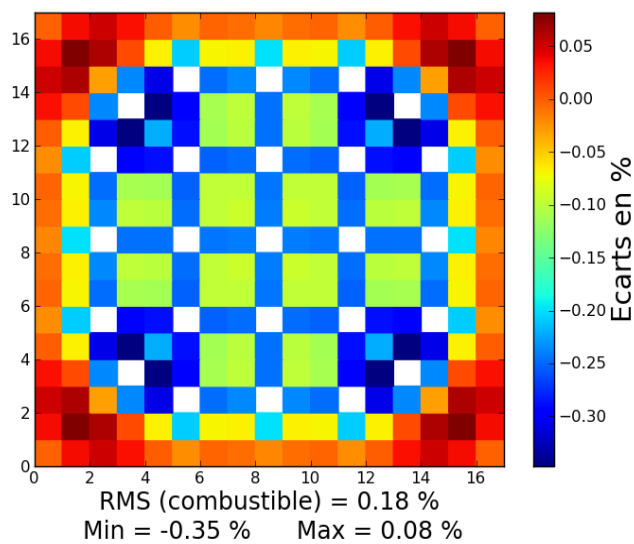


Figure 5.10 Écart relatif de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX neuf. Les trous d'eau sont hors de l'échelle de couleur.

En évolution, le transport des gammas a toujours tendance à très légèrement lisser la nappe de puissance déposée. La puissance déposée diminue en effet toujours plus fortement au centre de l'assemblage même si cet effet est marginal lorsque le burnup atteint 60 GWj/t (voir Fig. 5.11).

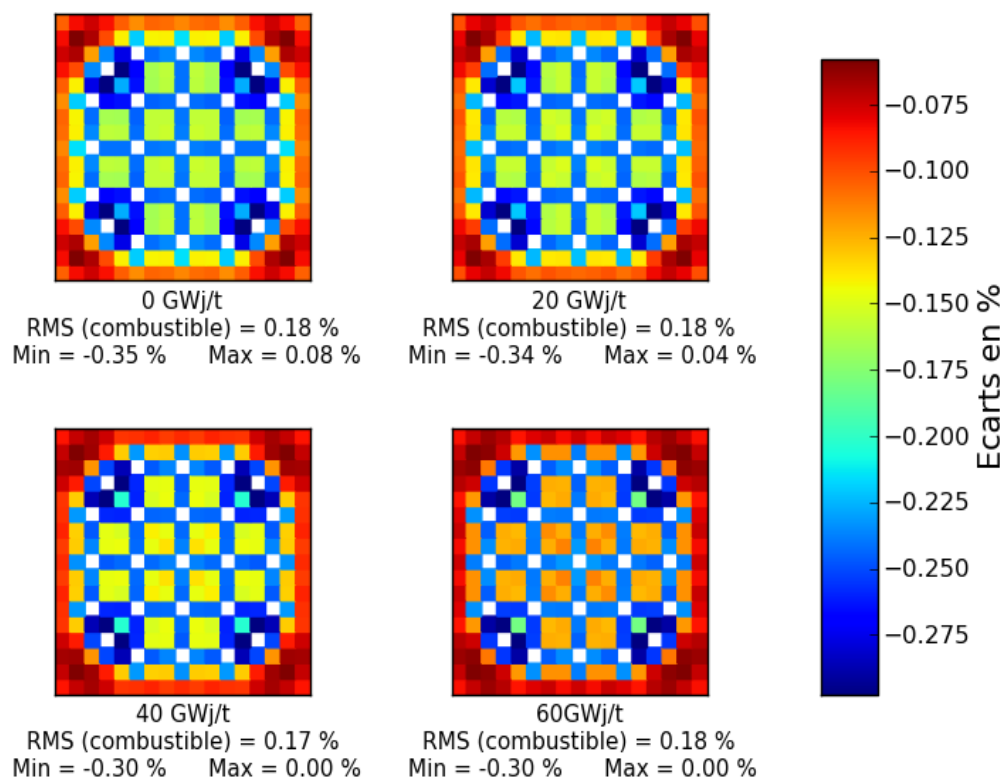


Figure 5.11 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX à différents pas d'évolution. Les trous d'eau sont hors de l'échelle.

5.1.3 Étude de l'assemblage UOX-Gd

Dans l'assemblage UOX-Gd, l'effet des crayons contenant du gadolinium est particulièrement important. Ceux-ci vont en effet faire diminuer localement le flux de neutrons et la puissance déposée dans les crayons de gadolinium ainsi que dans les cellules voisines va être plus faible que dans le reste de l'assemblage. Dans les cellules contenant du gadolinium, la puissance déposée n'atteint que $0,21 \times 10^{15}$ MeV/s, soit à peine 4 fois plus que dans les trous d'eau (voir Fig. 5.12).

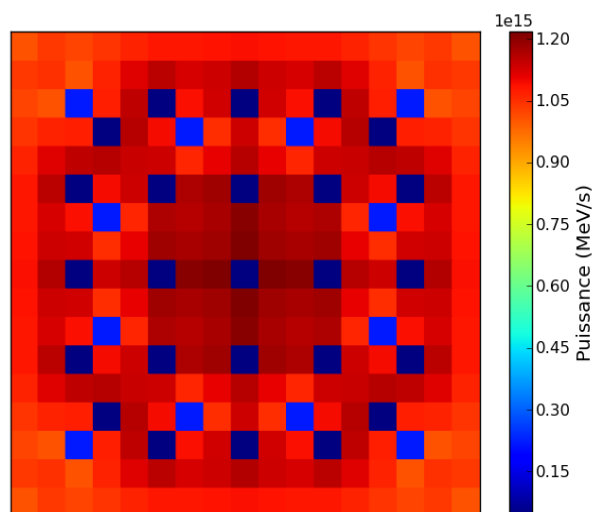


Figure 5.12 Puissance déposée dans l'assemblage UOX-Gd neuf.

Les cellules voisines de celles contenant du gadolinium sont aussi affectées par la baisse de flux, et, comme on peut le voir sur la figure 5.13, la puissance déposée est plus faible dans ces cellules que dans les autres cellules de combustible. Pour le reste de l'assemblage, on observe la même tendance que pour les assemblages UOX et MOX : la puissance déposée est plus élevée dans les cellules de combustible au centre de l'assemblage que dans celles situées en périphérie.

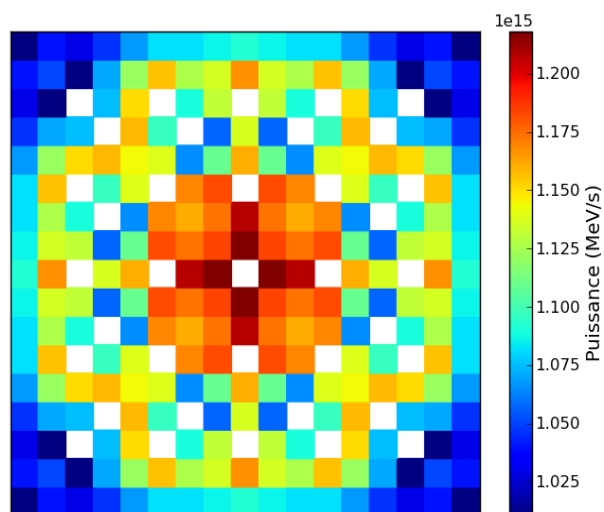


Figure 5.13 Puissance déposée dans l'assemblage UOX-Gd neuf. Les trous d'eau et les crayons gadoliniés sont hors de l'échelle de couleur.

À cause de l'absorption de neutrons, le gadolinium va émettre énormément de gammas qui seront en partie absorbés par les crayons voisins. Ainsi, les crayons de combustible autour des crayons contenant du gadolinium gagnent jusqu'à 1% de puissance déposée (voir Fig. 5.14) alors que les crayons contenant du gadolinium perdent environ 30% de puissance déposée (voir Fig. 5.15).

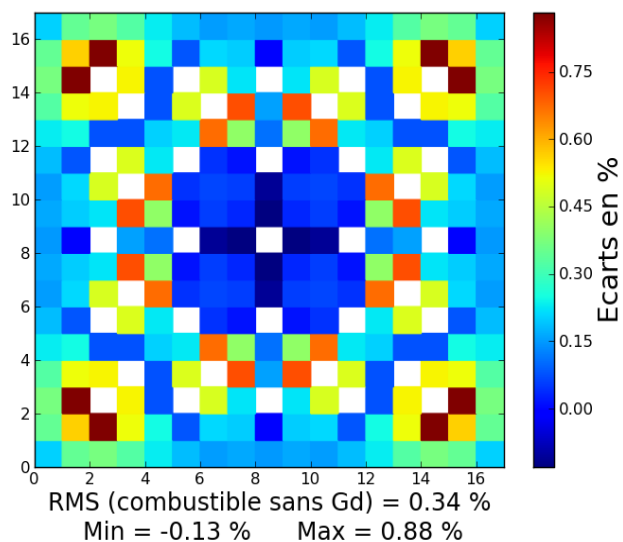


Figure 5.14 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd neuf. Les trous d'eau et les crayons gadoliniés sont hors de l'échelle de couleur.

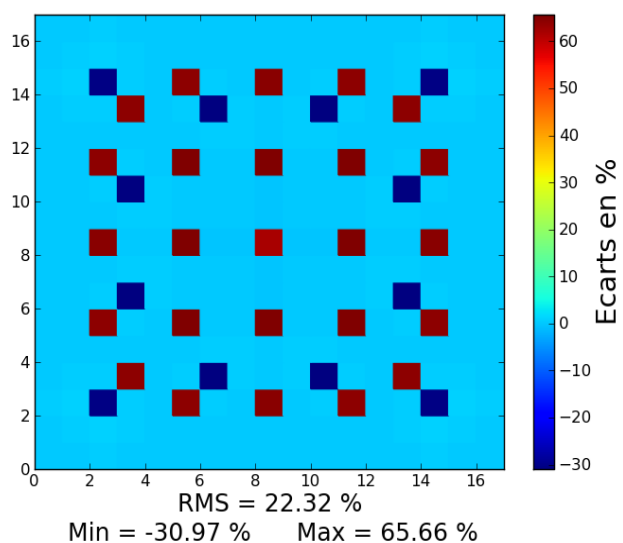


Figure 5.15 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd neuf.

En évolution, comme le gadolinium est consommé, son effet sur les gammas s'estompe (voir Fig. 5.16). Une fois le gadolinium disparu, l'effet des gammas sur l'assemblage UOX-Gd ressemble très fortement à leur effet sur l'assemblage UOX. Il est à noter que l'ajout du transport des gammas ne va pas modifier la vitesse de disparition du gadolinium puisque tous les taux d'absorption liés aux neutrons sont conservés dans nos schémas de calcul.

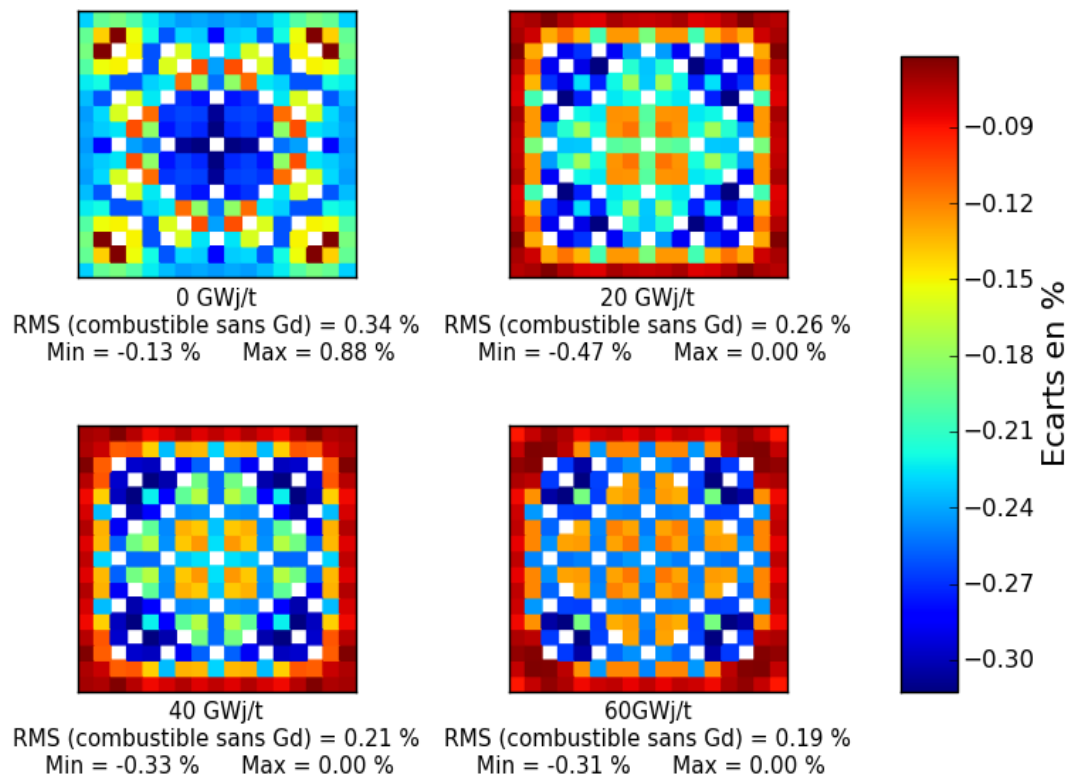


Figure 5.16 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un assemblage UOX-Gd à différents pas d'évolution. Les trous d'eau sont hors de l'échelle.

