

Titre: Prise en compte d'un couplage fin neutronique - thermique dans les calculs d'assemblage pour les réacteurs à eau pressurisée
Title: calculations of assembly for pressurized water reactors

Auteur: Nathan Greiner
Author:

Date: 2015

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Greiner, N. (2015). Prise en compte d'un couplage fin neutronique - thermique dans les calculs d'assemblage pour les réacteurs à eau pressurisée [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1775/>

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1775/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alain Hébert, & Enrico Girardi
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

PRISE EN COMPTE D'UN COUPLAGE FIN NEUTRONIQUE - THERMIQUE DANS
LES CALCULS D'ASSEMBLAGE POUR LES RÉACTEURS À EAU PRESSURISÉE

NATHAN GREINER
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
MAI 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

PRISE EN COMPTE D'UN COUPLAGE FIN NEUTRONIQUE - THERMIQUE DANS
LES CALCULS D'ASSEMBLAGE POUR LES RÉACTEURS À EAU PRESSURISÉE

présenté par : GREINER Nathan

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

M. KOCLAS Jean, Ph. D., président

M. HÉBERT Alain, Doct., membre et directeur de recherche

M. GIRARDI Enrico, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

Mme BROSSELARD Coline, Master, membre

DÉDICACE

« *Demain, puis demain, puis demain glisse, ainsi à petits pas jusqu'à la dernière syllabe que le temps écrit dans son livre.*

Et tous nos hiers ont éclairé pour quelques fous le chemin de la mort poudreuse. Éteins-toi ! Éteins-toi ! , court flambeau !

La vie n'est qu'une ombre errante, un pauvre comédien qui se pavane et se lamente pendant son heure sur le théâtre et qu'après on n'entend plus. C'est un conte, dit par un idiot, plein de fracas et de furie, et qui ne signifie rien. »

SHAKESPEARE, Macbeth. (Traduction : PROUST)

REMERCIEMENTS

J'adresse mes plus vifs remerciements à mon directeur de recherche, Alain HÉBERT, pour avoir rendues possibles ma maîtrise de recherche, et la rédaction de ce mémoire.

Je remercie chaleureusement mon co-directeur de recherche, Enrico GIRARDI, qui a également été mon tuteur durant mon stage au département SINETICS de la R&D de Clamart, pour ses conseils, son expertise, sa bonne humeur et sa bienveillance et qui a su cadrer mon travail malgré mon caractère parfois... difficile.

Merci à Hadrien LEROYER pour avoir rendu possible ce stage et avoir encadré la première phase de ce travail.

Merci à Philippe MAGAT, chef du groupe I27 au sein duquel mon stage s'est déroulé, pour avoir permis ma venue dans son groupe.

Merci à Ansar CALLOO et David COUYRAS pour les échanges fructueux, les conversations sans fin, et surtout sans réponse, sur le modèle de fuites, et pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Merci à Coline BROSSELARD pour sa patience à m'expliquer les jeux de données qu'elle a mis à ma disposition et qui ont servi de base à une partie importante de ce travail.

Merci à Marie HYPOLITE, pour avoir supporté de m'entendre chanter en fin d'après-midi, lorsque les neutrons finissaient par me monter à la tête.

Merci à Ali AKTOGU qui, comme il aime à le répéter, fut le maître du stage de philosophie mené en parallèle de la neutronique.

De façon générale, merci à tous les agents du département SINETICS pour l'atmosphère conviviale des locaux de Clamart.

Pensée pour Guillaume, Seav-Er, et Charles, compagnons de bureau, de piscine, et de pizzas, qui ont partagé mon quotidien à Clamart pendant plusieurs mois.

Pensée pour Axel CANBAKAN, ancien élève et mon prédécesseur à l'Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal pour les conseils, les parties d'échecs, les pots au Figaro, la vie à Montréal... Tu as éclairé la voie de ma maîtrise : merci !

Pensée pour Simon BERCHE avec qui j'ai commencé cette maîtrise et qui l'a poursuivie de son côté à Cadarache.

Enfin, pensée pour Niccoló Ludovico COSCIA pour son amitié, son intelligence et son ouverture d'esprit qui ont rendu les jours passés dans le bureau D212 si riches.

RÉSUMÉ

La simulation des cœurs des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) est assurée par des codes informatiques qui permettent, sous certaines hypothèses, de calculer de façon approchée les grandeurs physiques d'intérêt comme le facteur de multiplication effectif, la nappe de puissance ou la distribution de température.

Le schéma de calcul en neutronique repose sur trois grandes étapes :

- la production d'une bibliothèque isotopique de sections efficaces ;
- la production d'une base de données réacteur grâce au calcul d'assemblage ;
- le calcul de cœur au complet.

Dans le calcul d'assemblage, où l'équation du transport de Boltzmann est résolue sur une géométrie assemblage, la distribution de température est uniforme et constante en irradiation.

Ceci constitue un ensemble d'approximations puisque, d'une part, la distribution de température dans l'assemblage n'est pas uniforme (forts gradients de température dans les crayons combustible, disparités entre les crayons) et d'autre part les propriétés thermiques des crayons évoluent sous l'effet de l'irradiation et modifient la distribution de température.

L'objectif de nos travaux est d'implémenter un couplage neutronique-thermomécanique dans le calcul d'assemblage pour modéliser finement la distribution de température et d'en étudier les effets.

L'étude est menée en utilisant le code APOLLO2 du CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) pour la neutronique et le code C3THER d'EDF (Électricité De France) pour la thermique crayon.

On montre que les effets du couplage à l'échelle du crayon combustible sont très faibles en comparant l'utilisation d'un profil de température et l'utilisation d'une température uniforme sur des combustibles de type UOX et MOX.

Le couplage est porté à l'échelle de l'assemblage et on s'intéresse à la contre-réactivité thermique en présence de grandes lames d'eau à temps 0 sur un combustible de type UOX. On y montre une très faible influence sur le calcul du facteur de point chaud.

Enfin, le couplage est introduit dans le calcul d'évolution et on montre que les écarts sur la réactivité et les concentrations isotopiques restent faibles bien que non négligeables pour des combustibles de type UOX et MOX. Le comportement particulier des crayons gadoliniés pour un combustible de type $UO_2Gd_2O_3$ est mis en exergue.

ABSTRACT

Core simulations for Pressurized Water Reactors (PWR) is insured by a set of computer codes which allows, under certain assumptions, to approximate the physical quantities of interest, such as the effective multiplication factor or the power or temperature distributions.

The neutronics calculation scheme relies on three great steps :

- the production of an isotopic cross-sections library ;
- the production of a reactor database through the lattice calculation ;
- the full-core calculation.

In the lattice calculation, in which Boltzmann's transport equation is solved over an assembly geometry, the temperature distribution is uniform and constant during irradiation.

This represents a set of approximations since, on the one hand, the temperature distribution in the assembly is not uniform (strong temperature gradients in the fuel pins, discrepancies between the fuel pins) and on the other hand, irradiation causes the thermal properties of the pins to change, which modifies the temperature distribution.

Our work aims at implementing and introducing a neutronics-thermomechanics coupling into the lattice calculation to finely discretize the temperature distribution and to study its effects.

To perform the study, CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) lattice code APOLLO2 was used for neutronics and EDF (Électricité De France) code C3THER was used for the thermal calculations.

We show very small effects of the pin-scaled coupling when comparing the use of a temperature profile with the use of an uniform temperature over UOX-type and MOX-type fuels.

We next investigate the thermal feedback using an assembly-scaled coupling taking into account the presence of large water gaps on an UOX-type assembly at burnup 0. We show the very small impact on the calculation of the hot spot factor.

Finally, the coupling is introduced into the isotopic depletion calculation and we show that reactivity and isotopic number densities deviations remain small albeit not negligible for UOX-type and MOX-type assemblies. The specific behavior of gadolinium-stuffed fuel pins in an $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ -type assembly is highlighted.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES ABRÉVIATIONS	xvii
LISTE DES ANNEXES	xviii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Éléments de la problématique	2
1.2 Objectifs de recherche	3
1.3 Plan du mémoire	3
CHAPITRE 2 ÉLÉMENTS DE CALCUL NEUTRONIQUE	4
2.1 Flux neutronique	4
2.2 Sections efficaces	5
2.2.1 Résonances - Modèle de Breit et Wigner	6
2.2.2 Influence de la température - Effet Doppler	7
2.3 L'équation de transport neutronique de Boltzmann	8
2.4 Résolution numérique de l'équation du transport dans les codes de réseau	10
2.4.1 Approximation multigroupe	11
2.4.2 Discrétisation spatiale	11
2.4.3 Équation du transport multigroupe	11
2.4.4 Résolution par la méthode des P_{ij}	12
2.4.5 Autoprotection des résonances	14
2.4.6 Données nucléaires	16

CHAPITRE 3 MODÉLISATIONS DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS UN CRAYON COMBUSTIBLE PLONGÉ DANS UN FLUIDE RÉFRIGÉRANT	17
3.1 Transferts thermiques	17
3.2 Conduction thermique dans la pastille et dans la gaine	18
3.3 Échange gaine-réfrigérant	19
3.4 Coefficient d'échange thermique à l'interface pastille-gaine	20
CHAPITRE 4 IMPLÉMENTATION D'UN COUPLAGE NEUTRONIQUE-THERMIQUE POUR LES CALCULS D'ASSEMBLAGE REP	22
4.1 État des lieux du traitement de la température combustible dans les chaînes de calcul industrielles	22
4.2 Schéma de calcul REL2005	25
4.3 Principe du couplage	28
4.3.1 Modélisation de la distribution de température	28
4.3.2 Schéma itératif de convergence	31
4.4 Implémentation informatique	32
4.4.1 Couplage crayon	33
4.4.2 Couplage assemblage	40
CHAPITRE 5 ÉTUDE DU CRAYON COMBUSTIBLE	45
5.1 Études préliminaires	45
5.1.1 Température uniforme	45
5.1.2 Influence des options d'autoprotection	46
5.1.3 Niveau de discrétisation de la température	47
5.2 Couplage	49
5.2.1 Convergence du schéma	49
5.2.2 Résultats UOX	50
5.2.3 Résultats MOX	56
5.2.4 Vérification des abaques dans C3THER	56
CHAPITRE 6 RÉSULTATS SUR L'ASSEMBLAGE À TEMPS 0	58
6.1 Études préliminaires	58
6.1.1 Température uniforme	58
6.1.2 Influence des options d'autoprotection	59
6.1.3 Fortes disparités de température	60
6.2 Couplage	62
6.2.1 Puissance moyenne assemblage constante	64

6.2.2	Puissance crayon central constante	70
6.2.3	Convergence, temps de calcul et précision	75
6.2.4	Facteur de point chaud et température maximale atteinte	76
CHAPITRE 7 ÉTUDE DE L’ASSEMBLAGE EN ÉVOLUTION		80
7.1	Mise en place du couplage en évolution	80
7.1.1	Modification du schéma de calcul	80
7.1.2	Choix des options pour la thermique	83
7.1.3	Limitations dans la modélisation du champ de température	84
7.2	Résultats	87
7.2.1	UOX	87
7.2.2	MOX	104
7.2.3	GADO	112
CHAPITRE 8 CONCLUSION		120
8.1	Synthèse des travaux	120
8.2	Discussion et perspectives	121
RÉFÉRENCES		123
ANNEXES		125

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Correspondances couronnes APOLLO2 - mailles C3THER.	35
Tableau 5.1	Facteurs de multiplication infinis d'un crayon UOX et d'un crayon MOX pour différentes options d'autoprotection.	46
Tableau 5.2	Résumé des résultats du couplage crayon UOX. Températures couronnes et distributions radiales de puissance.	51
Tableau 5.3	Écarts de réactivité entre les différentes itérations du couplage crayon (UOX).	55
Tableau 6.1	Facteurs de multiplication infinis d'un assemblage UOX et d'un assemblage MOX pour différentes options d'autoprotection.	59
Tableau 6.2	Comparaison des temps de calculs APOLLO2 en fonction du profil de température utilisé.	75
Tableau 6.3	Facteurs de point chaud.	77
Tableau A.1	Écarts de réactivité entre les différentes itérations du couplage crayon (MOX).	127