Finalement, le transport des gammas a globalement pour effet de lisser la nappe de puissance déposée pour les assemblages UOX et MOX. Dans les assemblages UOX-Gd, l'effet du gadolinium est important et le transport des gammas modifie localement la nappe de puissance déposée de manière prononcée.

Maintenant que nous avons étudiés l'effet du transport des gammas dans des assemblages en milieu infini, nous allons détailler les effets de l'environnement sur les assemblages en les plaçant dans des clusters 3×3 .

5.2 Effets de l'environnement et étude de clusters

5.2.1 Puissance déposée dans un cluster MOX

Dans cette partie, nous allons étudier des clusters constitués de 9 assemblages. Au centre, se situe un assemblage neuf. Autour, les assemblages sont des UOX déjà brûlés à 24 GWj/t. Dans cette partie, nous étudierons principalement un cluster avec un assemblage MOX au centre, identique à celui étudié précédemment. Ce cluster sera appelé simplement “ cluster MOX ”. Pour ce cluster, comme pour tous les autres, la puissance déposée est normalisée sur le cluster entier dans APOLLO-2 à 38.3097 watts par gramme de combustible.

Tout d'abord, la puissance déposée (après transport des gammas) est logiquement beaucoup plus importante sur l'assemblage MOX central (voir Fig. 5.17). Alors que la puissance atteint 1.20×10^{15} MeV/s pour certaines cellules MOX haute teneur, aucune cellule appartenant aux assemblages UOX ne dépasse 1.0×10^{15} MeV/s.

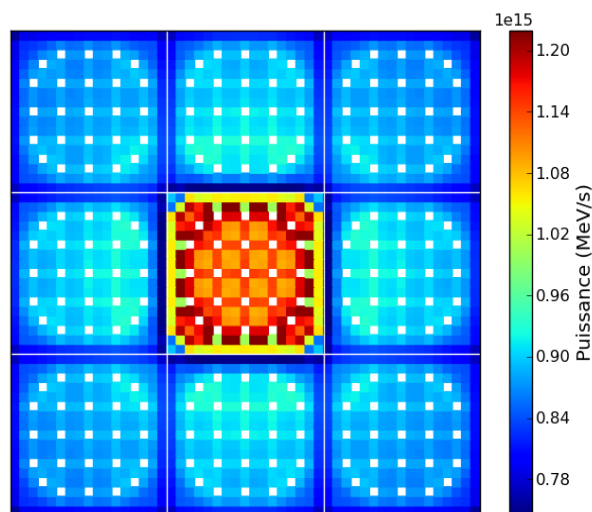


Figure 5.17 Puissance déposée dans un cluster MOX. Les trous d'eau sont hors de l'échelle de couleur. Figure obtenue grâce au schéma REL-94.

Comme le MOX central est beaucoup plus réactif, il y aura beaucoup plus de gammas émis par celui-ci. Une partie de ces gammas sera récupérée par les UOX environnants. Ainsi, le MOX central va globalement produire une puissance plus faible lorsque l'on va transporter les gammas alors que pour les UOX environnants une puissance plus élevée sera produite (voir Fig. 5.18 pour les écarts relatifs de puissance). Les cellules appartenant aux UOX qui vont le plus gagner de puissance déposée sont celles qui sont les plus proches du MOX

central (jusqu'à $+1.2\%$). Le reste des cellules UOX sera très peu affecté par le transport des gammas, comme l'était l'assemblage UOX en milieu infini. L'effet le plus marquant du transport des gammas sur le MOX central concerne les cellules MOX basse teneur. Alors que ceux-ci gagnaient plusieurs pourcents en puissance déposée lorsque l'assemblage était en milieu infini, les cellules MOX basse teneur ne gagnent plus qu'entre 0.5% et 0.8% de puissance déposée.

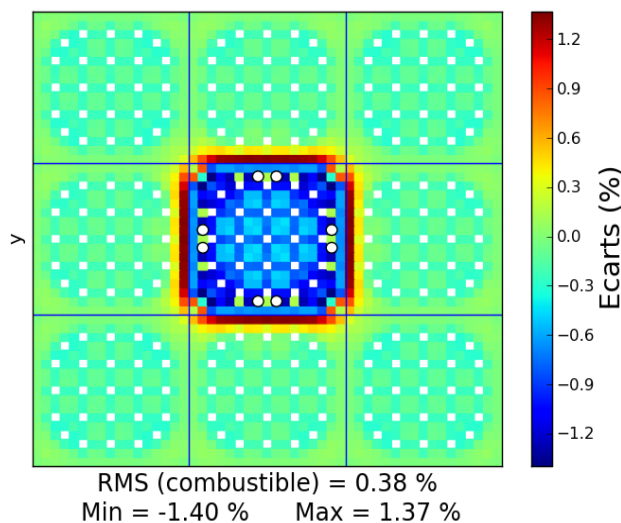


Figure 5.18 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster MOX. Les trous d'eau sont hors de l'échelle. Les cercles blancs représentent les points chauds.

5.2.2 Effets de l'environnement sur les gammas

Quand on regarde le comportement de cellules particulières selon que l'on soit en milieu infini ou avec environnement, on s'aperçoit que l'environnement affecte de la même façon toutes les cellules de l'assemblage MOX (voir Fig. 5.19). Comme les UOX vont récupérer une partie des gammas émis par les cellules MOX, soit ces dernières vont moins gagner d'énergie (cas des basse et moyenne teneurs) soit elles vont perdre encore plus d'énergie (cas des haute teneur) après transport des gammas.

En ce qui concerne le point chaud du cluster MOX, celui-ci se situe logiquement sur un MOX haute teneur (voir Fig. 5.18) et le transport des gammas diminue la puissance déposée dans celui-ci de 0.38% . Dans le cas du cluster MOX, l'environnement joue donc un rôle prépondérant. Même si on a toujours une diminution de la puissance déposée dans le point

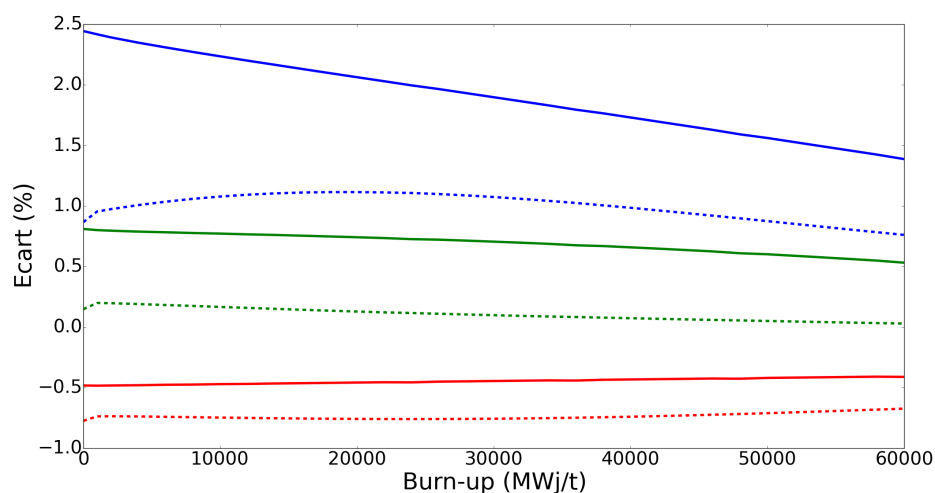


Figure 5.19 Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 3 cellules différentes en évolution : MOX haute teneur (rouge), MOX moyenne teneur (vert), MOX basse teneur (bleu). Les traits pleins représentent les cellules de l'assemblage en milieu infini. Les traits pointillés représentent les cellules de l'assemblage dans le cluster.

chaud, cette diminution est plus importante que dans le cas de l'assemblage en milieu infini. Quand on considère la totalité du cluster, on observe, comme dans le cas de l'assemblage en milieu infini, également un certain lissage de la nappe de puissance déposée puisque les MOX haute teneur voient leur puissance déposée diminuer, alors que les cellules UOX voient l'effet inverse.

5.2.3 Étude du cluster UOX

La puissance déposée dans le cluster UOX est logiquement beaucoup plus élevée sur l'assemblage neuf central (voir Fig. 5.20). La plus grande réactivité de l'assemblage central augmente néanmoins l'énergie déposée dans certaines cellules des autres assemblages. On retrouve pour l'assemblage central certaines caractéristiques de l'assemblage en milieu infini : la puissance déposée est plus élevée pour les cellules du centre que pour les cellules en périphérie.

Globalement, le transport des gammas va diminuer la puissance déposée dans l'assemblage central, jusqu'à -0.8% pour certaines cellules (voir Fig. 5.21). Les assemblages périphériques vont avoir une puissance déposée qui va globalement rester inchangée : les cellules du centre de ces assemblages vont perdre jusqu'à 0.2% de puissance déposée alors que les cellules périphériques vont en gagner jusqu'à 0.1% après transport des gammas. Globalement, on aura donc un lissage de la puissance déposée par assemblages. Dans chaque assemblage,

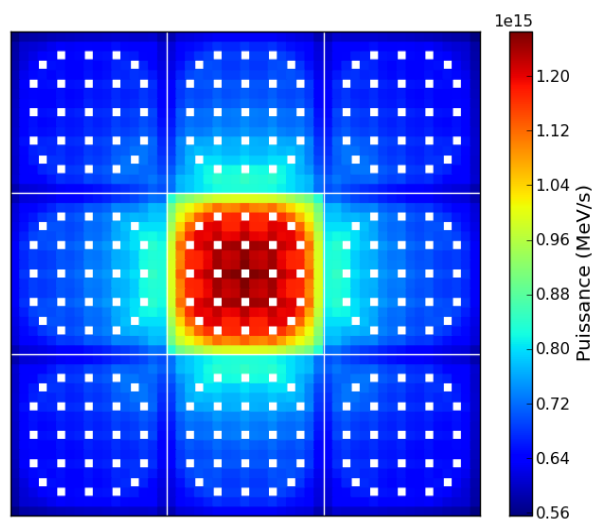


Figure 5.20 Puissance déposée dans un cluster UOX. Les trous d'eau sont hors de l'échelle de couleur. Figure obtenue grâce au schéma REL-94.

la nappe de puissance déposée va également être lissée, de la même manière que pour les assemblages UOX en milieu infini.

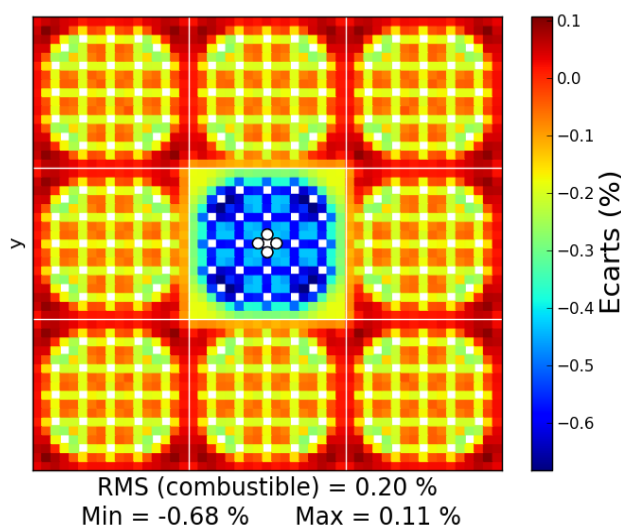


Figure 5.21 Écart relatif de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster UOX. Les trous d'eau sont hors de l'échelle. Les cercles blancs représentent les points chauds (au centre de la figure).

Les effets de l'environnement sur l'impact des gammas sont les mêmes que pour l'assemblage MOX. En effet, l'environnement va abaisser la puissance déposée par les gammas sur toutes les cellules de l'assemblage central. Sur la figure 5.22, on peut voir que les gammas diminuent de 0.24% la puissance déposée sur une des cellules centrales (en rouge) quand on fait des calculs en milieu infini. Quand on fait des calculs de cluster le transport des gammas va diminuer de 0.6% la puissance déposée dans cette même cellule. Sur une des cellules périphériques, le transport des gammas en milieu infini fait augmenter la puissance déposée de 0.04% alors que pour les calculs de cluster, le transport des gammas fait diminuer la puissance déposée dans cette même de 0.23%

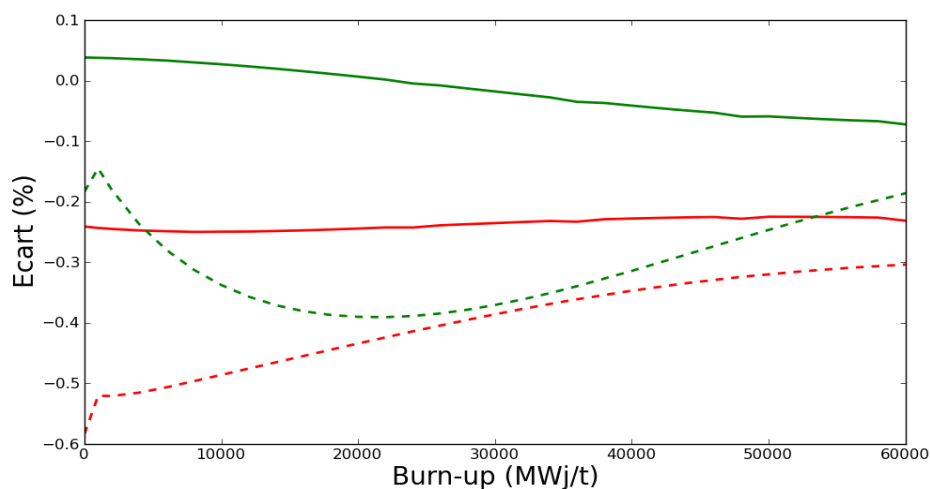


Figure 5.22 Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 2 cellules différentes en évolution : cellule au centre de l'assemblage (rouge) et en périphérie de l'assemblage (vert). Les traits pleins représentent les cellules de l'assemblage en milieu infini. Les traits pointillés représentent les cellules de l'assemblage central du cluster.

5.2.4 Étude du cluster UOX-Gd

Dans le cas du cluster UOX-Gd, l'effet du transport des gammas est très important sur les cellules contenant du gadolinium et les cellules voisines. Le reste des cellules a tendance à avoir une légère baisse de la puissance déposée après transport des gammas (voir Fig. 5.23).

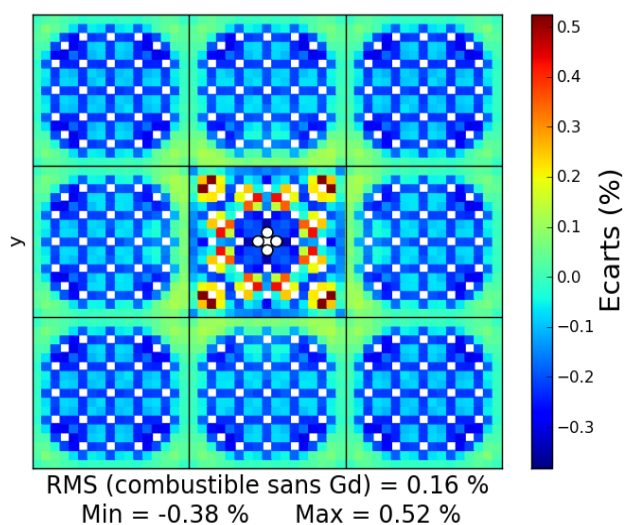


Figure 5.23 Écart relatif de puissance dus au transport des gammas sur la puissance déposée dans un cluster UOX-Gd. Les trous d'eau sont hors de l'échelle. Les cercles blancs représentent les points chauds (au centre de la figure).

L'effet de l'environnement est encore une fois globalement le même dans le cas du cluster UOX-Gd.

En effet, les cellules de l'assemblage central ne contenant pas de gadolinium vont soit gagner moins en puissance soit en perdre plus après transport des gammas (voir Fig. 5.24).

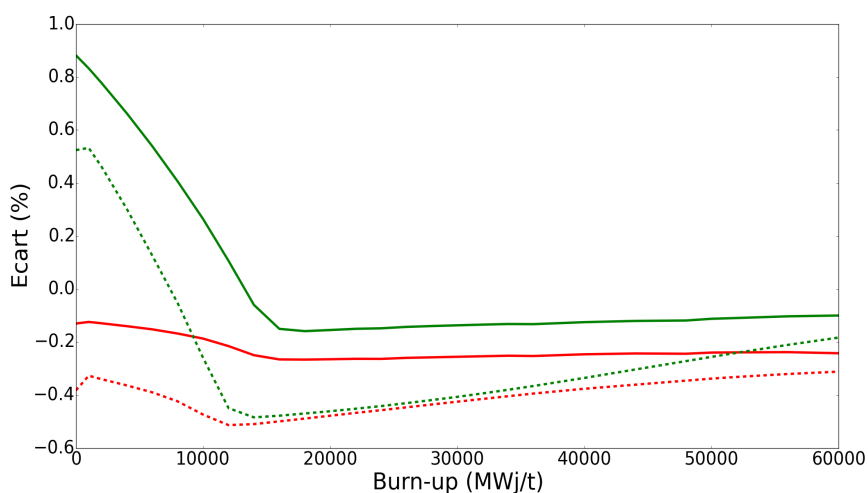


Figure 5.24 Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur 2 cellules UOX appartenant à un assemblage UOX-Gd : cellule face à un trou d'eau (rouge), cellule face à un crayon gadolinisé (vert) Les traits pleins représentent les cellules de l'assemblage en milieu infini. Les traits pointillés représentent les cellules de l'assemblage dans le cluster.

En revanche, le comportement des cellules contenant du gadolinium est un peu différent : l'environnement aura surtout un effet sur le flux de neutron de sorte que le pic gadolinium ne sera pas atteint au même moment. L'effet du transport des gammas sur les cellules contenant du gadolinium semble sinon être le même que pour les autres cellules : l'environnement va abaisser légèrement la courbe (voir Fig. 5.25).

Comme pour les assemblages en milieu infini, le transport des gammas lisse donc la nappe de puissance des clusters UOX et MOX même si l'effet de l'environnement sur les assemblages centraux est important. Le gadolinium a pour effet, ici encore, de modifier localement l'impact des gammas.

Les grandeurs significatives de l'impact des gammas sur la puissance déposée sont résumées dans le tableau 5.1.

Après avoir vu l'impact du transport des gammas sur un assemblage puis un cluster, nous allons voir comment nous avons mis en place les effets des gammas dans le code de coeur COCAGNE avant de détailler l'impact du transport des gammas sur un coeur complet.

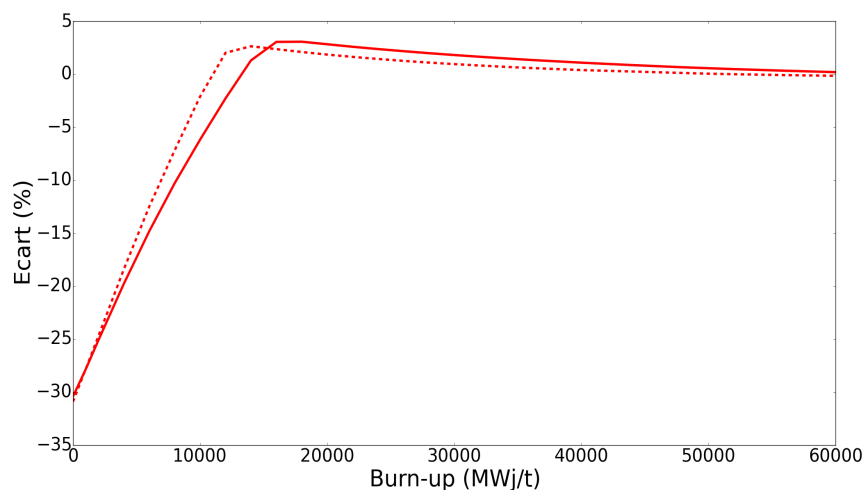


Figure 5.25 Effets de l'environnement : écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas sur une cellule contenant du gadolinium. Les traits pleins représentent les cellules de l'assemblage en milieu infini. Les traits pointillés représentent les cellules de l'assemblage dans le cluster.

Tableau 5.1 Tableau récapitulatif de l'impact des gammas sur différentes structures

Calcul	Min (%)	Max (%)	RMS (combustible sans Gd, en %)
Assemblage MOX	-0.91	2.44	0.79
Cluster MOX	-1.40	1.37	0.38
Assemblage UOX	-0.35	0.08	0.18
Cluster UOX	-0.68	0.11	0.20
Assemblage UOX-Gd	-0.13	0.88	0.34
Cluster UOX-Gd	-0.38	0.52	0.16

CHAPITRE 6 IMPACT DES GAMMAS SUR LA DISTRIBUTION FINE DE PUISSANCE D'UN COEUR

6.1 Présentation des calculs de coeur avec gammas

6.1.1 Utilisation des gammas dans le code de coeur COCAGNE

Le code de coeur utilisé par la nouvelle chaîne ANDROMEDE est le code 3D COCAGNE. Ce code utilise des bibliothèques multi-paramètres de format DKLIB qui correspondent chacune à un assemblage particulier. Ces dernières sont générées à partir de fichiers appelés SAPHYB obtenus en sortie d'APOLLO-2.

Pour calculer le flux neutronique cellule par cellule avec un code de coeur il existe plusieurs possibilités :

- Calcul du flux neutronique cellule par cellule puis calcul de la puissance déposée grâce à des sections efficaces.
- Calcul du flux neutronique sur un maillage 4×4 étoile (voir Fig. 6.1) puis reconstruction de la distribution fine de puissance grâce à des nappes normalisées sur chaque élément du maillage.
- Calcul du flux neutronique homogène par assemblage puis reconstruction de la distribution fine de puissance grâce à une nappe normalisée.

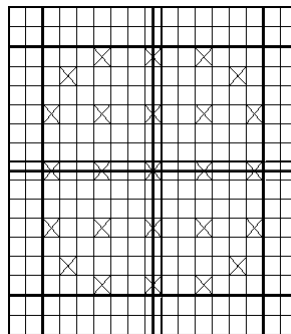


Figure 6.1 Description du maillage hétérogène 4×4 étoile d'un assemblage

Actuellement, dans les DKLIB existent 2 variables qui permettent de calculer la distribution fine de puissance déposée par les neutrons :

- *power_norm* : nappe de puissance normalisée utilisée dans les calculs homogène et hétérogène.
- *macro_energie* : section efficace permettant de reconstruire la nappe de puissance à

partir du calcul cellule par cellule. *macro_energie* est définie de la façon suivante dans notre cas :

$$macro_energie = \kappa_n \Sigma_n + \kappa_g \Sigma_g \quad (6.1)$$

où κ_n et κ_g sont des coefficients prenant en compte la puissance déposée respectivement par les fissions et par les captures.

Pour pouvoir utiliser les gammas, et récupérer l'énergie déposée par ceux-ci, il a fallu utiliser un module appelé MACENERGY dans APOLLO-2. Ce module permet de récupérer l'énergie déposée par les neutrons et les gammas. Cependant, l'énergie déposée par les neutrons avec MACENERGY prend en compte l'énergie déposée lors du ralentissement des neutrons alors que les variables *power_norm* et *macro_energie* qui étaient initialement présentes dans les DKLIB ne la prenaient pas en compte. Habituellement, seul le module EDITAUX est utilisé et celui-ci permet simplement d'extraire certains paramètres des structures de données utilisées dans APOLLO-2. Les écarts entre l'ancienne et la nouvelle nappe neutron sont précisés dans l'annexe C. Ainsi, nous avons dû rajouter 4 variables dans les DKLIB :

- *power_norm_n* : nappe de puissance normalisée sans transport des gammas (mais avec prise en compte de l'énergie de diffusion).
- *power_norm_ng* : nappe de puissance normalisée après transport des gammas.
- *macro_energie_n* : section efficace sans transport des gammas (mais avec prise en compte de l'énergie de ralentissement).
- *macro_energie_ng* : section efficace après transport des gammas.