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Représentation de l'effet Doppler sur la première résonance de capture de l'uranium 235. Source : (Hébert, 2009).	8
Figure 2.2	Représentation du phénomène d'autoprotection sur la résonance de capture du ^{238}U . Source : (Coste-Delclaux, 2012).	15
Figure 4.1	Prise en compte de la température combustible dans les chaînes de calcul industrielles.	25
Figure 4.2	Schéma de calcul double niveau optimisé REL2005.	25
Figure 4.3	Huitièmes d'assemblage UOX et MOX. Regroupements des cellules pour l'autoprotection.	26
Figure 4.4	Discrétisation des cellules de combustible dans le schéma de calcul REL2005.	27
Figure 4.5	Région d'autoprotection constituée par les couronnes extérieures des crayons de la famille 5 pour un assemblage UOX.	30
Figure 4.6	Diagramme du schéma itératif du couplage.	32
Figure 4.7	Maillage 1D utilisé dans C3THER et correspondance avec les couronnes dans APOLLO2.	36
Figure 4.8	Diagramme représentant les étapes du calcul des 4 températures couronne à l'aide de C3THER.	38
Figure 4.9	Schéma de l'arborescence des fichiers et répertoires mis en place pour réaliser le couplage crayon.	38
Figure 4.10	Diagramme représentant les étapes du calcul des 5 températures regroupement à l'aide de C3THER.	42
Figure 4.11	Schéma de l'arborescence UNIX des fichiers et répertoires mis en place pour réaliser le couplage assemblage.	43
Figure 5.1	Influence de la température combustible sur la réactivité d'un crayon UOX enrichi à 3.7%.	46
Figure 5.2	Différents niveaux de discrétisation de la température.	48
Figure 5.3	Influence du niveau de discrétisation de la température sur la réactivité.	49
Figure 5.4	Convergence du schéma itératif implémenté pour le couplage crayon.	50
Figure 5.5	Profils de température des itérations successives du couplage crayon (UOX).	52
Figure 5.6	Distributions radiales de puissance des itérations successives du couplage crayon (UOX).	53

Figure 5.7	Taux d'absorption des itérations successives du couplage crayon (UOX).	54
Figure 5.8	Taux de capture sur l' ^{238}U des itérations successives du couplage crayon (UOX).	54
Figure 5.9	Effets de différentes distributions radiales de puissance sur le profil de température obtenu avec C3THER sur un crayon UOX. Vérification des abaques dans C3THER.	57
Figure 6.1	Influence de la température combustible sur la réactivité d'un assemblage UOX enrichi à 3.7%.	58
Figure 6.2	Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 1200°C. Crayons au centre : 300°C.	60
Figure 6.3	Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 788°C.	61
Figure 6.4	Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température (1200°C/300°C) et un calcul avec température uniforme équivalente (788°C). $\frac{P_{2\text{zones}} - P_{1\text{zone}}}{P_{1\text{zone}}} (\%)$	61
Figure 6.5	Représentation des cellules sans lame d'eau, avec 1 lame d'eau et avec 2 lames d'eau.	63
Figure 6.6	Regroupements des crayons de même température. Assemblage UOX.	64
Figure 6.7	Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Assemblage UOX. Puissance assemblage constante.	65
Figure 6.8	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : épaisseur nominale.	66
Figure 6.9	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 5 \times épaisseur nominale.	67
Figure 6.10	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 10 \times épaisseur nominale.	67
Figure 6.11	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 15 \times épaisseur nominale.	68
Figure 6.12	k_{inf} en fonction de la lame d'eau. Puissance moyenne assemblage constante.	69
Figure 6.13	Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau d'un assemblage UOX avec puissance crayon central constante.	71
Figure 6.14	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : épaisseur nominale.	72
Figure 6.15	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 5 \times épaisseur nominale.	72
Figure 6.16	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 10 \times épaisseur nominale.	73
Figure 6.17	Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 15 \times épaisseur nominale.	73
Figure 6.18	k_{inf} en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Puissance crayon central constante.	74
Figure 6.19	Évolution de la température maximale atteinte dans l'assemblage en fonction de la lame d'eau. Puissance moyenne assemblage constante.	78

Figure 6.20	Évolution de la température maximale atteinte dans l'assemblage en fonction de la lame d'eau. Puissance crayon central constante.	79
Figure 7.1	Schéma du calcul d'évolution du combustible dans la chaîne ANDRO-MEDE.	81
Figure 7.2	Découpage du calcul d'évolution en pas d'évolution avec sauvegarde des compositions.	82
Figure 7.3	Introduction du couplage dans le calcul d'évolution.	83
Figure 7.4	Regroupements des crayons de même température. Assemblage MOX. .	85
Figure 7.5	Regroupements des crayons de même température. Assemblage GADO. .	86
Figure 7.6	Évolution de la puissance moyenne des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	87
Figure 7.7	Nappe de puissance à burnup $0 \text{ MW}_j/\text{t}$. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	88
Figure 7.8	Nappe de puissance à burnup $60000 \text{ MW}_j/\text{t}$. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	89
Figure 7.9	Évolution du h_{gap} des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	90
Figure 7.10	Évolution du λ_c des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	91
Figure 7.11	Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	92
Figure 7.12	Nappe de température à burnup $0 \text{ MW}_j/\text{t}$. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	93
Figure 7.13	Nappe de température à burnup $60000 \text{ MW}_j/\text{t}$. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	94
Figure 7.14	Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	95
Figure 7.15	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu . Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	96
Figure 7.16	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{238}U . Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	97

Figure 7.17	Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu et ^{238}U entre le calcul couplé et le calcul avec température uniforme. Assemblage UOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	97
Figure 7.18	Évolution du h_{gap} des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	98
Figure 7.19	Évolution du λ_c des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	99
Figure 7.20	Évolution de la puissance moyenne des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	100
Figure 7.21	Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	100
Figure 7.22	Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	101
Figure 7.23	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu . Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	102
Figure 7.24	Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu entre le calcul couplé et le calcul avec température uniforme. Assemblage UOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	103
Figure 7.25	Évolution de la puissance moyenne des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage MOX.	104
Figure 7.26	Nappe de puissance à burnup $40000\text{ MW}_j/t$. Assemblage MOX. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	105
Figure 7.27	Nappe de puissance à burnup $40000\text{ MW}_j/t$. Assemblage MOX. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	106
Figure 7.28	Évolution du h_{gap} des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage MOX.	107
Figure 7.29	Évolution du λ_c des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage MOX.	107
Figure 7.30	Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage MOX.	108
Figure 7.31	Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Assemblage MOX.	109
Figure 7.32	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu . Assemblage MOX.	110

Figure 7.33	Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu . Assemblage MOX.	111
Figure 7.34	Évolution de la puissance moyenne des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage GADO.	112
Figure 7.35	Évolution du h_{gap} des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage GADO.	113
Figure 7.36	Évolution du λ_c des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage GADO.	114
Figure 7.37	Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage GADO. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.	115
Figure 7.38	Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Assemblage GADO. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.	115
Figure 7.39	Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Assemblage GADO.	116
Figure 7.40	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{155}Gd en fonction du burnup. Assemblage GADO.	117
Figure 7.41	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{157}Gd . Assemblage GADO.	117
Figure 7.42	Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{158}Gd . Assemblage GADO.	118
Figure 7.43	Écarts de concentration en ^{155}Gd , ^{157}Gd et ^{158}Gd dus à l'utilisation du couplage.	119
Figure A.1	Profils de température des itérations successives du couplage crayon (MOX).	125
Figure A.2	Distributions radiales de puissance des itérations successives du couplage crayon (MOX).	126
Figure A.3	Taux d'absorption des itérations successives du couplage crayon (MOX).	126
Figure A.4	Taux de capture sur l' ^{238}U des itérations successives du couplage crayon (MOX).	127
Figure B.1	Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 600°C. Crayons au centre : 500°C.	128
Figure B.2	Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 557°C.	129
Figure B.3	Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température (600°C/500°C) et un calcul avec température uniforme équivalente (557°C).	129

Figure B.4	Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : $700^{\circ}C$. Crayons au centre : $400^{\circ}C$	130
Figure B.5	Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : $572^{\circ}C$	130
Figure B.6	Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température ($700^{\circ}C/400^{\circ}C$) et un calcul avec température uniforme équivalente ($572^{\circ}C$).	131
Figure B.7	Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : $800^{\circ}C$. Crayons au centre : $300^{\circ}C$	132
Figure B.8	Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : $584^{\circ}C$	132
Figure B.9	Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température ($800^{\circ}C/300^{\circ}C$) et un calcul avec température uniforme équivalente ($584^{\circ}C$).	133

LISTE DES ABRÉVIATIONS

SINETICS	SImulation NEutronique, Technologies de l'Information et Calcul Scientifique
R&D	Recherche et Développement
REP	Réacteurs à Eau Pressurisée
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
EDF	Électricité De France
UOX	Uranium OXydes
MOX	Mixed OXydes
SHEM	Santamarina Hfaiedh Energy Mesh
MOC	Method Of Characteristics
ANDROMEDE	Analyse Neutronique Des REP : Outils et Modèles pour les ÉtuDes et l'Exploitation
REL	Réacteurs à Eau Légère
TI	Tube d'Instrumentation
TG	Tube Guide
SPH	SuPer-Homogénéisation
WR	Wide Resonance
DRP	Distribution Radiale de Puissance
PAC	Puissance Assemblage Constante
PCCC	Puissance Crayon Central Constante

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Résultats du couplage crayon sur un combustible MOX.	125
Annexe B	Influence de l'utilisation de 2 zones de températures sur la nappe de puissance.	128

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

En mettant au point en 1942 la première pile atomique à l'université de Chicago, qui apportait la démonstration de faisabilité de l'entretien d'une réaction en chaîne contrôlée basée sur la fission d'isotopes lourds, Enrico Fermi et son équipe ouvraient la voie de l'industrie du nucléaire civil, qui s'est développée jusqu'à représenter 10,8% de la production électrique mondiale en 2013.

La technologie la plus répandue à travers le monde est celle des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP), qui constituent notamment le parc électronucléaire français exploité par EDF (Électricité De France). Le principe de fonctionnement des REP est de récupérer l'énergie libérée par la fission d'isotopes lourds et déposée sous forme de chaleur dans le combustible, en chauffant un circuit d'eau sous pression appelé circuit primaire. L'eau du circuit primaire échange la chaleur emmagasinée avec un nouveau circuit d'eau, le circuit secondaire, voué à subir des cycles d'évaporation et de condensation pour entraîner des turbines et générer de l'électricité.

Dans l'optique de construire et d'exploiter des REP, les industriels développent des outils de simulation pour réaliser notamment des études de sûreté et permettre le pilotage des réacteurs. La simulation des coûts repose sur trois disciplines physiques essentielles : la neutronique, la thermohydraulique, et la thermomécanique.

La neutronique est l'étude statistique des interactions des neutrons avec la matière dans un réacteur nucléaire. La thermohydraulique est l'étude de l'écoulement du fluide caloporteur - l'eau - et des échanges de chaleur qui ont lieu entre celui-ci et le combustible. Enfin la thermomécanique étudie les transferts de chaleur au sein des crayons de combustible nucléaire et l'évolution de leurs propriétés vis-à-vis du transfert de chaleur en fonction de leur irradiation.

Les modèles théoriques qui en sont issus servent de base à l'élaboration de codes informatiques permettant le calcul approché des grandeurs physiques d'intérêt comme le facteur de multiplication effectif, la nappe de puissance et la distribution de température.

Pour la neutronique, c'est la résolution de l'équation de transport de Boltzmann qui permet au physicien des réacteurs de connaître le flux neutronique, et toutes les autres grandeurs à partir du flux. On a recours à un ensemble d'approximations qui conduisent à réaliser le calcul en plusieurs étapes. L'ensemble des étapes et approximations constituent un schéma de calcul.

Pour la thermique, c'est la résolution de l'équation de conduction de la chaleur de Fourier, et celle des équations de Navier-Stokes pour l'écoulement des fluides qui permettent de connaître la distribution de température sur la géométrie traitée. On a recours à des méthodes d'éléments finis ou de schémas aux différences finies.

1.1 Éléments de la problématique

Les chaînes de calcul industrielles en neutronique reposent sur des schémas de calcul qui comportent trois grandes étapes :

- la production d'une bibliothèque isotopique de sections efficaces ;
- la production d'une base de données réacteur grâce au calcul d'assemblage ;
- le calcul de cœur complet.

Le calcul d'assemblage est réalisé à l'échelle de l'assemblage combustible sans la connaissance des paramètres locaux de fonctionnement en cœur. On fait l'hypothèse que l'assemblage est entouré d'autres assemblages identiques suivant un réseau infini.

L'équation de Boltzmann est discrétisée spatialement et énergétiquement. Le découpage énergétique comporte plusieurs centaines de groupes (281 pour le maillage SHEM281 utilisé dans cette étude). Chaque région du maillage spatial est constituée d'une pâte homogène possédant un vecteur isotopique, une densité, et une température qui lui sont propres.

On fait varier des paramètres de contre-réaction (température modérateur, concentration en bore,...) pour remplir une grille multi-paramétrées qui servira de base de données pour l'interpolation des sections efficaces dans le calcul de cœur.

Notamment, le calcul d'évolution qui permet de connaître les concentrations isotopiques dans l'assemblage en fonction du taux de combustion est réalisé avec une distribution de température uniforme et constante en irradiation.

Cela constitue un ensemble d'approximations puisque d'une part, la distribution de température dans l'assemblage n'est pas uniforme (forts gradients de température dans les crayons combustible, disparités entre les crayons) et d'autre part les propriétés thermomécaniques des crayons évoluent au cours de l'irradiation, ce qui modifie la distribution de température.

La température du combustible influe sur le calcul de neutronique par l'intermédiaire des sections efficaces des isotopes lourds. Certaines d'entre elles présentent un comportement résonant en fonction de l'énergie cinétique du neutron incident. L'augmentation de température, par effet Doppler, élargit les résonances et tend à augmenter les taux de réaction correspondants.

Notre travail vise à évaluer les erreurs introduites dans le schéma de calcul par l'hypothèse de température uniforme et constante en irradiation et juger de la pertinence de l'implémentation d'un couplage neutronique-thermique dans le calcul d'assemblage à l'échelle industrielle.

1.2 Objectifs de recherche

Les objectifs des travaux résumés dans ce document sont les suivants :

1. Implémenter un couplage neutronique-thermique à l'échelle du crayon combustible pour comparer différentes modélisations du profil de température régnant au sein du crayon, notamment l'emploi d'une température effective uniforme par rapport à un profil de température.
2. Implémenter un couplage neutronique-thermique à l'échelle de l'assemblage pour évaluer la contre-réaction thermique à temps 0 sur un assemblage qui voit sa nappe de puissance modifiée par la présence de grandes lames d'eau.
3. Introduire le couplage à l'échelle de l'assemblage dans le calcul d'évolution pour pouvoir prendre en compte à la fois l'hétérogénéité de la distribution de température et ses variations au cours de l'irradiation.

1.3 Plan du mémoire

Dans les chapitres 2 et 3, on donne des éléments théoriques de calcul neutronique et de calcul thermique et de leur application dans les codes industriels de calcul.

Le quatrième chapitre est dédié à la description des couplages développés durant ce projet.

La suite du mémoire expose les résultats obtenus. Le chapitre 5 présente les résultats sur le crayon combustible. Puis les sixième et septième chapitres décrivent respectivement les résultats sur l'assemblage à temps 0 en présence de grandes lames d'eau et sur l'assemblage en évolution.

CHAPITRE 2 ÉLÉMENTS DE CALCUL NEUTRONIQUE

Dans cette partie, nous tâchons de donner des éléments théoriques de neutronique et une présentation générale des schémas de calcul en neutronique nécessaires à la bonne compréhension des études présentées dans ce rapport. Le but est de fournir des bases, non exhaustives, et de donner des références pour combler les espaces laissés en blanc pour ne pas alourdir ce texte plus que nécessaire.

Les éléments donnés ici supposent une connaissance préalable chez le lecteur de notions de physique nucléaire dont on trouvera un résumé de qualité dans (Hébert, 2009).

La neutronique, aussi appelée physique des réacteurs, est l'étude des interactions des neutrons avec la matière dans un réacteur nucléaire. Le but d'un réacteur nucléaire est d'entretenir une réaction en chaîne contrôlée, basée sur la fission d'isotopes lourds. Les fissions résultent de l'interaction entre ces isotopes et les neutrons qui peuplent le réacteur. En plus de libérer de l'énergie, elles libèrent de nouveaux neutrons capables d'induire de nouvelles fissions. De nombreuses autres réactions ont lieu dans un réacteur entre noyaux et neutrons (diffusion élastique, inélastique, capture radiative, ...) et peuvent conduire à la « disparition » des neutrons. Le bilan entre production et disparition des neutrons doit être équilibré à chaque instant pour assurer l'équilibre du réacteur.

2.1 Flux neutronique

Pour décrire la population des neutrons, on considère un espace des phases à 7 dimensions qui sont :

- les trois composantes de la position géométrique \mathbf{r} du neutron,
- les trois composantes de la vitesse \mathbf{v} du neutron,
- le temps t .

Dans cet espace, on définit la densité neutronique $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ en fonction du temps t , telle que le nombre de neutrons à la position \mathbf{r} à $d^3\mathbf{r}$ près, qui ont une vitesse \mathbf{v} à $d^3\mathbf{v}$ près, à l'instant t , soit égal à $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d^3rd^3v$.

L'évolution de la population des neutrons est modélisée par une équation de bilan due à Ludwig Boltzmann (1844 - 1906) qui est décrite dans la section 2.3. Cette équation fait

intervenir une grandeur appelée flux neutronique qui est définie comme :

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = v \cdot n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.1)$$

où v est le module de la vitesse \mathbf{v} du neutron.

On a pour habitude de découpler le module v et la direction Ω de la vitesse \mathbf{v} du neutron, et d'exprimer le flux neutronique en fonction de l'énergie cinétique du neutron $E = \frac{1}{2}mv^2$ au lieu du module de la vitesse. On écrit donc $\phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$.

C'est cette grandeur que tout calcul de neutronique vise à obtenir en résolvant l'équation de Boltzmann, et à travers elle, la valeur des paramètres clés du réacteur comme le facteur de multiplication effectif, les taux de réactions, ou encore la nappe de puissance.

2.2 Sections efficaces

Dans cette section, nous rappelons les notions de sections efficaces microscopiques, macroscopiques, totales et partielles. Nous rappelons également les modèles de Breit et Wigner pour décrire les résonances et la modélisation de l'effet Doppler afin d'expliquer l'influence de la température sur les résonances de sections efficaces. Pour un exposé plus exhaustif, on se réfèrera à (Hébert, 2009).

Si l'on considère un faisceau de neutrons animés d'une vitesse uniforme et d'intensité I , qui se déplacent en ligne droite dans un milieu homogène contenant un seul type de nucléide avec une densité de N noyaux par unité de volume, on constate expérimentalement que le taux de réaction de type x dans l'élément de longueur ds est proportionnel à ds , à I et à N .

$$dR_x \propto N I ds \quad (2.2)$$

Le facteur de proportionnalité est noté σ_x et est appelé section efficace microscopique partielle de réaction x de l'isotope en question. Sa dimension est celle d'une surface.

La section efficace macroscopique partielle de réaction x est notée Σ_x et est définie comme le produit $N \sigma_x$. Elle caractérise le milieu et la probabilité pour un neutron d'interagir avec ce dernier par la voie x .

Si le milieu contient plusieurs isotopes $i \in \{1, \dots, I\}$, la section efficace macroscopique par-

tielle de réaction x du milieu vaut $\Sigma_x = \sum_{i=1}^I N_i \sigma_{x,i}$.

La section efficace macroscopique totale du milieu vaut $\Sigma = \sum_x \Sigma_x$: elle caractérise la probabilité totale pour un neutron d'interagir avec le milieu.

2.2.1 Résonances - Modèle de Breit et Wigner

Certains isotopes possèdent des sections efficaces résonantes : la section efficace devient très importante pour un neutron d'énergie incidente proche d'une énergie donnée. C'est le cas de l'uranium 238 qui présente de très grandes résonances de capture entre 1 eV et 100 eV.

L'existence de telles résonances est prédictive par la physique nucléaire, amont à la physique des réacteurs. Mentionnons simplement qu'elles résultent de la quantification des niveaux d'énergie accessibles du noyau composé par le neutron et son noyau cible. Un neutron dont l'énergie cinétique E est telle que l'énergie d'excitation disponible pour le système {neutron + noyau} est proche d'un niveau excité E_0 du noyau composé a beaucoup plus de chances d'interagir avec ce dernier.

Pour décrire les résonances des sections efficaces de capture et de fission, on utilise couramment le modèle de Breit et Wigner (Hébert, 2009) :

$$\sigma_x(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + x^2} \quad (2.3)$$

où

- $\sigma_0 = 4\pi\lambda g_J \frac{\Gamma_n(E)}{\Gamma}$;
- λ : longueur d'onde réduite du neutron ;
- g_J : facteur de spin qui dépend du noyau ;
- $\Gamma_n(E)$: largeur partielle de résonance pour la réaction de diffusion ;
- Γ_x : largeur partielle de résonance pour la réaction x ;
- Γ : largeur totale de résonance ;
- $x = \frac{E_0 - E}{\Gamma/2}$

L'expression précédente pour la section efficace indique une forme en cloche, centrée autour

de la valeur E_0 , et qui est d'autant plus piquée autour de cette valeur que le terme Γ est faible.

Cette représentation de la résonance est valable pour un noyau cible au repos, c'est-à-dire à une température absolue de 0 K .

2.2.2 Influence de la température - Effet Doppler

Lorsque le noyau cible n'est plus considéré au repos, mais en équilibre thermique à la température T , l'énergie d'excitation disponible pour le système {neutron + noyau} ne dépend plus uniquement de la vitesse du neutron mais également de celle du noyau.

La vitesse du noyau cible est décrite de façon statistique par une distribution maxwellienne. De façon qualitative, on comprend que les fluctuations statistiques de la vitesse du noyau autorisent un plus large spectre de vitesses du neutron à procurer au système {neutron + noyau} une énergie très proche d'une énergie d'excitation du noyau composé (Marguet, 2013).

Ceci se traduit par un élargissement de la résonance et un abaissement du pic de la résonance, comme illustré par la Figure 2.1 extraite de (Hébert, 2009).