Les sections *macro_energie_n* et *macro_energie_ng* sont obtenues à partir des variables *energie_n* et *energie_ng* qui correspondent à la puissance déposée respectivement avant et après transport des gammas dans chaque cellule calculée par APOLLO-2. La variable *energie* est reliée à *macro_energie* grâce à la formule suivante :

$$energie = \sum_i \phi(i, c) \times macro_energie(i, c) \quad (6.2)$$

Dans ces calculs, la section présente à l'origine (*macro_energie*) est également utilisée, de même que le flux, pour permettre de normaliser les valeurs.

Par exemple, pour un groupe d'énergie *i* et une cellule *c*, on calcule *macro_energie_ng* de la façon suivante :

$$macro_energie_ng(i, c) = \frac{macro_energie(i, c) \times energie_ng(c)}{\sum_i \phi(i, c) \times macro_energie(i, c)} \quad (6.3)$$

où $\phi(i, c)$ est le flux de neutrons. Par rapport à l'équation 6.1, l'équation 6.3 correspond à

une modification des κ_g due au transport des gammas.

Des modifications ont également été apportées à COCAGNE avec notamment l'ajout d'une option supplémentaire permettant de choisir le type de puissance déposée requise (prise en compte de l'énergie déposée lors du ralentissement des neutrons ou non et prise en compte de l'énergie déposée après transport des gammas ou non). Dans les différents modules de COCAGNE ayant un lien avec les calculs de puissance déposée, il a également fallu ajouter la possibilité de calculer la puissance déposée de différentes façons.

Pour pouvoir choisir entre les 3 nappes, un paramètre appelé *SYMBOLS.macro_energie* a été ajouté dans les données qui peuvent être entrées par l'utilisateur. Par défaut, ce paramètre vaut *macro_energie*. Pour les autres nappes, ce paramètre vaut *macro_energie_n* ou *macro_energie_ng*.

Ainsi, nous avons été capables de calculer avec COCAGNE des distributions fines de puissance prenant en compte les gammas. Les écarts entre les différentes modélisations utilisées dans COCAGNE sont simplement décrits dans l'annexe D puisqu'ils ne présentent pas de résultats directement liés aux gammas.

Dans la suite, quand nous parlerons des résultats de COCAGNE après transport des gammas, c'est que nous aurons utilisé les paramètres de la DKLIB correspondant à un calcul APOLLO-2 avec transport des gammas.

En utilisant ces paramètres, nous ne sommes cependant pas capables de reproduire les effets d'environnement précédemment étudiés dans le cas des clusters. En effet, avec COCAGNE, nous ne calculons que le flux de neutrons avant de reconstruire ou de calculer la puissance déposée avec les sections ou les nappes présentes dans la DKLIB. Dans chaque cellule nous aurons donc un impact du transport des gammas égal à celui calculé par APOLLO-2 et présent dans la DKLIB.

6.1.2 Calcul de la structure fine de puissance grâce au flux

Une fois que nous avons déterminé le flux de neutrons grâce à un code de coeur, il faut calculer dans le cas de notre projet, la puissance déposée dans toutes les cellules d'un assemblage grâce à COCAGNE. Pour cela, il existe 2 possibilités :

- Si on a calculé le flux sur chaque cellule, il suffit de multiplier ce flux par une section efficace correspondant à chaque cellule. Ces sections efficaces sont des valeurs calculées auparavant sur des assemblages en milieu infini grâce à un code de réseau que l'on va enregistrer dans des bibliothèques multi-paramètres (voir Fliscounakis et al. (2011)). Elles permettent d'obtenir directement la puissance déposée à partir du flux.

Globalement, pour calculer la structure fine de puissance, il faut procéder de la façon suivante, en notant P_p la puissance déposée dans une cellule p quelconque et $\Sigma_{norm,p}$ la section efficace normalisée de production d'énergie (*macro_energie*, *macro_energie_n* ou *macro_energie_ng*) :

$$P_p = \Sigma_{norm,p} \phi_p f \quad (6.4)$$

où f est un nouveau facteur de normalisation défini sur la totalité du coeur et qui dépend de la puissance totale du coeur.

- Si on a calculé le flux sur des régions contenant plusieurs cellules, il faut passer par des sections efficaces correspondant à des nappes de puissance déposée normalisées pour chaque région. Les sections efficaces normalisées sont également calculées en amont grâce à un code de réseau et enregistrées dans les bibliothèques multi-paramètres. Grâce aux nappes normalisées sur chaque région, la nappe de puissance déposée sur le coeur est calculée grâce au flux sur chaque région. Pour une cellule p dans une région i , cela revient à procéder de la façon suivante :

$$P_p = \Pi_{norm,i,p} \phi_i f \quad (6.5)$$

où Π correspond au facteur lié à la nappe de puissance normalisée (*power_norm*, *power_norm_n* ou *power_norm_ng*).

Il est à noter que la normalisation des sections efficaces dépend du maillage utilisé dans le code de coeur.

6.1.3 Présentation de KAIST-1A

Nous avons utilisé le benchmark KAIST-1A (voir Cho (2013)) pour étudier l'impact du transport des gammas sur un coeur complet. Le coeur KAIST-1A est un coeur très hétérogène composé de 5 types d'assemblages différents (voir Fig. 6.2).

Les calculs sur KAIST sans gammas ont déjà été validés par EDF (voir Calloo et al. (2014, 2016)).

UOX 2,00 %	UOX 2,00 %		
MOX	UOX 3,30 %	UOX 2,00 %	
UOX 3,30 %	MOX-Gd	UOX 3,30 %	UOX 2,00 %
UOX-Gd	UOX 3,30 %	MOX	UOX 2,00 %

Figure 6.2 Description des assemblages d'un huitième du coeur KAIST 1-A

6.2 Calcul de la puissance déposée dans KAIST-1A grâce à TRIPOLI-4

6.2.1 Puissance déposée dans KAIST-1A

Tout d'abord, nous allons présenter la distribution fine de puissance obtenue avec la référence TRIPOLI-4. Les assemblages qui ont la puissance déposée la plus grande sont les assemblages UOX et MOX-Gd (voir Fig. 6.3). Les points chauds sont situés sur les crayons MOX basse teneur des assemblages MOX-Gd. Par ailleurs, la carte montre que la puissance déposée décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne des assemblages centraux.

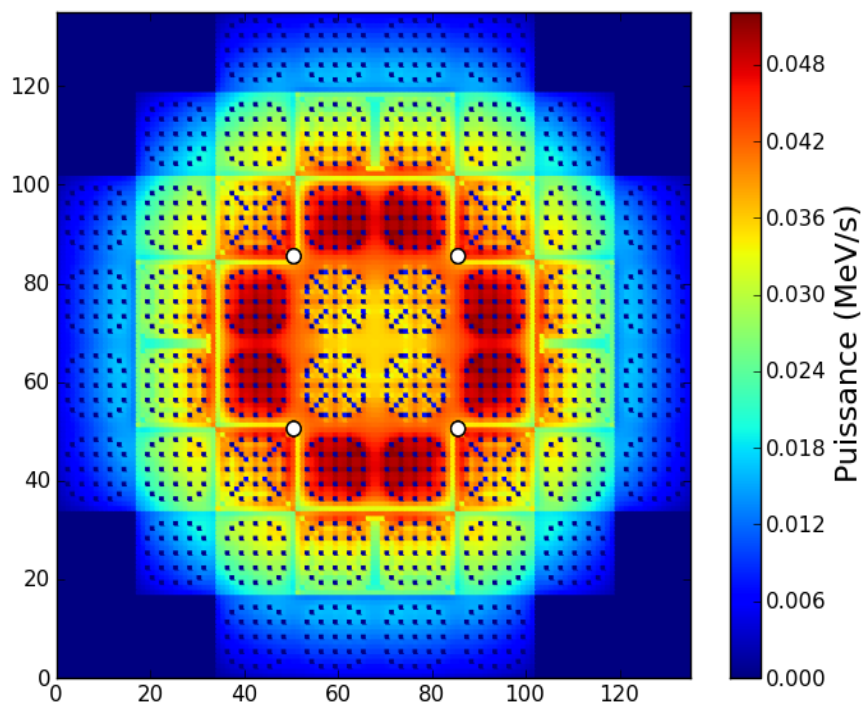


Figure 6.3 Puissance déposée dans KAIST après transport des neutrons et des gammas. Les points chauds sont représentés par les cercles blancs et sont situés sur les crayons MOX basse teneur des assemblages MOX-Gd. Résultats obtenus grâce à TRIPOLI-4.

6.2.2 Impact des gammas sur la puissance déposée

Grâce aux calculs TRIPOLI-4, nous avons pu obtenir une référence pour illustrer l'impact du transport des gammas sur la distribution fine de puissance de KAIST. Sur ce coeur particulier, les variations de puissance provenant du transport des gammas ressemblent à celles que nous avons pour les clusters : la distribution fine de puissance est légèrement lissée puisque la puissance déposée augmente dans les assemblages périphériques du coeur et diminue dans les crayons les plus chauds (voir Fig. 6.4). La puissance déposée sur le point chaud diminue de 1.84%.

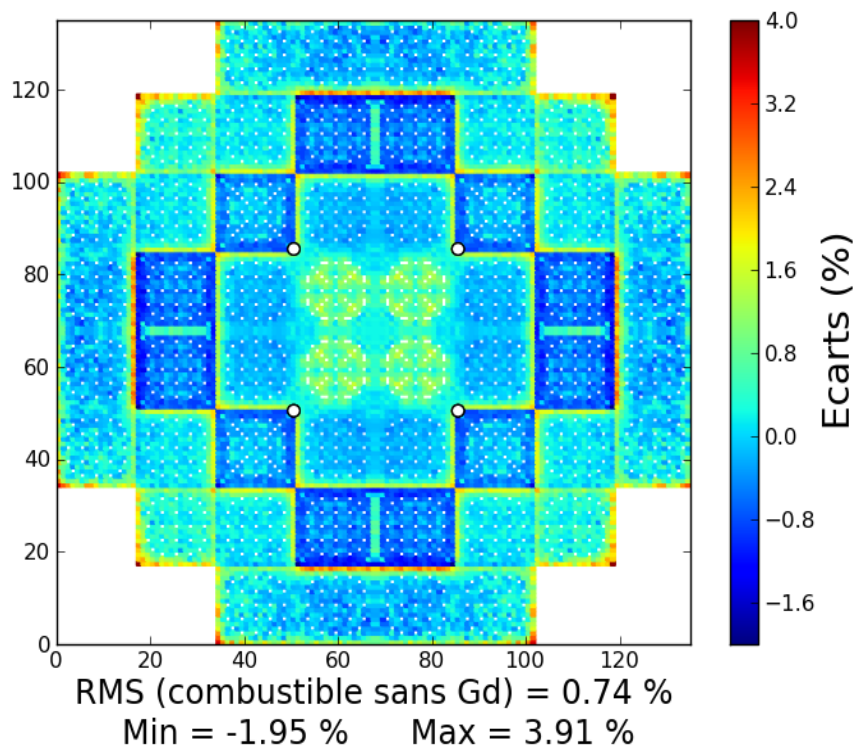


Figure 6.4 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas. Les trous d'eau et les cellules qui contiennent du gadolinium sont hors de l'échelle de couleur. Les points chauds sont représentés par les cercles blancs. Résultats obtenus grâce à TRIPOLI-4.

6.3 Étude de la distribution fine de puissance sur le coeur KAIST-1A avec COCAGNE

6.3.1 Puissance déposée dans KAIST-1A

Avec les calculs COCAGNE de diffusion homogène à 2 groupes ou bien SP3 crayon par crayon à 26 groupes que nous avons effectués (voir Fig. 6.5 pour l'exemple du SP3), nous obtenons des nappes de puissance déposée très similaires à celle obtenue avec TRIPOLI-4 (voir Fig. 6.3). Le point chaud est situé au même endroit qu'avec TRIPOLI-4 : en périphérie d'un assemblage MOX-Gd. La puissance diminue également très rapidement lorsque l'on s'approche de la périphérie du coeur.