Quantitativement, pour décrire les résonances lorsque le noyau est en équilibre à la température T , on peut recourir à l'Équation 2.4 dont les développements sont détaillés dans (Hébert, 2009). Ce dernier propose d'écrire la section efficace partielle de réaction ρ comme :

$$\sigma_\rho(E, T) = \sigma_0 \frac{\Gamma_\rho}{\Gamma} \psi(\zeta, x) \quad (2.4)$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(\zeta, x) = \frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\exp[-\frac{1}{4}(x-y)^2\zeta^2]}{1+y^2} \\ \zeta = \frac{\Gamma}{\Gamma_D} \\ \Gamma_D = \left(\frac{4E k_B T}{A} \right)^{1/2} \end{array} \right. \quad (2.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(\zeta, x) = \frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\exp[-\frac{1}{4}(x-y)^2\zeta^2]}{1+y^2} \\ \zeta = \frac{\Gamma}{\Gamma_D} \\ \Gamma_D = \left(\frac{4E k_B T}{A} \right)^{1/2} \end{array} \right. \quad (2.7)$$

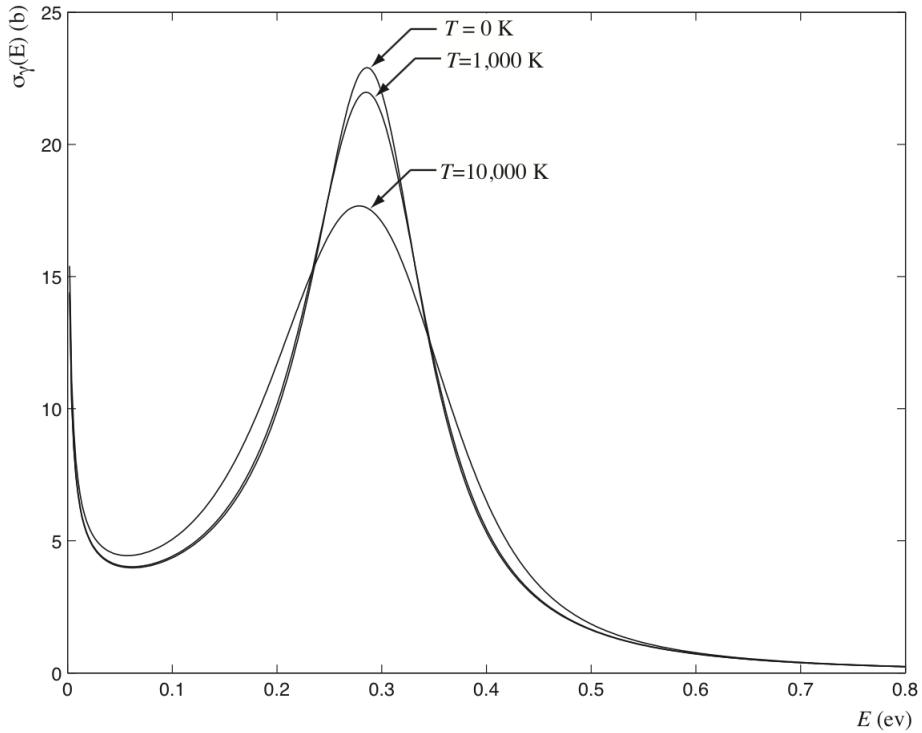


Figure 2.1 Représentation de l'effet Doppler sur la première résonance de capture de l'uranium 235. Source : (Hébert, 2009).

Dans la limite où $T \rightarrow 0 K$, l'expression donnée dans l'Équation 2.4 s'identifie avec l'expression de Breit et Wigner exposée au paragraphe précédent.

L'élargissement des résonances du à l'effet Doppler comme nous venons de le voir préserve l'intégrale sous la courbe de la section efficace. En revanche, les taux de réactions peuvent varier sous l'effet de cet élargissement. On verra dans la suite de ce rapport que l'augmentation globale de la température entraîne une baisse de réactivité via une augmentation du taux de capture.

2.3 L'équation de transport neutronique de Boltzmann

Nous ne détaillons pas les étapes de l'obtention de l'équation de Boltzmann, on pourra les trouver dans (Hébert, 2009).

L'équation de transport de Boltzmann est une équation de bilan qui exprime la variation de la population de neutrons dans un volume de l'espace des phases entre les instants t et $t + dt$

en détaillant l'origine des productions et des disparitions de neutrons durant cet intervalle de temps. Dans sa forme différentielle, elle s'écrit :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \nabla \cdot \boldsymbol{\Omega} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \quad (2.8)$$

Dans ce projet, seules des études en régime stationnaire (indépendant du temps) ont été menées. L'équation de Boltzmann indépendante du temps s'écrit :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Omega} \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.9)$$

Le premier terme du membre de gauche de cette équation représente le bilan net des neutrons qui « fuient » de façon géométrique le volume élémentaire de l'espace des phases autour du point $(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$.

Le second terme du membre de gauche de l'équation représente les neutrons qui disparaissent du volume élémentaire par suite d'une interaction avec le milieu.

Le terme $Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ est le terme source. Dans le cas d'un milieu multiplicateur de neutrons contenant des isotopes fissiles, le terme source s'écrit :

$$\begin{aligned} Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = & \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}') \\ & + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \end{aligned} \quad (2.10)$$

où nous avons noté :

- $\Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}')$, la section de transfert à l'énergie E et dans la direction $\boldsymbol{\Omega}$. Elle représente les phénomènes de diffusion des neutrons et prend également en compte les réactions (n, xn) lors desquelles le choc d'un neutron sur un noyau entraîne la libération d'un ou plusieurs autres neutrons ;
- J , le nombre total d'isotopes fissiles à la position \mathbf{r} ;
- $\chi_j(E)$, la densité de probabilité pour qu'une fission de l'isotope j donne naissance à un neutron d'énergie E ;
- $\nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E')$, la section efficace de fission de l'isotope j à la position \mathbf{r} , pour un neutron incident d'énergie E' , multipliée par le nombre moyen de neutrons émis par fission ν .

Traduite en langage courant, l'équation de Boltzmann indépendante du temps exprime que : « Tous les neutrons qui apparaissent dans un volume élémentaire de l'espace des phases - c'est-à-dire en un point géométrique donné avec une énergie et une direction données - suite à la fission ou à la diffusion sur un isotope du milieu, sont compensés par la disparition du même nombre de neutrons dans cet espace des phases en raison de leur fuite géométrique ou d'une interaction avec la matière ».

Le coefficient k_{eff} qui apparaît dans l'équation (2.10) est appelé facteur de multiplication effectif. Il est introduit dans l'équation de bilan pour ajuster les productions de neutron et assurer l'égalité des deux membres de l'équation.

- Si $k_{\text{eff}} > 1$, le réacteur est dit sur-critique : les productions de neutrons excèdent les disparitions : la réaction en chaîne s'emballe.
- Si $k_{\text{eff}} < 1$, le réacteur est dit sous-critique : les disparitions de neutrons excèdent les productions : la réaction en chaîne s'étouffe.
- Si $k_{\text{eff}} = 1$, le réacteur est dit critique : les productions de neutrons sont exactement compensées par les disparitions : la réaction en chaîne se poursuit de façon contrôlée.

2.4 Résolution numérique de l'équation du transport dans les codes de réseau

Dans le cas général, du fait de la complexité du terme source, il n'est pas possible de résoudre l'équation de Boltzmann de façon analytique. On a donc recours à des codes informatiques qui permettent, sous certaines hypothèses, de calculer une solution approchée du flux neutronique dans une géométrie donnée.

Comme évoqué en introduction, les schémas de calcul en neutronique reposent sur trois grandes étapes. Les paragraphes de cette section décrivent les méthodes relatives à la deuxième étape : le calcul d'assemblage. Il est assuré par un code de réseau. Il existe deux types de codes de réseau : déterministes et stochastiques. Nous présentons des méthodes relatives aux codes de réseau déterministes, comme le code APOLLO2 utilisé dans ce projet.

Les codes de réseau stochastiques sont basés sur la théorie de Monte-Carlo et sont jugés exacts pour un échantillon de neutrons suffisamment grand. Ils servent notamment à effectuer la validation des calculs des codes de réseau déterministes. Pour un exposé des méthodes liées à ce type de codes, on consultera (Hébert, 2009).

Tous les codes de réseau déterministes reposent sur une double discrétisation : énergétique et spatiale.

2.4.1 Approximation multigroupe

L'approximation multigroupe consiste à partitionner le domaine énergétique (de 0 eV à 20 MeV environ) en un certain nombre de groupes G . Chaque grandeur physique est représentée par une valeur unique au sein de chaque groupe $g \in \{1, \dots, G\}$. On a coutume d'utiliser la léthargie u définie comme $u = \ln \frac{E_0}{E}$ (avec E_0 : énergie de référence), unité sans dimension, à la place de l'énergie E .

L'approximation multigroupe s'exprime alors : pour toute grandeur physique X , pour tout groupe $g \in \{1, \dots, G\}$:

$$\forall u \in g, \quad X(u) = X_g \quad (2.11)$$

2.4.2 Discrétisation spatiale

De la même manière, on est amené à partitionner le domaine \mathcal{D} de la géométrie en un certain nombre de régions I .

On pose alors : pour toute grandeur physique X , pour toute région $i \in \{1, \dots, I\}$:

$$\forall \mathbf{r} \in i, \quad X(\mathbf{r}) = X_i \quad (2.12)$$

2.4.3 Équation du transport multigroupe

L'approximation multigroupe conduit à la discrétisation de l'équation du transport de Boltzmann dans sa forme différentielle comme :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Omega} \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.13)$$

avec

$$\begin{aligned}
Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = & \sum_{h=1}^G \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{4\pi} \Sigma_{s,l,g \leftarrow h}(\mathbf{r}) \sum_{m=-l}^l R_l^m(\boldsymbol{\Omega}) \phi_{l,h}^m(\mathbf{r}) \\
& + \frac{1}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r})
\end{aligned} \tag{2.14}$$

où on a développé la section de transfert multigroupe en polynômes de Legendre et le flux angulaire multigroupe en harmoniques sphériques. Pour plus de détails sur ces développements, on pourra se référer à (Hébert, 2009).

2.4.4 Résolution par la méthode des P_{ij}

Dans les calculs de neutronique conduits au cours de ce projet, deux méthodes de résolution de l'équation de transport multigroupe ont été utilisées : la méthode des probabilités de première collision, notée P_{ij} , et la méthode des caractéristiques, notée MOC.

Nous explicitons brièvement les développements de la méthode des P_{ij} donnés dans (Hébert, 2009) pour familiariser le lecteur à l'esprit de cette méthode, et le renvoyons à l'ouvrage pour un exposé approfondi ainsi que pour un exposé des développements liés à la méthode MOC.

On part de la forme intégrale de l'équation de Boltzmann que l'on intègre par rapport à l'angle solide $\boldsymbol{\Omega}$ pour obtenir une expression du flux intégré :

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\infty} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\mathbf{r}') \tag{2.15}$$

avec $s = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, et le chemin optique :

$$\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\mathbf{r} - s' \boldsymbol{\Omega}) \tag{2.16}$$

On partitionne le motif élémentaire en un ensemble de régions V_i , $i \in \{1, \dots, I\}$, et on note V_i^∞ l'ensemble de toutes les régions V_i .

On multiplie par $\Sigma_g(\mathbf{r})$ et on intègre l'équation (2.15) sur la région V_j , ce qui nous donne :

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i^\infty} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \tag{2.17}$$

où, en tronquant à l'ordre 0 le développement en polynômes de Legendre de la section de transfert multigroupe,

$$Q_{i,g} = \sum_h \Sigma_{s0,i,g \leftarrow h} \phi_{i,h} + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{j=1}^J \chi_{j,g} \sum_h \nu \Sigma_{f,j,h} \phi_{i,h} \quad (2.18)$$

On réécrit l'équation (2.17) comme :

$$V_j \Sigma_{j,g} \phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g} V_i P_{ij,g} \quad (2.19)$$

où on a noté :

$$\phi_{j,g} = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) \quad (2.21)$$

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \frac{e^{-\tau(s)}}{s^2} \quad (2.22)$$

puis, en notant $p_{ij,g} = P_{ij,g} / \Sigma_{j,g}$ et en constatant les propriétés de conservation et de réciprocité des $p_{ij,g}$ (Hébert, 2009) :

$$\phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \quad (2.23)$$

La quantité $P_{ij,g}$ représente la probabilité pour qu'un neutron produit dans une des régions V_i du réseau infini de motifs élémentaires subisse sa première collision dans la région V_j d'un de ces motifs.

L'équation (2.23), éclairée par les équations (2.18) et (2.22) fait apparaître que la résolution de l'équation multigroupe de Boltzmann se ramène à l'inversion d'un système matriciel dont les coefficients sont calculés à partir des sections efficaces multigroupes du milieu. Plusieurs stratégies s'offrent pour le calcul des intégrales qui définissent les coefficients du système matriciel et pour sa résolution numérique, on en trouvera un exposé dans (Hébert, 2009).

2.4.5 Autoprotection des résonances

Les éléments donnés dans ce paragraphe sont extraits de (Coste-Delclaux, 2012).

La résolution de l'équation multigroupe de Boltzmann par une méthode comme celle des P_{ij} s'appuie sur la donnée des sections efficaces multigroupes des différents isotopes présents dans le milieu.

La section efficace microscopique partielle de réaction ρ de l'isotope x dans le groupe g , notée $\sigma_{\rho,x,g}$, est définie de façon à préserver le taux de réaction dans le groupe g .

Le flux multigroupe dans le groupe g est défini comme :

$$\phi_g(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Delta u_g} \int_g \phi(\mathbf{r}, u) du \quad (2.24)$$

De sorte que l'on est amené à définir $\sigma_{\rho,x,g}$ comme :

$$\sigma_{\rho,x,g}(\mathbf{r}) = \frac{\int_g \sigma_{\rho,x}(\mathbf{r}, u) \phi(\mathbf{r}, u) du}{\int_g \phi(\mathbf{r}, u) du} \quad (2.25)$$

Pour les isotopes et les groupes d'énergie g pour lesquels la section efficace varie peu en fonction de la léthargie, on peut sortir la section efficace dans l'intégrale précédente et le flux se simplifie, ce qui permet de définir une fois pour toutes les sections efficaces multigroupes sans tenir compte de la géométrie.

Ce n'est plus le cas lorsque la section efficace d'un isotope varie beaucoup au sein d'un groupe, notamment dans le domaine des résonances. Au niveau d'une résonance, on constate expérimentalement un creusement du flux, ce qui conduit à des variations plus lentes du taux de réaction défini comme le produit de la section efficace par le flux : c'est le phénomène d'auto-protection des résonances. Celui-ci est illustré par la Figure 2.2 extraite de (Coste-Delclaux, 2012).

Pour de tels isotopes et de tels groupes, il est nécessaire de tenir compte du flux pour déterminer les sections efficaces multigroupes et un calcul d'autoprotection sera donc nécessaire avant tout calcul principal du flux.

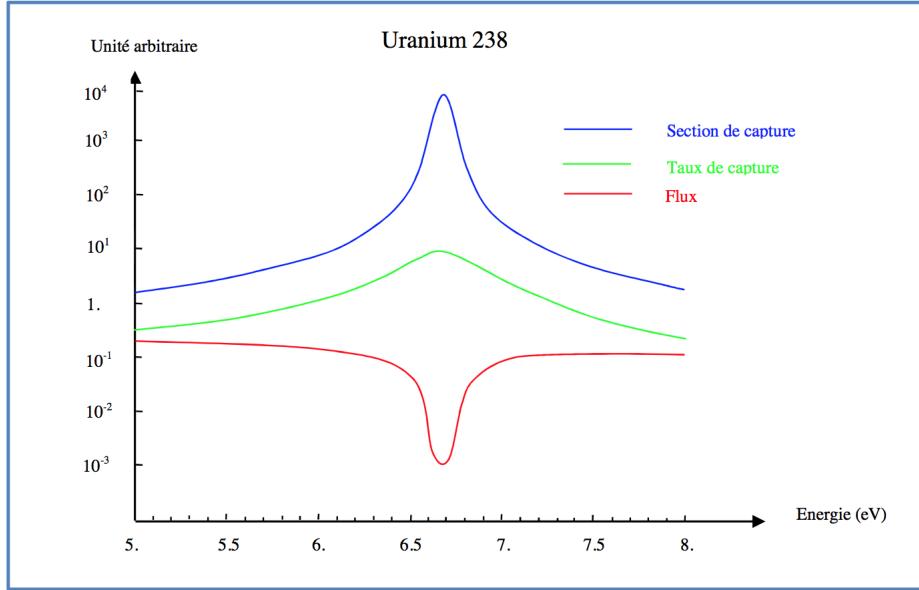


Figure 2.2 Représentation du phénomène d'autoprotection sur la résonance de capture du ^{238}U . Source : (Coste-Delclaux, 2012).

Ce calcul d'autoprotection nécessite la connaissance du flux qui est la quantité que l'on cherche à calculer *in fine*.

Pour surmonter cette difficulté, on utilise un flux déterminé de façon approchée. Plusieurs méthodes existent et se répartissent en deux catégories : les méthodes qui procèdent par équivalence avec un milieu homogène infini, et les méthodes dites de « sous-groupes ».

Dans le code APOLLO2, utilisé dans ce projet, le seul modèle d'autoprotection autorisant le traitement d'un profil de température utilise une méthode qui procède par équivalence. Pour un exposé de ce modèle, on consultera (Coste-Delclaux, 2012).

Mentionnons simplement deux points :

- c'est le module AUTOP: d'APOLLO2 qui réalise l'interpolation des sections efficaces à la température souhaitée ;
- le calcul d'autoprotection avec APOLLO2 utilise des formules de quadrature pour évaluer les intégrales qui apparaissent dans les équations théoriques. Ces formules de quadrature sont calculées en fonction des températures des différents milieux.

2.4.6 Données nucléaires

Un code de réseau déterministe (comme APOLLO2) prend donc comme données d'entrée des sections efficaces multigroupes. Ces sections multigroupes sont réunies dans des bibliothèques multigroupes (pour APOLLO2, ce sont les APOLIBs).

La création d'une telle bibliothèque repose sur deux données d'entrée :

- une évaluation nucléaire, comme la JEFF3.1.1 (pour Joint Evaluated Fission and Fusion File) (Santamarina *et al.*, 2009) utilisée dans ce projet, qui contient des données ponctuelles en léthargie donnant les sections efficaces, les spectres de fission, etc., et pour une température absolue de 0 K.
- un maillage énergétique, comme le SHEM281 utilisé dans ce projet (Hfaiedh, 2006).

On utilise un code permettant le traitement des données nucléaires contenues dans l'évaluation pour réaliser la mise en groupe suivant le maillage énergétique spécifié. Presque tous ces codes s'appuient sur les modules du code NJOY (MacFarlane et Muir, 2012).

Notamment, lors du traitement de l'évaluation, le module BROADR: du code NJOY réalise un élargissement Doppler des sections efficaces par convolution numérique. Dans la bibliothèque multigroupe en sortie du traitement avec NJOY, les sections multigroupes sont ainsi tabulées en température. Dans les APOLIBs pour APOLLO2, ce sont en réalité les taux effectifs pour l'autoprotection qui sont tabulés à la fois en température et en dilution. La section efficace de l'isotope considéré à la température souhaitée s'obtient pour un paramètre de dilution infini (Coste-Delclaux, 2012).

Lors d'un calcul de réseau, l'utilisateur définit une géométrie avec des milieux physiques qui sont à une certaine température. Cette température est alors utilisée pour interpoler dans la bibliothèque multigroupe et permet de déterminer les sections efficaces du milieu physique considéré.

CHAPITRE 3 MODÉLISATIONS DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS UN CRAYON COMBUSTIBLE PLONGÉ DANS UN FLUIDE RÉFRIGÉRANT

Ce court chapitre a pour but de présenter brièvement la théorie des transferts de chaleur et les modèles de transfert de chaleur utilisés dans notre étude.

Nous nous bornons à un exposé succinct : nous donnons simplement des bases rudimentaires qui aideront à comprendre comment un code de thermique, comme le code C3THER utilisé dans notre étude, permet de calculer le profil de température régnant au sein d'un crayon combustible.

3.1 Transferts thermiques

La théorie des transferts de chaleur trouve sa source dans le second principe de la thermodynamique : « Heat flows whenever there is a temperature difference » (Tapucu, 2010).

Les transferts de chaleur, ou transferts thermiques, se font selon trois modes différents : conduction ; convection ; radiation.

La conduction thermique, si elle a lieu, prend place au sein d'un solide. Elle stipule que l'agitation microscopique des atomes et molécules composant le solide se répercute de proche en proche. Sous cet aspect, la conduction thermique est un échange d'énergie cinétique microscopique.

La convection thermique est un mode de transfert de chaleur impliquant un solide immergé dans un fluide en mouvement. Une « couche limite » (Tapucu, 2010) de fluide se forme à la surface du solide et permet une modélisation du transfert thermique dans ce cas. La nature de l'échange est fondamentalement similaire à celle mise en jeu dans le phénomène de conduction.

Enfin le dernier mode de transfert thermique, la radiation thermique, se distingue des deux autres par sa nature : il peut se faire dans le vide et met en jeu un échange d'ondes électromagnétiques.

3.2 Conduction thermique dans la pastille et dans la gaine

On doit l'équation empirique de conduction thermique dans un solide à J.B. Fourier (1768 - 1830). Elle s'écrit :

$$\mathbf{q}''(\mathbf{r}, t) = -k(\mathbf{r}, t) \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (3.1)$$

Le facteur k est appelé conductivité thermique du matériau considéré. C'est une propriété intrinsèque du matériau qui dépend notamment de sa structure microscopique. Elle s'exprime en $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$.

Le flux thermique \mathbf{q}'' est un vecteur qui représente la quantité d'énergie thermique par unité de surface qui circule au point \mathbf{r} et au temps t considérés. Il s'exprime en $W \cdot m^{-2}$.

La quantité ∇T représente le gradient de température au point \mathbf{r} et au temps t considérés. Il pointe dans la direction où la température augmente le plus.

En considérant un volume élémentaire, et en effectuant un bilan d'énergie interne dans ce volume élémentaire, on aboutit à l'équation suivante (Tapucu, 2010) :

$$c_p(\mathbf{r}, t) \rho(\mathbf{r}, t) \frac{\partial T}{\partial t}(\mathbf{r}, t) = \nabla \cdot \left(k(\mathbf{r}, t) \nabla T(\mathbf{r}, t) \right) + q'''(\mathbf{r}, t) \quad (3.2)$$

où

$q'''(\mathbf{r}, t)$: puissance volumique générée à la position \mathbf{r} et au temps t (en $W \cdot m^{-3}$) ;

$c_p(\mathbf{r}, t)$: capacité calorifique du solide à la position \mathbf{r} et au temps t (en $J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$) ;

$\rho(\mathbf{r}, t)$: masse volumique à la position \mathbf{r} et au temps t (en $kg \cdot m^{-3}$).

En régime permanent (indépendant du temps), l'équation précédente se réduit à :

$$q'''(\mathbf{r}) = -\nabla \cdot \left(k(\mathbf{r}) \nabla T(\mathbf{r}) \right) \quad (3.3)$$

Dans le cas particulier d'un solide cylindrique (comme un crayon combustible) ayant pour axe central l'axe z , en faisant l'hypothèse d'une symétrie cylindrique autour de l'axe z et que le solide est suffisamment grand pour négliger les échanges thermiques axiaux, l'Équation 3.3 se réduit à une équation unidimensionnelle et s'écrit :

$$q'''(r) = -\frac{d}{dr} \left(r \cdot k(r) \cdot \frac{dT}{dr}(r) \right) \quad (3.4)$$

où r représente désormais le rayon (la distance du point considéré à l'axe z).

C'est cette équation que le code de thermique crayon C3THER cherche à résoudre pour connaître le profil de température dans le crayon combustible.

On écrit cette équation deux fois : une fois dans la pastille de combustible, avec la conductivité thermique k_p correspondante, et une fois dans la gaine, avec la conductivité thermique k_g correspondante.

Pour la résoudre on a besoin de connaître les conditions aux limites du domaine.

L'une d'entre elles est donnée par l'hypothèse de symétrie cylindrique et par le fait que la distribution de température est continuement dérivable : ceci force le gradient de température au niveau de l'axe z à s'annuler, c'est-à-dire :

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad (3.5)$$

3.3 Échange gaine-réfrigérant

Une autre condition aux frontières est donnée par l'échange thermique se produisant entre le fluide réfrigérant - l'eau - et le crayon combustible. Cet échange thermique est soumis aux lois de la convection thermique.

Les lois de la convection thermique font appel aux équations régissant l'écoulement des fluides : les équations de Navier-Stokes. Nous ne décrivons pas ces équations et renvoyons le lecteur à (Tapucu, 2010) pour un exposé de la théorie sous-jacente.