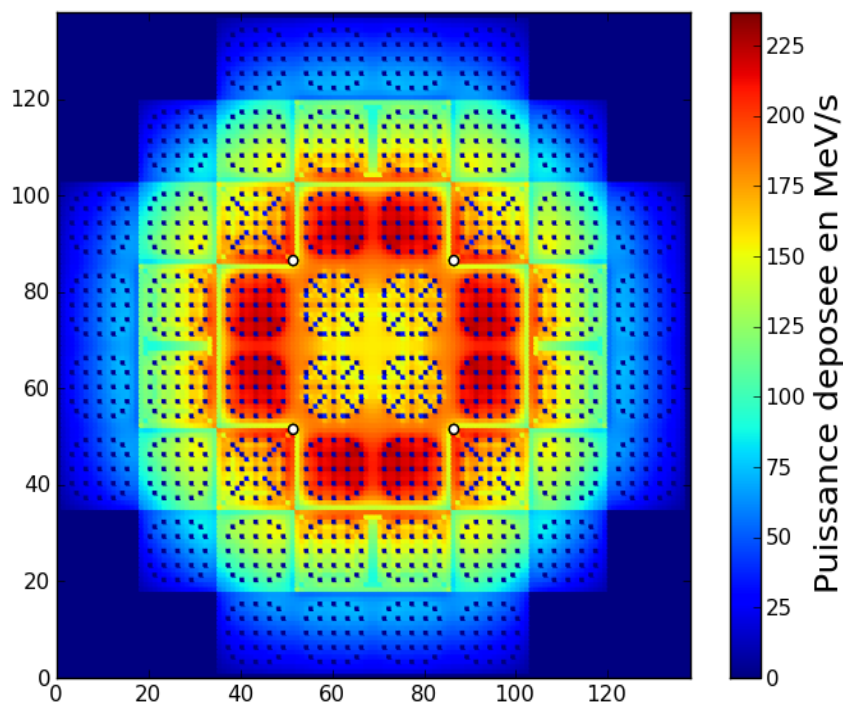


Figure 6.5 Puissance déposée dans KAIST-1A par les neutrons et les gammas. Résultats obtenus grâce à COCAGNE avec un calcul SP3.

6.3.2 Impact des gammas sur la distribution fine de puissance

Comme dit précédemment, l'impact de l'environnement sur le transport des gammas n'est pas pris en compte dans COCAGNE. Ainsi, peu importe le type de calcul de coeur effectué (homogène, hétérogène ou cellule par cellule, calcul de diffusion ou de transport ...) la contribution des gammas à la puissance déposée sera celle sauvée dans DKLIB et calculée avec APOLLO-2 (voir Fig. 6.6). Comme dans le cas du MOX en milieu infini, pour l'assemblage MOX-Gd en milieu infini ce sont les crayons périphériques, donc les MOX basse teneur, qui voient leur puissance déposée augmenter lorsque l'on transporte les gammas. C'est pourquoi, dans le cas du calcul COCAGNE, le transport des gammas va augmenter la puissance des points chauds de 0.94%.

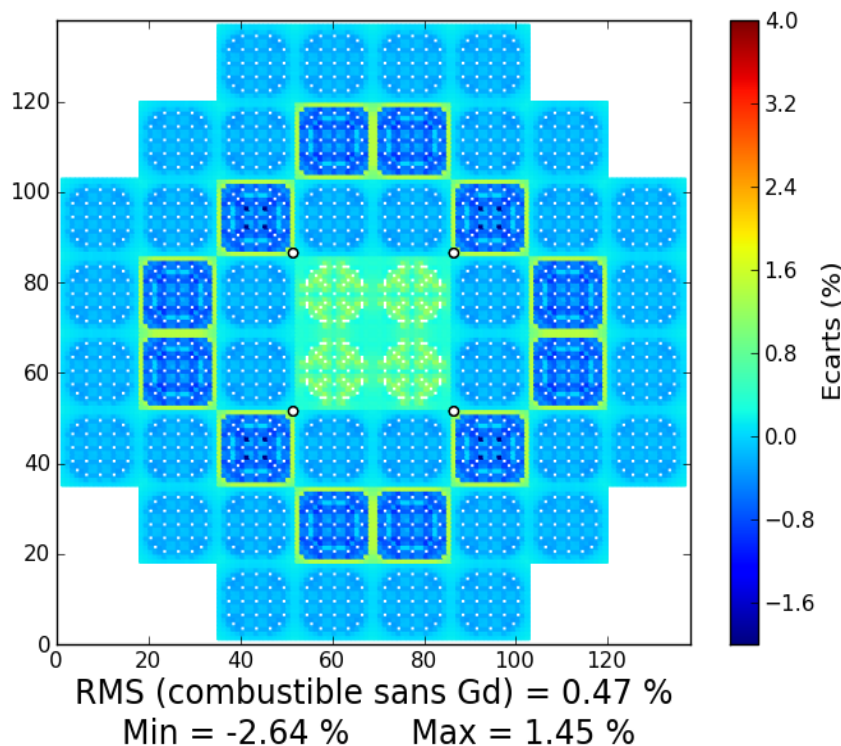


Figure 6.6 Écarts relatifs de puissance dus au transport des gammas. Les trous d'eau et les cellules qui contiennent du gadolinium sont hors de l'échelle de couleur. Les points chauds sont représentés par les cercles blancs. Résultats obtenus grâce à COCAGNE (SP3 ou diffusion indifféremment).

6.3.3 Validation des résultats de COCAGNE pour des calculs neutron-gamma

Lorsque l'on utilise les paramètres du schéma industriel (calcul homogène de diffusion à 2 groupes), le transport des gammas ne semble améliorer que très légèrement les écarts. La moyenne quadratique passe de 2.27% à 2.18% (voir les figures 6.7 et 6.8 respectivement). En revanche, le transport des gammas ne modifie pas la position du point chaud.

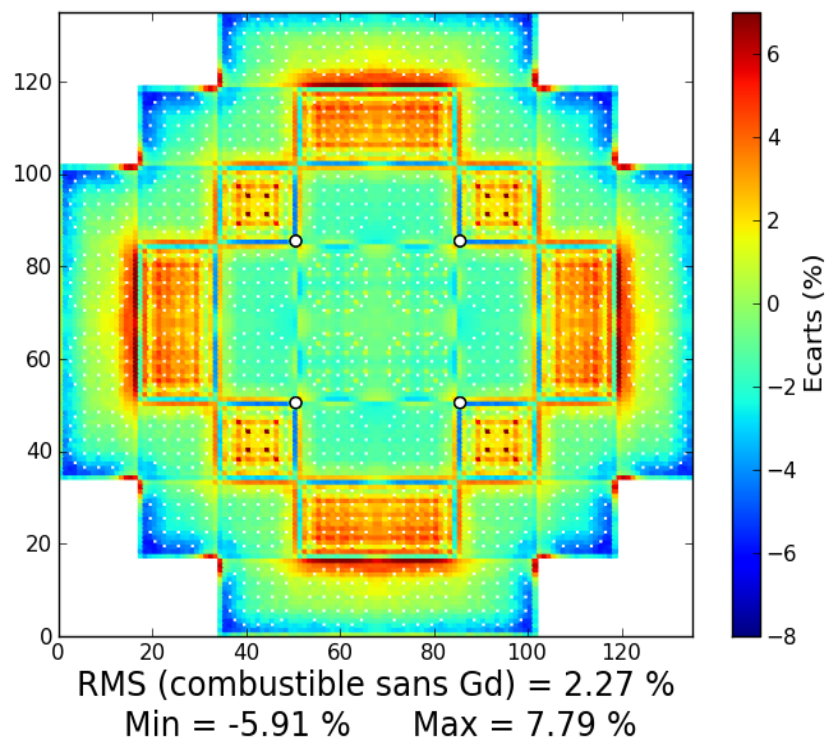


Figure 6.7 Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (diffusion homogène) et TRIPOLI-4 sans transport des gammas.

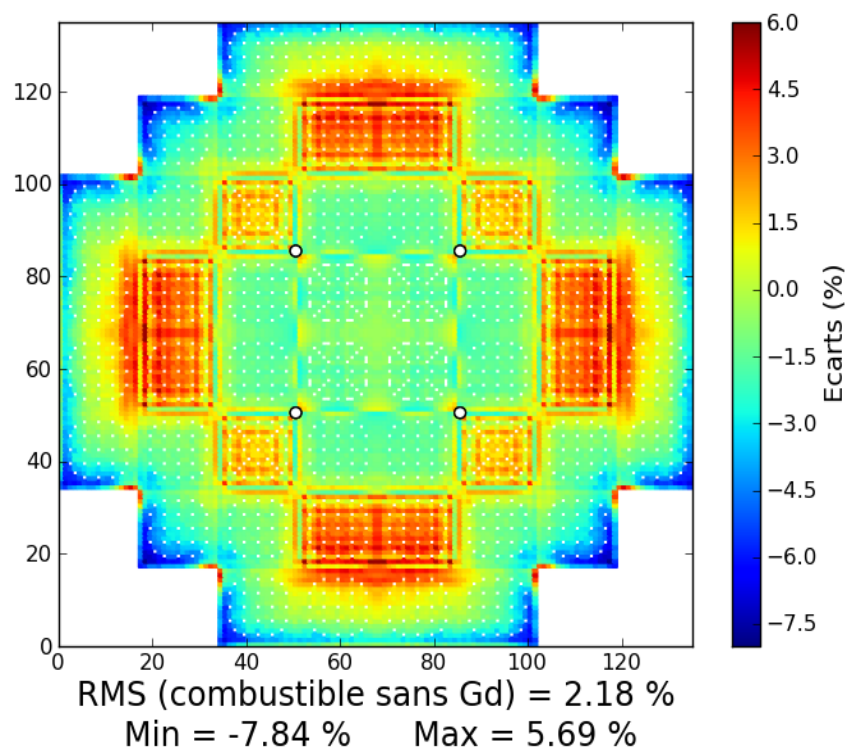


Figure 6.8 Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (diffusion homogène) et TRIPOLI-4 après transport des gammas.

La prise en compte des nappes de puissance modifiées par le transport des gammas n'améliore donc pas sensiblement les calculs industriels de puissance déposée. La cause de ceci est certainement la non-prise en compte des effets d'environnement évoqués précédemment.

En effet, ces problèmes d'environnement sont particulièrement mis en évidence lorsque nous comparons directement des calculs plus fins (SP3 crayon par crayon) et les résultats de TRIPOLI-4 : sans transport des gammas, la moyenne quadratique des écarts est égale à 0.45% (voir Fig. 6.9) tandis qu'après la prise en compte de l'effet des gammas, cette moyenne quadratique s'élève à 1.02% (voir Fig. 6.10).

Le point chaud est surévalué dans COCAGNE, par rapport à TRIPOLI-4, de 0.81% avant la prise en compte du transport des gammas et de 2.43% après.

Les effets de l'environnement sont donc primordiaux, notamment dans le cas de coeurs très hétérogènes comme KAIST-1A.

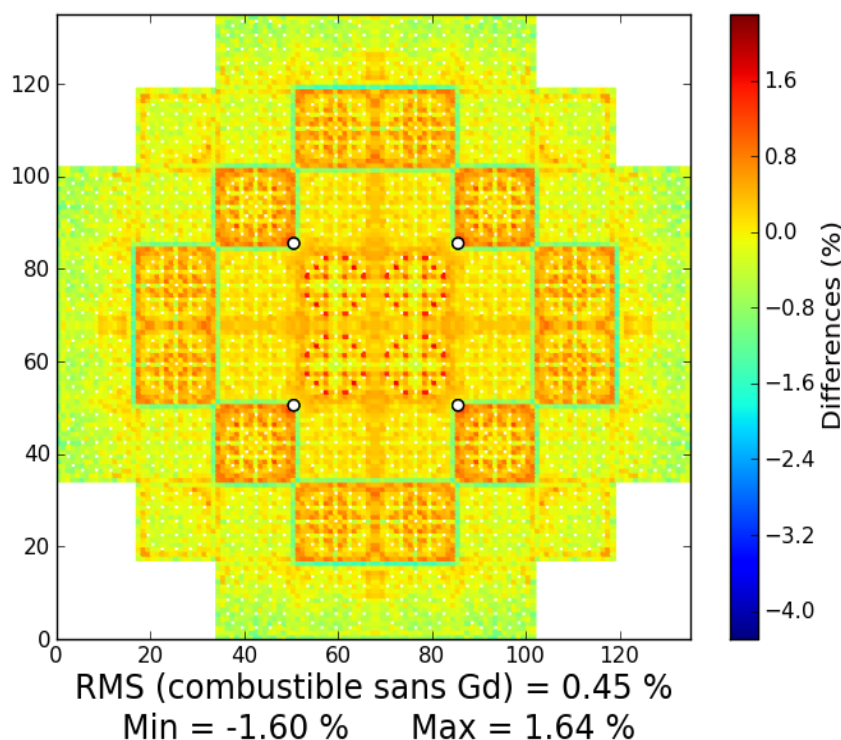


Figure 6.9 Écarts relatifs sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (SP3) et TRIPOLI-4 sans transport des gammas.