Dans C3THER, un modèle de thermohydraulique simplifiée permet de déterminer la tempé-

rature de surface de la gaine T_{surf} . Celle-ci est soit directement déterminée par l'utilisateur, soit calculée à partir de la température du réfrigérant (qu'on renseigne), des dimensions de la cellule et de la puissance du crayon.

Ceci fixe une deuxième conditions aux frontières du domaine :

$$T(R_{\text{ext,g}}) = T_{\text{surf}} \quad (3.6)$$

où $R_{\text{ext,g}}$ désigne le rayon extérieur de la gaine du crayon.

3.4 Coefficient d'échange thermique à l'interface pastille-gaine

En début d'irradiation, un espace vide est laissé entre la pastille et la gaine en prévision notamment du dégagement de produits de fission gazeux qui feraient éclater la gaine si un espace n'était pas prévu à cet effet.

Du fait de cet espace vide, le transfert thermique est initialement purement radiatif. Au cours de l'irradiation, l'espace vide est peu à peu comblé et le transfert change de nature : des phénomènes conductifs entrent en jeu.

Dans le code C3THER, on modélise le transfert thermique à l'interface pastille-gaine par l'équation suivante :

$$-2\pi R_{\text{ext,p}} \cdot k_p \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R_{\text{ext,p}}} = -2\pi \frac{(R_{\text{ext,p}} + R_{\text{int,g}})}{2} \cdot h_{\text{gap}} \left(T(R_{\text{int,g}}) - T(R_{\text{ext,p}}) \right) \quad (3.7)$$

Le coefficient h_{gap} est appelé coefficient de transfert thermique à l'interface pastille-gaine. Il dépend de paramètres comme le taux de combustion moyen du crayon, le type de combustible, son enrichissement et également du profil de température dans le crayon.

Cette dernière relation termine de caractériser le problème dans sa totalité.

La résolution numérique est effectuée à l'aide d'un schéma aux différences finies sur un

maillage de discréétisation 1D.

Les corrélations utilisées pour le calcul des différents paramètres physiques sont regroupées dans la note (Thouvenin et Guillot, 2014).

CHAPITRE 4 IMPLÉMENTATION D'UN COUPLAGE NEUTRONIQUE-THERMIQUE POUR LES CALCULS D'ASSEMBLAGE REP

Cette partie est dédiée à la description du couplage implémenté entre les codes de réseau et de thermique dans le cadre de ce projet.

Après un état des lieux du traitement de la température combustible dans les chaînes de calcul industrielles, on rappelle le principe et les motivations qui poussent à l'implémentation d'un tel couplage. Le champ de température qui varie continûment avec la position doit être modélisé et discrétisé dans le calcul d'assemblage. Par ailleurs, on veut prendre en compte les rétroactions réciproques entre la neutronique et la thermique.

On présente dans un second temps le couplage spécifique à ce projet afin que le lecteur puisse appréhender la manière dont les résultats exposés dans les parties ultérieures ont été obtenus.

4.1 État des lieux du traitement de la température combustible dans les chaînes de calcul industrielles

Dans une chaîne de calcul industrielle, la température du combustible intervient à trois étapes différentes :

- une première fois au moment de la création des bibliothèques isotopiques de sections efficaces multigroupes, dans lesquelles les données nucléaires sont tabulées en température ;
- une seconde fois dans le calcul d'assemblage, effectué sur un motif élémentaire avec des conditions de symétrie, dans lequel une température effective uniforme est assignée à tous les crayons de l'assemblage ;
- une dernière fois dans le calcul de cœur, effectué sur le cœur au complet, dans lequel chaque assemblage possède une température combustible effective.

Température combustible et bibliothèques isotopiques de sections efficaces multigroupes

On se reportera à la sous-section 2.4.6 pour le traitement de la température dans la création des bibliothèques isotopiques de sections efficaces multigroupes.

Température combustible et calcul d'assemblage

Ce qui suit est spécifique à la chaîne de calcul des coeurs ANDROMEDE (Analyse Neutronique Des REP : Outils et Modèles pour les Etudes et l'Exploitation) d'EDF s'appuyant sur le code de réseau APOLLO2, mais conserve un caractère relativement général à l'ensemble des chaînes de calcul industrielles.

Le but du calcul d'assemblage est de générer une base de données réacteurs, c'est-à-dire une bibliothèque de sections multigroupes à l'échelle de l'assemblage qui sont fonction de différents paramètres comme :

- le type d'assemblage ;
- le taux de combustion ;
- la concentration en bore dans le modérateur ;
- la densité modérateur ;
- **la température combustible** ;
- ...

Pour chaque type d'assemblage, on réalise donc une série de calculs en faisant varier ces paramètres pour remplir une grille multi-paramétrée qui servira de donnée d'entrée au code de cœur qui pourra alors interpoler dans cette grille en fonction des conditions locales du cœur.

Parmi ces paramètres, le burn-up est traité de façon particulière (burn-up = taux de combustion, en anglais) : on réalise un calcul d'évolution en conditions nominales (tous les autres paramètres fixés à leur valeur nominale) qui permet de connaître les concentrations isotopiques à chaque pas de burn-up.

On remplit ensuite la grille multi-paramétrée en effectuant des calculs de reprise en chaque point de la grille (c'est-à-dire pour chaque combinaison des paramètres précédemment cités) en utilisant les concentrations isotopiques calculées lors de l'évolution nominale (Schwartz *et al.*, 2010).

La température du combustible étant l'un de ces paramètres, elle est traitée comme suit :

- elle est considérée comme **uniforme dans l'assemblage**, et **constante au cours de l'évolution** ;
- on la fait varier pour réaliser les calculs de reprise.

Ces observations sont à l'origine des travaux réalisés au cours de ce projet.

Température combustible et calcul de cœur

Une fois la base de données réacteur créée par le calcul d'assemblage, le code de cœur permet de définir une géométrie réelle d'un cœur de réacteur représenté par les briques élémentaires que sont les assemblages (parfois le niveau de discréétisation peut être plus fin) et de réaliser un calcul du flux sur cette géométrie. Pour un exposé fourni des méthodes utilisées dans les codes de cœur, on pourra consulter (Hébert, 2009).

Le code de cœur procède alors à des itérations neutronique - thermomécanique - thermohydraulique pour déterminer les paramètres locaux dans le cœur, comme la température modérateur ou la température combustible dans chaque assemblage.

C'est le seul lieu de la chaîne de calcul où l'interdépendance de la distribution de température et des données nucléaires est prise en compte.

Pour clarifier la démarche de ce processus itératif tout en restant dans une description grossière, on peut dire que le code de cœur :

- réalise un calcul de neutronique à partir de conditions thermomécaniques/thermohydrauliques arbitraires dans le cœur et qui permet de connaître la distribution de puissance (via le taux de fission) dans le cœur ;
- réalise des calculs de thermomécanique/thermohydrauliques/... pour connaître les nouvelles conditions d'opération locales à l'aide de cette distribution de puissance ;
- redéfinit les données nucléaires de chaque assemblage par interpolation dans la base de données réacteur à l'aide des nouvelles conditions locales d'opération ;
- répète ces opérations jusqu'à obtenir une convergence numérique.

Le couplage que nous avons implémenté dans ces travaux propose de mettre en place la même stratégie de calcul au niveau du calcul d'assemblage. La façon dont nous avons procédé fait l'objet des deux sections suivantes.

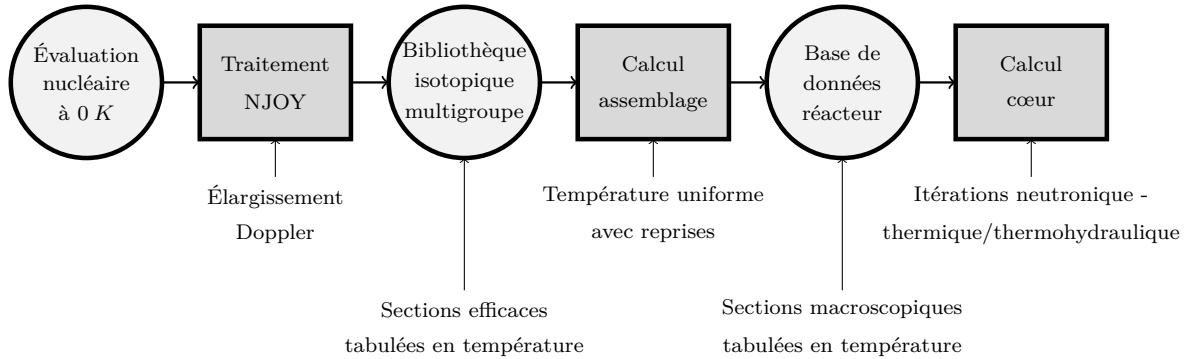


Figure 4.1 Prise en compte de la température combustible dans les chaînes de calcul industrielles.

4.2 Schéma de calcul REL2005

Nous décrivons dans cette section le schéma optimisé REL2005 du CEA pour les calculs d'assemblage avec APOLLO2. Pour implémenter les différents couplages (à l'échelle du crayon et à l'échelle de l'assemblage), nous avons du modifier ce schéma mais nous en sommes restés le plus proche possible.

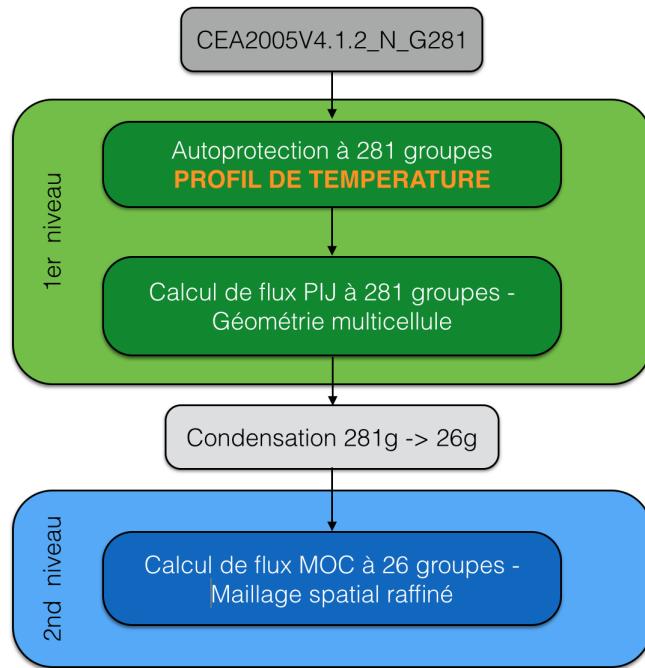


Figure 4.2 Schéma de calcul double niveau optimisé REL2005.

Avant cela, nous devons décrire la géométrie d'un assemblage. Un assemblage combustible se présente comme un réseau carré de 17×17 emplacements dont 265 sont occupés par des crayons. L'emplacement central est occupé par un tube destiné à recueillir de l'instrumentation, et plusieurs autres emplacements sont occupés par des tubes destinés à guider les barres absorbantes de contrôle.

Les assemblages sont conçus en respectant une symétrie centrale. Grâce à cela, on peut limiter le calcul à un huitième d'assemblage en appliquant des conditions de réflexion et symétrie aux frontières du domaine (voir Figure 4.3).

Passons à la description du schéma. Le schéma REL2005 est un schéma double-niveau qui s'articule comme illustré par la Figure 4.2.

La géométrie de premier niveau est une géométrie multi-cellule avec un maillage spatial relâché en comparaison du maillage de second niveau.

Les regroupements de cellules sont intimement liés aux régions d'autoprotection et sont effectués comme illustré sur la Figure 4.3 dans le cas d'un assemblage de type UOX ou MOX.

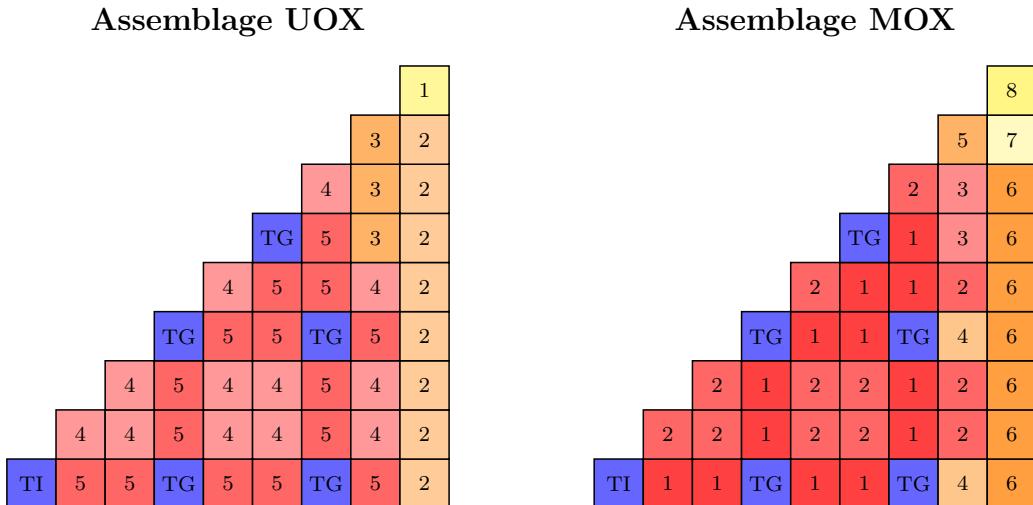


Figure 4.3 Huitièmes d'assemblage UOX et MOX. Regroupements des cellules pour l'auto-protection.

Sur cette figure, les cellules marquées d'un numéro sont occupées par des crayons combustibles. La cellule marquée du sigle « TI » contient le tube d'instrumentation (c'est l'emplacement central de l'assemblage), et celles marquées par le sigle « TG » sont destinées à accueillir des barres de contrôle.

Les cellules contenant des crayons combustibles sont discrétisées comme illustré sur la Figure 4.4. Les crayons sont découpés en 6 couronnes, dont 1 qui représente la gaine en zircaloy, 1 qui représente l'espace vide laissé entre la gaine et la pastille, et 4 couronnes de combustible occupant respectivement 50%, 30%, 15% et 5% du volume de la pastille.

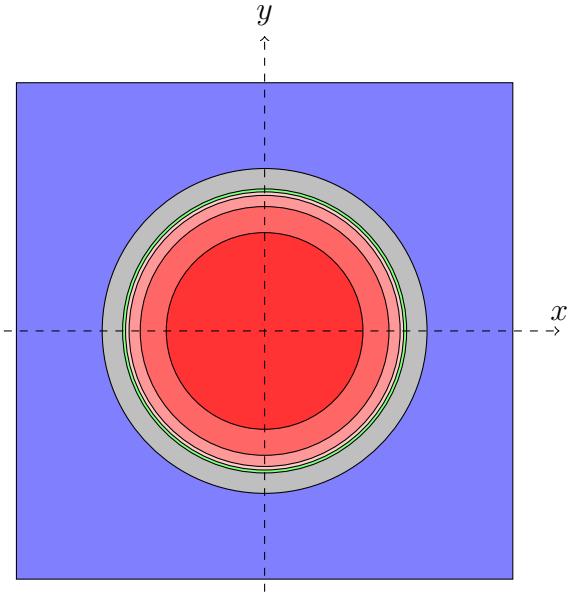


Figure 4.4 Discrétisation des cellules de combustible dans le schéma REL2005. En bleu : modérateur. En gris : zircaloy. En vert : vide. Différents tons de rouge : milieu combustible.

Le calcul de premier niveau est donc effectué sur un maillage spatial grossier et sur un maillage énergétique fin, à 281 groupes. C'est un calcul P_{ij} multi-cellule qui s'appuie sur la méthode des courants d'interface (Schwartz *et al.*, 2010).

Une méthode d'équivalence basée sur les facteurs SPH (Hébert, 2009) permet d'effectuer une condensation des sections efficaces sur un maillage énergétique plus grossier, à 26 groupes. Le maillage spatial est alors raffiné et on procède à un nouveau calcul de flux par la méthode des caractéristiques sur le huitième d'assemblage complet finement discrétisé (pas d'approximation multi-cellule).

Une nouvelle condensation peut être effectuée pour éditer les taux de réaction à 1 ou 2 groupes d'énergie (notamment pour extraire la distribution de puissance).

On retiendra notamment la discrétisation en 4 couronnes des crayons combustibles et les regroupements de cellules pour la géométrie de premier niveau. La modélisation de la distribution de température que nous avons retenue par la suite dépend directement de cette discrétisation.

4.3 Principe du couplage

Le but des couplages que nous avons implémentés est de prendre en compte l'hétérogénéité de la distribution de température dans le crayon combustible et dans l'assemblage le plus justement possible. Cela passe par deux biais :

- autoriser les régions de la géométrie qui contiennent du combustible à avoir des températures différentes les unes des autres ;
- effectuer des itérations neutronique-thermique jusqu'à obtenir convergence numérique.

4.3.1 Modélisation de la distribution de température

La première observation qui doit être faite est la suivante. Chaque région de la géométrie de premier niveau contient un milieu physique défini par un triplet {vecteur isotopique, densité, température} unique. Ceci constraint la modélisation de la distribution de température : on ne pourra pas représenter la distribution de température plus finement que par des fonctions constantes par morceaux, avec un nombre de morceaux limité par le nombre de régions dans la géométrie.

De plus, dans le calcul d'autoprotection, on définit des régions d'autoprotection qui sont des regroupements de régions de calcul qui contiennent le même milieu physique, donc doivent être à la même température. Ainsi, on pourra au plus définir autant de températures que de régions d'autoprotection.

Cas du crayon combustible

Du fait de la forme de l'équation de conduction de la chaleur, on sait que si les propriétés physiques (conductivité thermique, capacité calorifique,...) du crayon sont uniformes, et si la puissance générée en son sein est uniforme, alors la variation radiale de la température est parabolique, avec le maximum atteint au centre du crayon.

Dans la réalité, ni ces propriétés physiques ni la puissance générée ne sont uniformes. Cependant, le profil de température obtenu est proche d'un profil parabolique.

Plusieurs approches peuvent être envisagées pour modéliser ce profil de température dans le schéma de calcul :

- on peut affecter une température différente à chaque couronne (soit un milieu physique distinct dans chacune des régions en rouge sur la Figure 4.4) ;
- on peut affecter la même température à chaque couronne (soit un seul milieu physique dans toutes les régions rouges).

Toutes choses égales par ailleurs, en autorisant les différentes couronnes du crayon à avoir des températures différentes (plus chaud au centre et plus froid en périphérie), on améliore la qualité de la modélisation physique du problème traité.

Il faut noter qu'en différenciant les températures des couronnes, on multiplie le nombre de milieux à traiter durant le calcul : cela peut affecter le temps de calcul.

Cas de l'assemblage

Prenons le cas de l'UOX. Les crayons combustibles sont regroupés en 5 familles (voir Figure 4.3). Ces regroupements ne sont pas effectués au hasard. Ils traduisent le fait que les crayons combustibles d'une même famille partagent un environnement assez similaire dans l'assemblage :

- la famille 1 ne contient que le crayon de coin, qui est le seul dans ce cas ;
- la famille 2 regroupe les crayons en bord d'assemblage ;
- la famille 3 regroupe les crayons internes de l'assemblage qui ne sont ni en face, ni en coin d'un trou d'eau ;
- la famille 4 regroupe les crayons internes de l'assemblage qui sont en coin d'un trou d'eau ;
- la famille 5 regroupe les crayons internes de l'assemblage qui sont en face d'un trou d'eau.

Dans le cas du MOX, le regroupement se fait en 8 familles car il est également nécessaire de différencier les crayons qui n'ont pas même teneur en plutonium (sur la Figure 4.3, en rouge : haute teneur, en orange : moyenne teneur, en jaune : faible teneur).

Pour le calcul d'autoprotection, les régions sont alors constituées comme les réunions de couronnes de même position de tous les crayons d'une même famille.

Exemple : toutes les couronnes extérieures des crayons de la famille 5 pour l'UOX (voir Figure 4.5 ci-contre).

En tout, on dénombre donc $4 \times 5 = 20$ régions d'autoprotection pour l'assemblage UOX et $4 \times 8 = 32$ pour le MOX.

Comme évoqué en introduction de cette section, on ne pourra donc pas renseigner plus de 20 températures distinctes pour l'UOX et plus de 32 pour le MOX.

Dans l'assemblage, le problème de la modélisation du champ de température est double :

- Comment prendre en compte le gradient de température au sein des crayons ?
- Comment prendre en compte les disparités entre les crayons eux-mêmes ?

On peut envisager plusieurs solutions pour modéliser cette double hétérogénéité dans le schéma de calcul :

- Option 1** : utiliser une seule température pour toutes les régions combustibles de la géométrie ;
- Option 2** : utiliser une température par famille de crayons (5 pour l'UOX et 8 pour le MOX) ;
- Option 3** : utiliser une température par région d'autoprotection (20 pour l'UOX et 32 pour le MOX).

Dans l'option 2, les couronnes d'un même crayon ont même température.

Dans l'option 3, les couronnes d'un même crayon ont des températures distinctes.

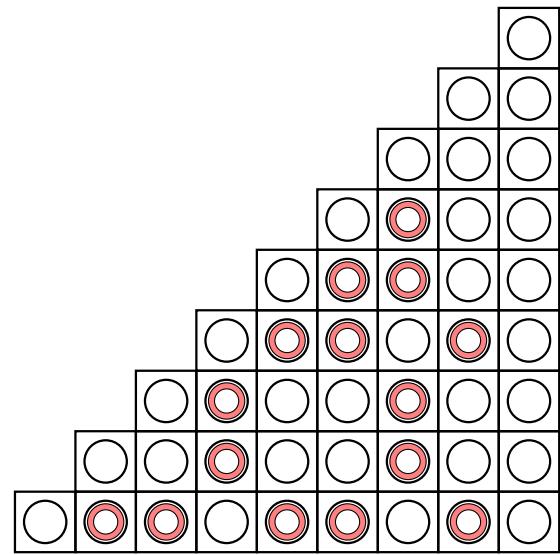


Figure 4.5 Région d'autoprotection constituée par les couronnes extérieures des crayons de la famille 5 pour un assemblage UOX.

Dans la suite du rapport, nous allons exposer les résultats obtenus avec un couplage au niveau du crayon combustible. On y montre que la prise en compte d'un gradient de température dans le crayon (1 température par couronne) modifie très peu les résultats obtenus avec une température effective uniforme (la même pour toutes les couronnes).

Pour cette raison, dans le couplage au niveau de l'assemblage, nous n'avons pas implémenté la 3^e option ci-dessus et nous nous sommes limités à l'assignation de températures distinctes pour chaque famille de crayons (option 2).

4.3.2 Schéma itératif de convergence

Dans la section précédente, nous avons explicité la discréétisation du champ de température :

- une température par couronne dans le cas crayon ;
- une température par famille de crayons dans le cas assemblage.

Reste à déterminer quelles températures assigner à chaque couronne pour le crayon et à chaque famille pour l'assemblage.

Pour cela, on a mis en place un schéma itératif permettant d'enchaîner les calculs de neutronique et les calculs de thermique comme c'est le cas dans un calcul de cœur. Le principe général, commun aux géométries crayon et assemblage, est le suivant :

- On procède à un premier calcul de neutronique en renseignant des températures arbitraires. Le code fournit alors en sortie la nappe de puissance sur la géométrie.
- On utilise cette nappe de puissance pour réaliser un calcul de thermique et obtenir le champ de température sur la géométrie.
- On utilise ce champ de température pour effectuer un nouveau calcul de neutronique.
- On recommence ces opérations jusqu'à satisfaire un critère de convergence arbitrairement choisi.

Le principe est résumé dans la Figure 4.6.