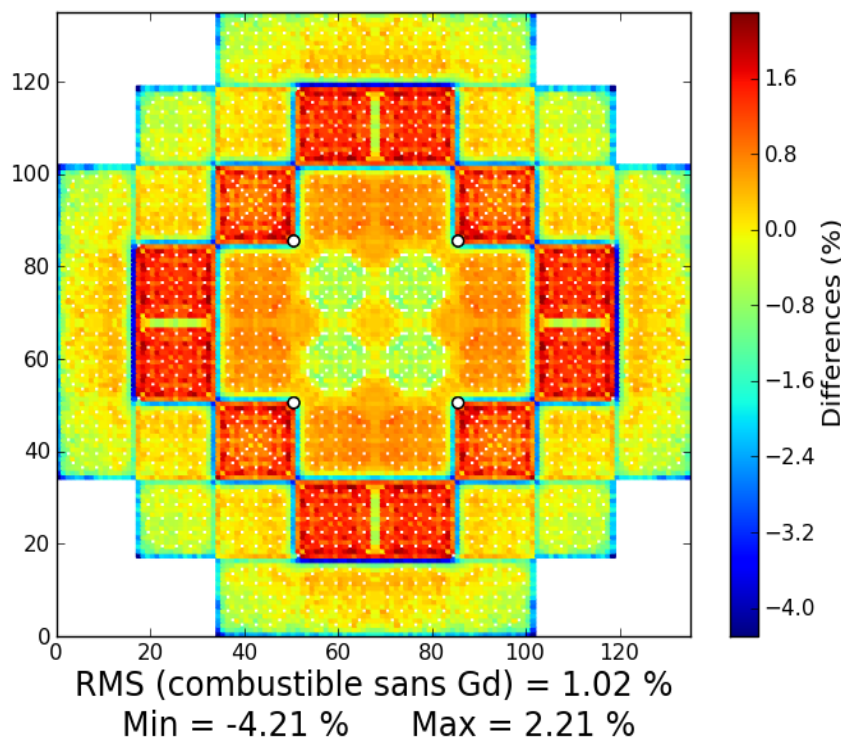


Figure 6.10 Écart relatif sur la puissance déposée dans KAIST entre COCAGNE (SP3) et TRIPOLI-4 après transport des gammas.

Ainsi, pour le moment, les calculs COCAGNE utilisant les nappes de puissance déposée après transport des gammas ne sont pas toujours concluants, notamment dans le cas de calculs SP3. Une nouvelle méthode pour inclure les effets du transport des gammas dans COCAGNE devrait donc être implantée pour pouvoir faire des calculs de coeur précis prenant en compte l'effet du transport des gammas. La première possibilité serait d'ajouter un nouveau paramètre dans les DKLIB permettant de prendre en compte la différence de réactivité entre les assemblages et d'ajuster l'impact du transport des gammas sur chaque assemblage en fonction de cette différence de réactivité. La seconde possibilité est l'ajout du transport des gammas dans COCAGNE. De la même façon que dans les calculs de réseau, les méthodes utilisées dans COCAGNE sont adaptables au transport des gammas. Néanmoins, cet ajout nécessite de nombreux développements dans COCAGNE. Par ailleurs, il faudrait également inclure un certain nombre de nouveaux paramètres dans la DKLIB mais cette étape n'est pas un obstacle majeur puisque les DKLIB ont été conçues pour pouvoir être adaptables et prendre en compte tout type de nouveaux paramètres.

CHAPITRE 7 CONCLUSION

7.1 Synthèse des travaux

Nous avons donc pu mettre en place et valider 3 schémas déterministes de transport neutron-gamma dans le code de réseau APOLLO-2.

Pour cela, nous avons commencé par créer, à partir du schéma SHEM-MOC, le schéma SHEM-MOC-gamma transportant les gammas après le calcul du flux de neutrons. Les calculs du flux gamma et de la puissance déposée ont été validés pour 3 assemblages neufs. Ainsi, nous avons validé le transport des gammas dans ce schéma.

Ensuite, nous avons pu valider, à partir du schéma SHEM-MOC-gamma, le schéma REL-94 et le schéma optimisé REL-2005-gamma en évolution. Ces deux schémas présentent des résultats assez similaires, notamment vis-à-vis des écarts par rapport à la référence SHEM-MOC-gamma.

Trois schémas de calcul déterministes transportant les neutrons et les gammas ont donc été validés dont un schéma de référence et un schéma optimisé. Nous avons vu que le transport des gammas peut apporter des écarts conséquents sur les distributions fines de puissance. En effet, l'écart de puissance sur les cellules de combustible sans gadolinium peut dépasser 1% comme on peut le voir sur le tableau 7.1 et atteint plus de 30% pour les crayons gadoliniés. Nous avons également vu que les effets de l'environnement n'étaient pas négligeables et devaient être pris en compte particulièrement dans le cas d'une grande différence de réactivité entre 2 assemblages. Les calculs de clusters ont notamment montré que dans le cas d'assemblages avec des réactivités très différentes, les cellules périphériques étaient très affectées par l'environnement.

Globalement, le transport des gammas semble lisser la distribution fine de puissance. Néanmoins, les crayons gadoliniés ont des effets locaux assez importants qui annulent localement ce lissage.

Comme le temps de calcul n'était pas une contrainte dans le cadre de ce projet, nous avons utilisé le schéma REL-94 pour créer les bibliothèques DKLIB que nous avons pu utiliser dans COCAGNE pour effectuer des calculs de coeur. Le schéma REL-94 a été choisi pour obtenir des DKLIBs avec peu d'approximations et ainsi étudier plus précisément l'effet du transport des gammas dans COCAGNE.

Finalement, le transport des gammas a des effets conséquents sur la puissance déposée et

Tableau 7.1 Tableau bilan de l'impact moyen des gammas. Les résultats pour les assemblages ont été obtenus avec le schéma SHEM-MOC-gamma. Les résultats pour les clusters ont été obtenus avec le schéma REL-94. Les résultats pour KAIST-1A ont été obtenus avec TRIPOLI-4.

Calcul	Min (%)	Max (%)	RMS (combustible sans Gd, en %)
Assemblage MOX	-0.91	2.44	0.79
Cluster MOX	-1.40	1.37	0.38
Assemblage UOX	-0.35	0.08	0.18
Cluster UOX	-0.68	0.11	0.20
Assemblage UOX-Gd	-0.13	0.88	0.34
Cluster UOX-Gd	-0.38	0.52	0.16
KAIST-1A	-1.95	3.91	0.74

particulièrement sur les points chauds des coeurs. La référence TRIPOLI-4 pour le coeur KAIST-1A a montré que le transport des gammas diminuait la puissance du point chaud. De la même façon, on observe une diminution de la puissance du point chaud pour tous les calculs que nous avons effectués comme on peut le voir dans le tableau 7.2.

Tableau 7.2 Tableau montrant l'impact des gammas sur le point chaud. Les résultats pour les assemblages ont été obtenus avec le schéma SHEM-MOC-gamma. Les résultats pour les clusters ont été obtenus avec le schéma REL-94. Les résultats pour KAIST-1A ont été obtenus avec TRIPOLI-4.

Calcul	Impact sur le point chaud (%)
Assemblage MOX	-0.91
Cluster MOX	-0.38
Assemblage UOX	-0.35
Cluster UOX	-0.58
Assemblage UOX-Gd	-0.13
Cluster UOX-Gd	-0.38
KAIST-1A	-1.58

De nouveaux paramètres ont également été ajoutés aux bibliothèques mutli-paramètres pour permettre de prendre en compte l'impact du transport des gammas calculé par APOLLO-2 dans des calculs de coeur effectués avec COCAGNE. Des calculs de diffusion homogène à 2 groupes, correspondant à la chaîne de calcul industrielle ont notamment été effectués en prenant en compte ces nouveaux paramètres.

7.2 Limitations de la solution proposée et améliorations futures

Sur le benchmark KAIST-1A, les calculs avec COCAGNE ne rendent pas correctement compte de l'effet des gammas sur la puissance déposée puisqu'il y a de grandes différences de réactivité entre les types d'assemblage. Comme nous n'avons pas transporté les gammas dans COCAGNE, les assemblages produisant une grande quantité de gammas récupéraient la totalité de l'énergie de ces gammas alors qu'en réalité les assemblages adjacents récupèrent une partie de cette énergie. Cela conduit donc à des biais de calcul et des études complémentaires seraient nécessaires pour étudier l'impact du transport des gammas sur des coeurs réels. Le transport des gammas dans les calculs d'assemblage n'améliore donc pas sensiblement les calculs de diffusion utilisés dans les chaînes industrielles pour le moment.

Pour pallier ces problèmes, il pourrait être intéressant d'introduire un facteur permettant de modéliser cette perte d'énergie liée au transport des gammas entre deux assemblages. Sinon, un transport des gammas identique au transport des photons pourrait être mis en place dans les calculs COCAGNE.

Par ailleurs, dans les calculs d'assemblage, plusieurs options du calcul gamma n'ont pas été modifiées soit parce qu'APOLLO-2 ne le permettait pas, soit parce que la durée du projet l'empêchait. Tout d'abord, nous avons réutilisé les groupes d'énergie fournis par le CEA (94 et 18 groupes gamma) sans les modifier. Une étude d'un nouveau découpage énergétique serait très coûteuse en espace de stockage et en temps mais pourrait permettre d'améliorer les performances (en temps de calcul et en précision) dans les calculs de la puissance déposée.

Également, nous avons utilisé le même maillage très fin et le tracking du transport des neutrons pour transporter les gammas alors que le transport des gammas n'a pas forcément besoin de cette précision puisque le flux de gammas est beaucoup plus plat que le flux de neutrons. De la même façon, le découpage en couronnes du combustible et du modérateur pour la micro-évolution n'est pas forcément critique dans le cas du transport des gammas. L'utilisation d'un nouveau tracking ou d'une nouvelle géométrie pour les gammas avaient été envisagés dans le cadre de cette maîtrise de recherche mais des liens entre les différentes structures de données utilisées dans APOLLO-2 contenant les géométries et les trackings ont empêché d'approfondir cette piste alors que le temps de calcul aurait pu être considérablement réduit.

Plus généralement, il y a de nombreuses autres solutions pour réduire le temps de calcul coûteux du transport des gammas.

Finalement, dans le cas des REP, le transport des gammas semble abaisser la puissance

déposée maximale calculée d'après les résultats obtenus avec TRIPOLI-4. À l'échelle d'un coeur ou d'un assemblage le transport des gammas lisse légèrement la nappe de puissance déposée. Pour le moment, il semblerait donc que les calculs actuels (sans gammas) surestiment la température du point chaud. La puissance d'un réacteur pourrait donc être augmentée en respectant les marges de sûreté.

Dans les codes de coeur, l'utilisation de nappes de puissances déposées normalisées prenant en compte les gammas n'est pas concluante. En effet, sur le coeur KAIST-1A, COCAGNE surestime déjà la puissance du point chaud sans prendre en compte les gammas par rapport aux calculs TRIPOLI-4. Avec cette prise en compte, cette surestimation augmente fortement dans le cas du calcul SP3. Dans le cas de calculs industriels de diffusion, l'ajout du transport des gammas ne fait que très légèrement baisser les écarts par rapport à la référence TRIPOLI-4. Avant de pouvoir, de façon plus réaliste, calculer l'impact des gammas avec un code de coeur il serait donc préférable soit d'ajouter le transport des gammas, soit d'ajouter des paramètres permettant de prendre en compte les propriétés neutroniques différentes entre les assemblages et leur impact sur l'effet des gammas.

RÉFÉRENCES

- J. Askew, “A characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries”, United Kingdom Atomic Energy Authority, Rapp. tech., 1972.
- M. Berger, J. Hubbell, S. Seltzer, J. Chang, J. Coursey, R. Sukumar, D. Zucker, et K. Olsen, “XCOM : Photon cross section database (version 1.5)”, *National institute of standards and Technology, Gaithersburg, MD*, 2010, [En ligne] Disponible à <http://physics.nist.gov/xcom>.
- E. Brun, E. Dumonteil, F. Hugot, N. Huot, C. Jouanne, Y. Lee, F. Malvagi, A. Mazzolo, O. Petit, J. Trama *et al.*, “Overview of TRIPOLI-4 version 7, continuous-energy Monte Carlo transport code”, dans *Proceedings of ICAPP*, France, 2011.
- E. Brun, F. Damian, C. Diop, E. Dumonteil, F. Hugot, C. Jouanne, Y. Lee, F. Malvagi, A. Mazzolo, O. Petit *et al.*, “TRIPOLI-4®, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code”, *Annals of Nuclear Energy*, vol. 82, pp. 151–160, 2015.
- D. G. Cacuci, *Handbook of Nuclear Engineering : Vol. 1 : Nuclear Engineering Fundamentals ; Vol. 2 : Reactor Design ; Vol. 3 : Reactor Analysis ; Vol. 4 : Reactors of Generations III and IV ; Vol. 5 : Fuel Cycles, Decommissioning, Waste Disposal and Safeguards*. Springer Science & Business Media, 2010, vol. 2.
- A. Calloo, H. Leroyer, M. Fliscounakis, et D. Couyras, “Core neutronics methodologies applied to the MOX-loaded KAIST 1a benchmark. Reference to industrial calculations”, dans *Proceedings of PHYSOR 2014*, The Westin Miyako, Kyoto, Japan, 2014.
- A. Calloo, S. Huy, D. Couyras, C. Brosselard, et M. Fliscounakis, “Validation of the SP_n depletion schemes of the EDF GABv2-COCAGNE tools using the KAIST 1A benchmark”, dans *Proceedings of PHYSOR 2016*, Sun Valley, Idaho, USA, 2016.
- A. Calloo, “Développement d’une nouvelle modélisation de la loi de choc dans les codes de transport neutronique multigroupes”, Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- N. Z. Cho, “KAIST Nuclear Reactor Analysis and Particle Transport Laboratory, Benchmark Problem 1A”, KAIST Nuclear Reactor Analysis and Particle Transport Laboratory, March 2013, [En ligne] Disponible à <http://nurapt.kaist.ac.kr/benchmark>.

M. Coste-Delclaux, “Modélisation du phénomène d’autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2”, Thèse de doctorat, Paris, CNAM, 2006.

M. Coste-Delclaux, C. M’Backé Diop, F. Malgavi, et A. Nicolas, *Une monographie de la Direction de l’énergie nucléaire - La neutronique*. Le Moniteur, 2014.

F. Farmer et M. P. Collins, “A new approach to the determination of anatomical cross-sections of the body by Compton scattering of gamma-rays”, *Physics in medicine and biology*, vol. 16, no. 4, 1971.

M. Fliscounakis, E. Girardi, et T. Courau, “A generalized pin-power reconstruction method for arbitrary heterogeneous geometries”, dans *Proceedings of M&C 2011*, Rio de Janeiro, Brésil, 2011.

E. M. Gelbard, “Simplified spherical harmonics equations and their use in shielding problems”, Westinghouse Electric Corp. Bettis Atomic Power Lab., Pittsburgh, Rapp. tech., 1961.

A. Haghighat, *Monte Carlo Methods for Particle Transport*. CRC Press, 2015.

A. Hébert, *Applied reactor physics*. Presses internationales Polytechnique, 2009.

N. Hfaiedh et A. Santamarina, “Determination of the optimized SHEM mesh for neutron transport calculations”, dans *Proceedings of M&C 2005*, Avignon, France, 2005.

J. Hubbell, “Electron–positron pair production by photons : A historical overview”, *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 75, no. 6, pp. 614–623, 2006.

E. W. Larsen, J. E. Morel, et J. M. McGhee, “Asymptotic derivation of the multigroup P_1 and simplified P_N equations with anisotropic scattering”, *Nuclear science and engineering*, vol. 123, no. 3, pp. 328–342, 1996.

R. Le Tellier, “Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau”, Thèse de doctorat, École polytechnique de Montréal, 2007.

C. Mounier, “Transport neutron-gamma dans apollo-2 : Génération des apolib, fonctionnalités nouvelles d’apollo-2 et définition des tests de validation”, Commissariat à l’énergie atomique et aux énergies alternatives, communication privée, 2000.

G. Nelson et D. Reilly, “Gamma-ray interactions with matter”, *Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials*, Los Alamos National Laboratory, NUREG/CR-5550, LAUR-

90-732, pp. 27–42, 1991.

G. C. Pomraning, “Asymptotic and variational derivations of the simplified P_N equations”, *Annals of nuclear energy*, vol. 20, no. 9, pp. 623–637, 1993.

P. Rinard, “Neutron interactions with matter”, *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*, pp. 357–377, 1991.

S. Rubenthaler, *Méthodes de Monte-Carlo (Cours et exercices)*. Université de Nice-Sophia-Antipolis, 2016.

R. Sanchez, I. Zmijarevi, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz, et N. Guler, “Apollo2 year 2010”, *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 42, no. 5, pp. 474–499, 2010.

A. Santamarina, D. Bernard, P. Blaise, M. Coste, A. Courcelle, T. Huynh, C. Jouanne, P. Leconte, O. Litaize, S. Mengelle *et al.*, “The JEFF-3.1.1 nuclear data library”, *JEFF report*, vol. 22, no. 10.2, p. 2, 2009.

A. Santamarina, C. Collignon, et C. Garat, “French calculation schemes for light water reactor analysis”, dans *The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments (PHYSOR 2004)*, Chicago, Illinois, USA, 2004.

S. Santandrea, “Qualification physique et améliorations du modèle numérique d’une méthode des caractéristiques pour la résolution de l’équation du transport dans des maillages non structurés”, Thèse de doctorat, Université d’Evry Val d’Essonne, 2001.

J. Vidal, O. Litaize, D. Bernard, A. Santamarina, C. Vaglio-Gaudard, et R. Tran, “New modelling of LWR assemblies using the APOLLO2 code package”, dans *Proc. Joint Int. Top. Mtg. on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C+ SNA 2007)*, Monterey, CA, USA, 2007.

ANNEXE A Paramètres géométriques des assemblages et des maillages

Paramètres des assemblages

Tableau A.1 Paramètres géométriques des assemblages

Rayon extérieur du combustible	0.4095 cm
Rayon intérieur de la gaine	0.4180 cm
Rayon extérieur de la gaine	0.4750 cm
Rayon intérieur de la gaine du tube guide	0.56 cm
Rayon extérieur de la gaine du tube guide	0.62 cm
Rayon intérieur de la gaine du tube d'instrumentation	0.56 cm
Rayon extérieur de la gaine du tube d'instrumentation	0.62 cm
Côté de la cellule	1.2600 cm
Épaisseur de la lame d'eau	0.0420 cm

Paramètres du tracking

Dans cette section Δr est la distance entre 2 lignes parallèles de tracking, Φ est le nombre d'angles de trajectoires choisies dans un plan et Ψ est le nombre d'angles de trajectoires choisies dans un second plan orthogonal.

- Schéma REL-2005

Tableau A.2 Paramètres du tracking dans le schéma REL-2005

Δr	0.1 cm
Φ	24
Ψ	2

- Schéma SHEM-MOC

Tableau A.3 Paramètres du tracking dans le schéma SHEM-MOC

Δr	0.04 cm
Φ	24
Ψ	3

ANNEXE B Composition des assemblages

Dans cette annexe, nous présentons les compositions des différents matériaux utilisés dans les calculs avec APOLLO-2.

Gaine

Tableau B.1 Composition de la gaine

Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
$\text{Zr}_{naturel}$	$4,2425 \times 10^{-02}$
$\text{Fe}_{naturel}$	$1,4832 \times 10^{-04}$
^{50}Cr	$3,3000 \times 10^{-06}$
^{52}Cr	$6,3565 \times 10^{-05}$
^{53}Cr	$7,2069 \times 10^{-06}$
^{54}Cr	$1,7903 \times 10^{-06}$
^{16}O	$3,0826 \times 10^{-04}$
^{112}Sn	$4,7021 \times 10^{-06}$
^{114}Sn	$3,1132 \times 10^{-06}$
^{115}Sn	$1,6426 \times 10^{-06}$
^{116}Sn	$7,0123 \times 10^{-05}$
^{117}Sn	$3,6987 \times 10^{-05}$
^{118}Sn	$1,1672 \times 10^{-04}$
^{119}Sn	$4,1320 \times 10^{-05}$
^{120}Sn	$1,5703 \times 10^{-04}$
^{122}Sn	$2,2286 \times 10^{-05}$
^{124}Sn	$2,7881 \times 10^{-05}$

Modérateur

Tableau B.2 Composition du modérateur

Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{10}B	$3,9735 \times 10^{-06}$
^{11}B	$1,5994 \times 10^{-05}$
H_2O	$2,3972 \times 10^{-02}$

Assemblage UOX

Tableau B.3 Composition du combustible UOX

Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}U	$2,1995 \times 10^{-02}$
^{235}U	$8,5614 \times 10^{-04}$
^{234}U	$6,4450 \times 10^{-06}$
^{16}O	$4,5715 \times 10^{-02}$

Assemblage MOX

Tableau B.4 Composition du combustible MOX haute teneur

MOX haute teneur	
Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}Pu	$3,6787 \times 10^{-05}$
^{239}Pu	$1,0257 \times 10^{-03}$
^{240}Pu	$4,5600 \times 10^{-04}$
^{241}Pu	$1,4531 \times 10^{-04}$
^{242}Pu	$1,2662 \times 10^{-04}$
^{241}Am	$3,6328 \times 10^{-05}$
^{234}U	$4,0341 \times 10^{-07}$
^{235}U	$5,3558 \times 10^{-05}$
^{236}U	$2,1332 \times 10^{-16}$
^{238}U	$2,1099 \times 10^{-02}$
^{16}O	$4,5960 \times 10^{-02}$

Tableau B.5 Composition du combustible MOX moyenne teneur

MOX moyenne teneur	
Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}Pu	$2,2964 \times 10^{-05}$
^{239}Pu	$6,4030 \times 10^{-04}$
^{240}Pu	$2,8465 \times 10^{-04}$
^{241}Pu	$9,0710 \times 10^{-05}$
^{242}Pu	$7,9043 \times 10^{-05}$
^{241}Am	$2,2678 \times 10^{-05}$
^{234}U	$4,1605 \times 10^{-07}$
^{235}U	$5,5237 \times 10^{-05}$
^{236}U	$2,2001 \times 10^{-16}$
^{238}U	$2,1761 \times 10^{-02}$
^{16}O	$4,5914 \times 10^{-02}$

Tableau B.6 Composition du combustible MOX basse teneur

MOX basse teneur	
Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}Pu	$1,3765 \times 10^{-05}$
^{239}Pu	$3,8381 \times 10^{-04}$
^{240}Pu	$1,7063 \times 10^{-04}$
^{241}Pu	$5,4373 \times 10^{-05}$
^{242}Pu	$4,7380 \times 10^{-05}$
^{241}Am	$1,3593 \times 10^{-05}$
^{234}U	$4,2440 \times 10^{-07}$
^{235}U	$5,6345 \times 10^{-05}$
^{236}U	$2,2442 \times 10^{-16}$
^{238}U	$2,2197 \times 10^{-02}$
^{16}O	$4,5875 \times 10^{-02}$

Assemblage UOX-Gd

Tableau B.7 Composition du combustible UOX-Gd

crayons UOX-Gd	
Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}U	$2,0355 \times 10^{-02}$
^{235}U	$1,4743 \times 10^{-04}$
^{234}U	$1,1098 \times 10^{-06}$
^{16}O	$4,4998 \times 10^{-02}$
^{152}Gd	$5,3862 \times 10^{-06}$
^{154}Gd	$5,7539 \times 10^{-05}$
^{155}Gd	$3,9303 \times 10^{-04}$
^{156}Gd	$5,4362 \times 10^{-04}$
^{157}Gd	$4,1562 \times 10^{-04}$
^{158}Gd	$6,5986 \times 10^{-04}$
^{160}Gd	$5,8057 \times 10^{-04}$

Tableau B.8 Composition du combustible UOX dans l'assemblage UOX-Gd

crayons UOX	
Élément	Concentration (10^{24} cm^{-3})
^{238}U	$2,1926 \times 10^{-02}$
^{235}U	$9,2555 \times 10^{-04}$
^{234}U	$6,9675 \times 10^{-06}$
^{16}O	$4,5717 \times 10^{-02}$

ANNEXE C Nouvelle nappe neutron dans COCAGNE

Comme le module MACENERGY du code APOLLO-2, qui est utilisé pour récupérer l'énergie déposée par les gammas, prend en compte l'énergie déposée par la diffusion des neutrons dans l'énergie totale déposée par les neutrons, il a fallu ajouter dans COCAGNE des nouveaux paramètres correspondant à cette nouvelle puissance déposée par les neutrons. Dans cette annexe, nous décrivons les effets de l'utilisation de la nouvelle nappe neutron sur le coeur KAIST.

Ces effets sont calculés de la façon suivante :

$$\text{Écart} = \frac{P_n - P}{P} \times 100 \quad (\%)$$

où P_n est la puissance déposée correspondant au nouveau calcul et P l'ancienne puissance déposée.

La prise en compte des dépôts d'énergie par diffusion des neutrons va logiquement augmenter très fortement la puissance déposée dans les trous d'eau (jusqu'à un ordre de grandeur, voir Fig. C.1). Également, la puissance déposée dans les cellules contenant du gadolinium va augmenter jusqu'à 10%. Les autres cellules de combustible seront assez peu affectées (voir Fig. C.2).

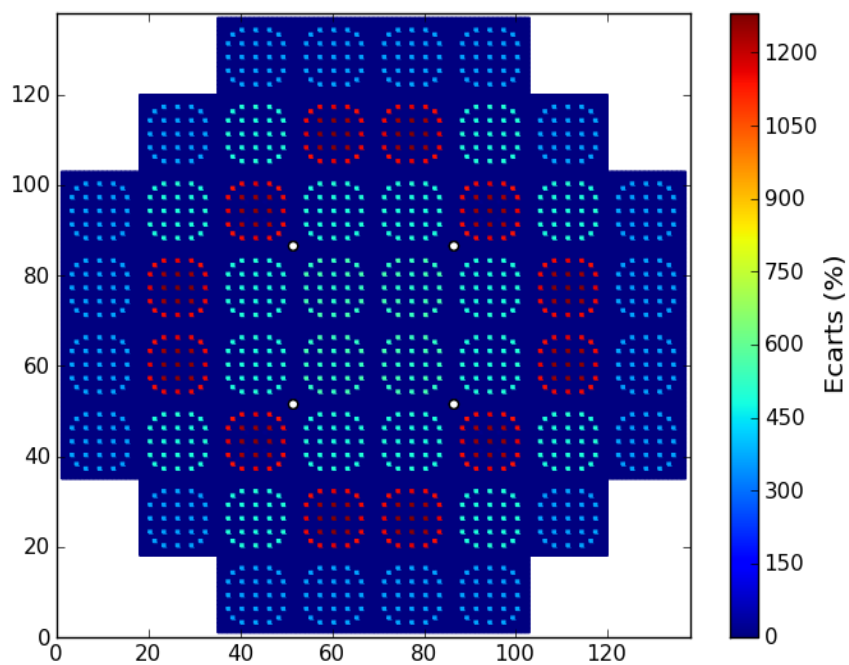


Figure C.1 Écarts relatifs de puissance dus au nouveau calcul de l'énergie déposée par les neutrons. Les points chauds sont représentés par les cercles blancs.

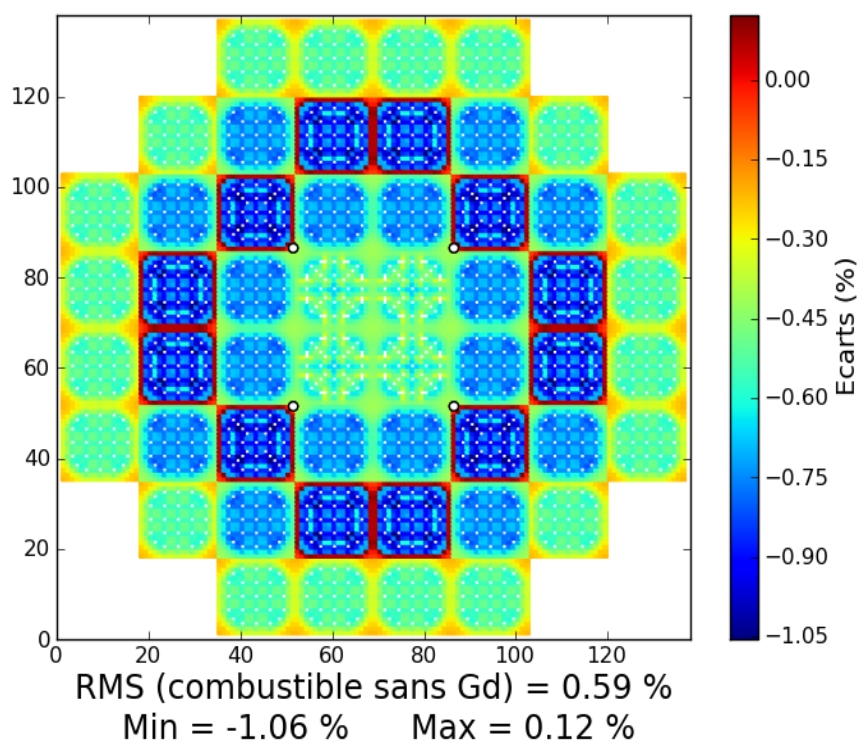


Figure C.2 Écarts relatifs de puissance dus au nouveau calcul de l'énergie déposée par les neutrons. Les trous d'eau et les cellules qui contiennent du gadolinium sont hors de l'échelle de couleur. Les points chauds sont représentés par les cercles blancs.

ANNEXE D Écarts entre les différentes modélisations COCAGNE

Dans COCAGNE nous avons utilisé les données de la DKLIB contenant l'effet des gammas dans plusieurs types de calcul. Cette annexe présente les écarts entre les calculs de diffusion à 2 groupes avec des calculs homogène, hétérogène (4x4 étoile) et crayon par crayon. Les écarts entre les calculs de diffusion à 2 groupes et les calculs SP3 à 26 groupes sont également présentés.

Comparaison entre un calcul homogène et un calcul crayon par crayon

Entre un calcul homogène et un calcul crayon par crayon, les plus grands écarts apparaissent à l'interface entre les assemblages, notamment entre les assemblages de réactivité très différentes (voir Fig. D.1). Entre ces 2 calculs, la moyenne quadratique des écarts de puissance déposée entre les cellules de combustible est de 0.77%.

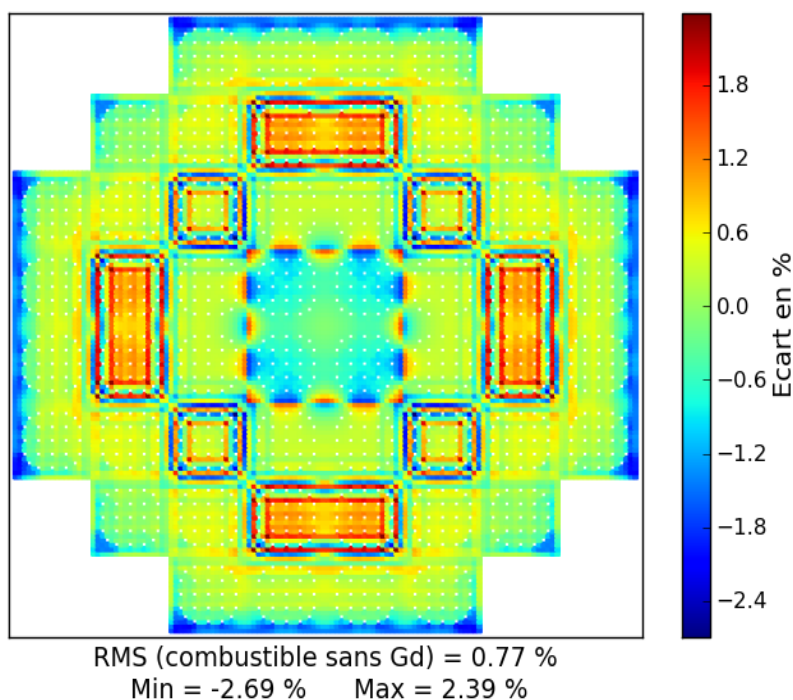


Figure D.1 Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion homogène et un calcul crayon par crayon.

Comparaison entre un calcul hétérogène et un calcul crayon par crayon

Entre le calcul hétérogène et le calcul crayon par crayon, la moyenne quadratique atteint 0.69% (voir Fig. D.2). Entre ces deux types de calcul, les écarts les plus grands sont également situés à l'interface entre les assemblages, particulièrement dans les coins des assemblages MOX-Gd.

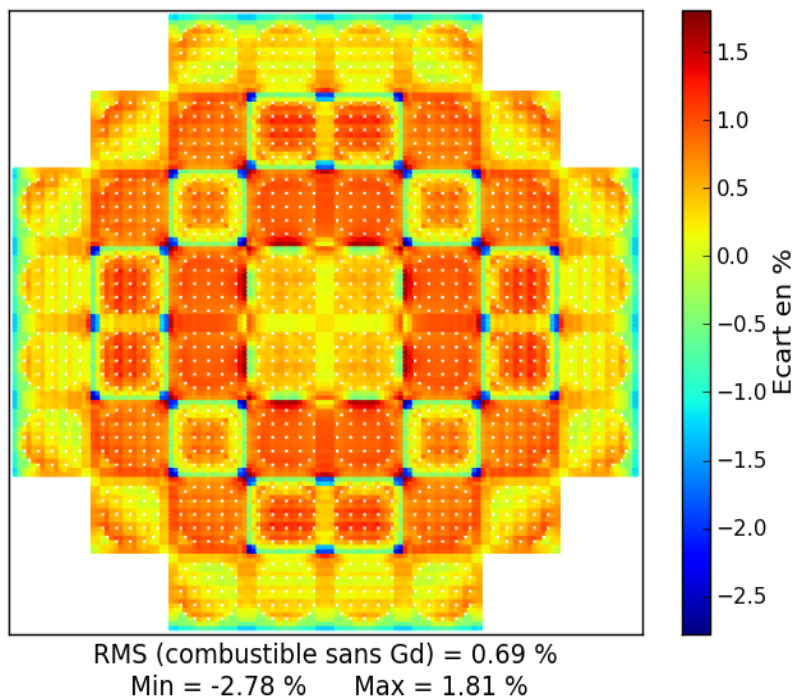


Figure D.2 Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion hétérogène et un calcul crayon par crayon.

Comparaison entre un calcul de diffusion et un calcul SP3 crayon par crayon

Entre les calculs de diffusion (à 2 groupes d'énergie) et les calculs SP3 (à 26 groupes d'énergie), les écarts de puissance déposée sont beaucoup plus élevés. En effet, les calculs de diffusion utilisent des approximations assez fortes, vis-à-vis du flux neutronique. Par exemple, pour les calculs crayon par crayon, on obtient une moyenne quadratique des écarts entre ces types de calcul égales à 1.93% (voir Fig. D.3).

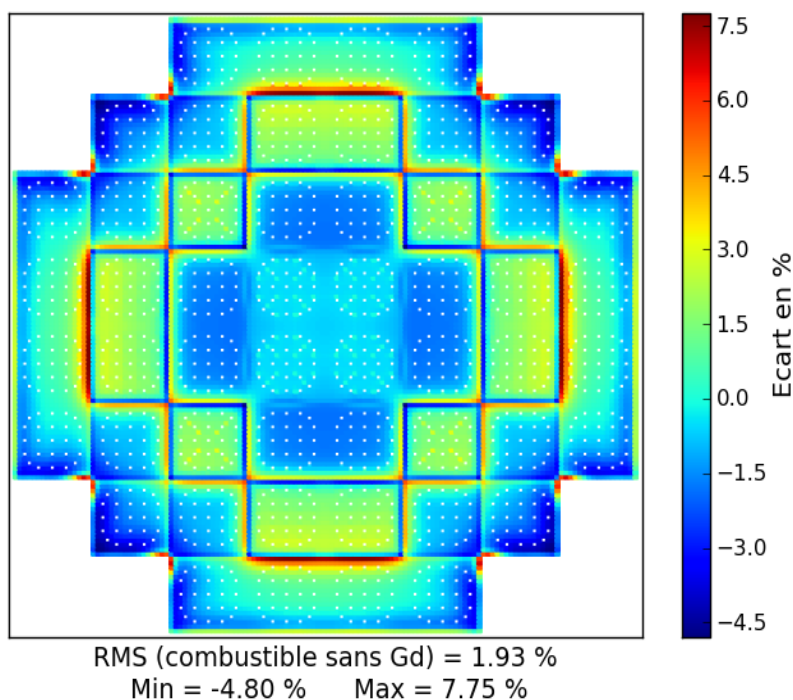


Figure D.3 Écarts relatifs de puissance déposée dans KAIST-1A entre un calcul de diffusion crayon par crayon et un calcul SP3 crayon par crayon.