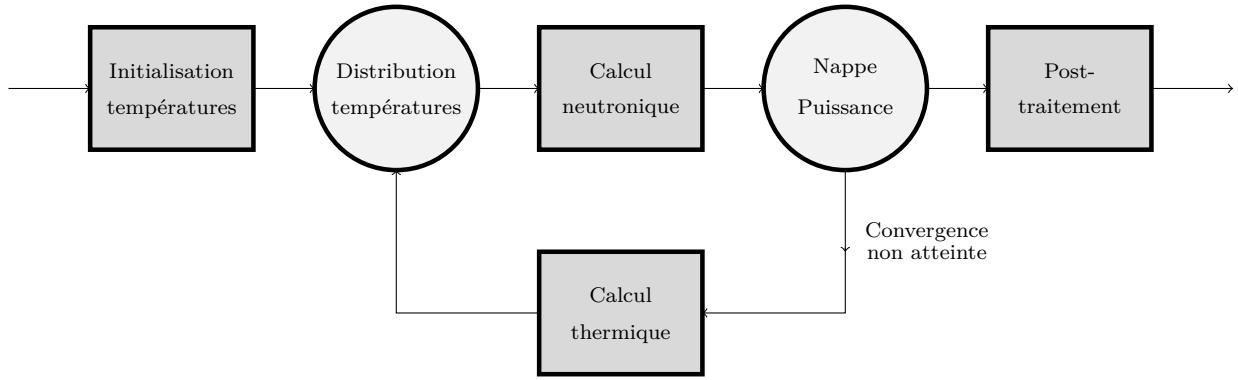


Figure 4.6 Diagramme du schéma itératif du couplage.

En sortie de ce schéma itératif, les grandeurs calculées par les codes de thermique et de neutronique ont convergé vers leur valeur définitive.

4.4 Implémentation informatique

Dans cette section, nous décrivons l'implémentation informatique des couplages mis en place pour ce projet.

Pour réaliser le couplage, nous avons utilisé le code APOLLO2 du CEA comme code de réseau et le code C3THER développé par EDF pour la thermique. La communication entre les deux codes, l'échange des données de l'un à l'autre, se font grâce à une architecture de scripts écrits en python.

Le code APOLLO2 est un code modulaire de transport multigroupe. Son exécution repose sur l'enchaînement d'appels à des modules et à des procédures. Le langage GIBIANE dans lequel sont écrits les jeux de données APOLLO2 permet l'articulation de ces appels.

Le code C3THER est un code de thermique 1D qui résout l'équation de la chaleur sur une géométrie unidimensionnelle à l'échelle du crayon combustible. L'utilisateur du code est amené à définir les paramètres du crayon considéré et du caloporeur dans lequel il est immergé.

Ces deux codes sont des codes industriels et n'appartiennent donc pas au domaine public.

Deux ensembles de scripts python ont été produits pour permettre une étude au niveau du crayon combustible et une autre au niveau de l'assemblage. Dans les sections qui suivent, nous décrivons successivement les spécificités relatives à chacun de ces couplages.

4.4.1 Couplage crayon

Le couplage crayon développé durant ce projet repose sur un ensemble de scripts python qui permettent de façon automatique :

- de générer un jeu de données APOLLO2 ;
- d'exécuter le jeu de données APOLLO2 ;
- d'extraire du fichier de sortie APOLLO2 la distribution radiale de puissance dans le crayon ;
- de générer un jeu de données C3THER ;
- d'exécuter le jeu de données C3THER ;
- d'extraire du fichier de sortie C3THER les températures aux noeuds du maillage ;
- de calculer une température moyenne pour chacune des 4 couronnes du crayon ;
- de répéter ces opérations autant de fois que nécessaires pour satisfaire un critère de convergence ;
- de post-traiter l'ensemble des fichiers de sorties générés pendant l'exécution.

Calcul APOLLO2

Le jeu de données générique APOLLO2 pour la géométrie crayon est adapté d'un jeu de données initialement mis au point par Ansar CALLOO, ingénieur-chercheur au département SINETICS de EDF R&D.

Les modifications que nous avons apportées aux jeux de données de A. CALLOO permettent la prise en compte d'un profil de température.

La bibliothèque isotopique de sections efficaces utilisée est la CEA2005V4.1.2_N_G281. Elle repose sur l'évaluation nucléaire JEFF-3.1.1.

Le schéma de calcul reprend le schéma optimisé REL2005 de la chaîne ANDROMEDE, avec les différences notables suivantes :

- le schéma est simple niveau (on tronque le REL2005 avant d'effectuer la condensation à 26 groupes) ;
- l'autoprotection est modifiée.

En ce qui concerne le premier point : la raison est que dans le cas d'une cellule unique, l'approximation multi-cellule utilisée lors du calcul P_{ij} n'a que peu d'influence. D'autre part, les effets de température sont essentiellement limités à l'autoprotection, donc au premier niveau.

En ce qui concerne l'autoprotection :

- le modèle des mélanges utilisé dans le REL2005 pour les groupes de 80 à 90 est incompatible avec un profil de température. Pour y pallier, on a modifié la procédure d'autoprotection : le modèle des mélanges est remplacé par une boucle dans laquelle on autoprotège plusieurs fois à la suite chacun des isotopes concernés par ce modèle (il est décrit dans (Coste-Delclaux, 2012) - il permet de prendre en compte plus finement le recouvrement des résonances de certains isotopes dans cette plage d'énergies) ;
- le modèle WR (pour « wide resonance », résonance large) utilisé pour ré-autoprotéger l'²³⁸U dans le groupe 90 à la suite de l'autoprotection des mélanges n'est pas non plus compatible avec un profil de température. Nous avons supprimé cette ré-autoprotection.

Le jeu de données générique utilisé pour les calculs crayon contient lui-même la plupart des appels aux modules nécessaires au calcul, à savoir :

- l'appel à la bibliothèque CEA2005V4.1.2_N_G281 ;
- la déclaration des températures ;
- la création des milieux physiques ;
- la définition de la géométrie ;
- les options d'autoprotection.

Le calcul d'autoprotection est commandé par l'appel à la procédure AUTOP_SHEM_S : c'est cette procédure qui a été modifiée pour permettre la prise en compte d'un profil de température dans la géométrie traitée.

La normalisation du flux est faite pour une puissance par masse de combustible de $38.45 \text{ W} \cdot \text{g}^{-1}$, que l'on note *PWPG*. Ce *PWPG* permet à APOLLO2 de calculer la puissance totale générée dans le crayon : puissance qui sera à son tour utilisée dans C3THER pour définir la puissance moyenne dans le crayon en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Calcul C3THER

Les paramètres sur lesquels on peut jouer dans un jeu de données C3THER sont :

- les dimensions du crayon ;
- le type de combustible et son enrichissement ;
- le maillage spatial du combustible et de la gaine ;
- les modèles physiques de transfert de chaleur ;
- les conditions extérieures (fluide réfrigérant) ;
- la puissance moyenne du crayon ;
- la distribution radiale de puissance.

Les dimensions et caractéristiques du combustible que l'on renseigne dans le jeu de données C3THER sont rigoureusement les mêmes que ceux renseignés pour le calcul APOLLO2.

Le maillage spatial de la partie combustible du crayon est un maillage équivolumique de 20 mailles, chaque maille représentant ainsi 5% du volume de la pastille. Ceci étant, les 10 mailles centrales occupent 50% du volume, les 6 suivantes occupent 30% du volume, les 3 suivantes 15%, et la dernière 5%.

De cette manière, on a une correspondance entre les mailles dans C3THER et les couronnes dans APOLLO2 :

Tableau 4.1 Correspondances couronnes APOLLO2 - mailles C3THER.

APOLLO2	C3THER
1 ^{re} couronne	\longleftrightarrow
2 ^e couronne	\longleftrightarrow
3 ^e couronne	\longleftrightarrow
4 ^e couronne	\longleftrightarrow
1 ^{re} couronne	Mailles 1 - 10
2 ^e couronne	Mailles 11 - 16
3 ^e couronne	Mailles 17 - 19
4 ^e couronne	Maille 20

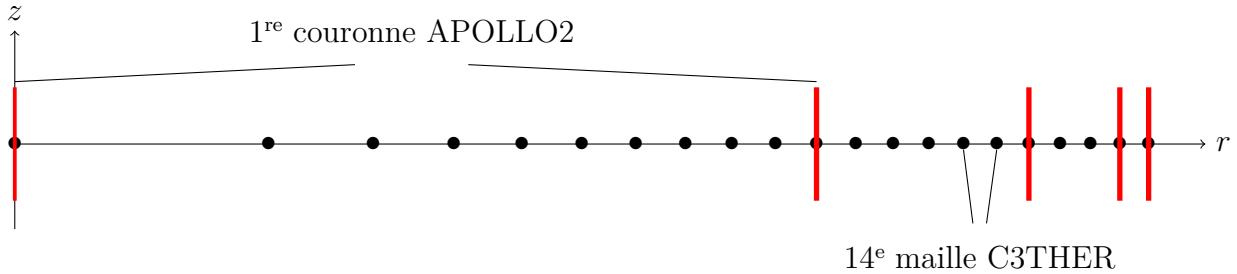


Figure 4.7 Maillage 1D utilisé dans C3THER et correspondance avec les couronnes dans APOLLO2.

Puissance moyenne crayon et distribution radiale de puissance :

- pour la puissance moyenne crayon, on choisit la puissance totale de la cellule issue du calcul APOLLO2. Cette puissance prend en compte l'énergie dégagée dans la gaine et le modérateur. Un coefficient rangé dans la variable *past_fraction_puissance* permet de ré-allouer la part de la puissance effectivement dégagée dans la pastille combustible.
- pour la distribution radiale de puissance, on dispose de 4 valeurs issues du calcul APOLLO2 correspondant aux fractions de la puissance dégagées dans chacune des couronnes. La puissance de la i -ème couronne APOLLO2 est alors répartie de façon uniforme dans les mailles C3THER correspondantes.

Par exemple, les mailles 11 à 16 reçoivent un sixième de la puissance de la 2^e couronne.

Il faut noter que tous les calculs APOLLO2 effectués sur le même crayon combustible donnent en sortie la même puissance crayon puisqu'on normalise la puissance par rapport à la masse de combustible. Dans ce cas, seule la distribution radiale de puissance est susceptible de faire varier le champ de température calculé par C3THER .

L'exécution du jeu de données C3THER génère un fichier de sortie qui contient entre autres les valeurs de la température aux nœuds du maillage C3THER. Pour la pastille combustible, on récupère 21 valeurs de température T_i , $i \in \{1, \dots, 21\}$. Le premier point se situe au centre de la pastille et le dernier au bord de la pastille (là où commence le gap de vide entre la pastille et la gaine).

Pour utiliser les résultats du calcul C3THER dans un nouveau calcul APOLLO2, il faut convertir ces 21 points de température en une liste de 4 températures – une pour chaque couronne de combustible du maillage APOLLO2. Pour cela, on procède en deux temps :

1. À partir des 21 températures T_i on définit la température moyenne sur chaque maille i comme :

$$\bar{T}_i = \frac{1}{\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)} \int_{r_i}^{r_{i+1}} T_i(r) \cdot 2\pi r \, dr \quad (4.1)$$

où on interpole linéairement la température en posant $\forall i \in \{1, \dots, 20\}$:

$$T_i(r) = T_i + \frac{r - r_i}{r_{i+1} - r_i} (T_{i+1} - T_i) \quad (4.2)$$

2. On condense ces 20 températures moyennes \bar{T}_i en 4 températures \bar{T}^K telles que :

$$\bar{T}^K = \frac{\sum_{i \in K} \bar{T}_i \times \text{vol}(i)}{\sum_{i \in K} \text{vol}(i)} = \frac{1}{|K|} \sum_{i \in K} \bar{T}_i \quad (4.3)$$

$$\text{où } K_1 = \{1, \dots, 10\}$$

$$K_2 = \{11, \dots, 16\}$$

$$K_3 = \{17, 18, 19\}$$

$$K_4 = \{20\}$$

L'Équation 4.3 est vérifiée car le maillage C3THER est équivolumique.

On peut résumer le calcul des températures des 4 couronnes combustibles à l'aide de C3THER par le schéma suivant :

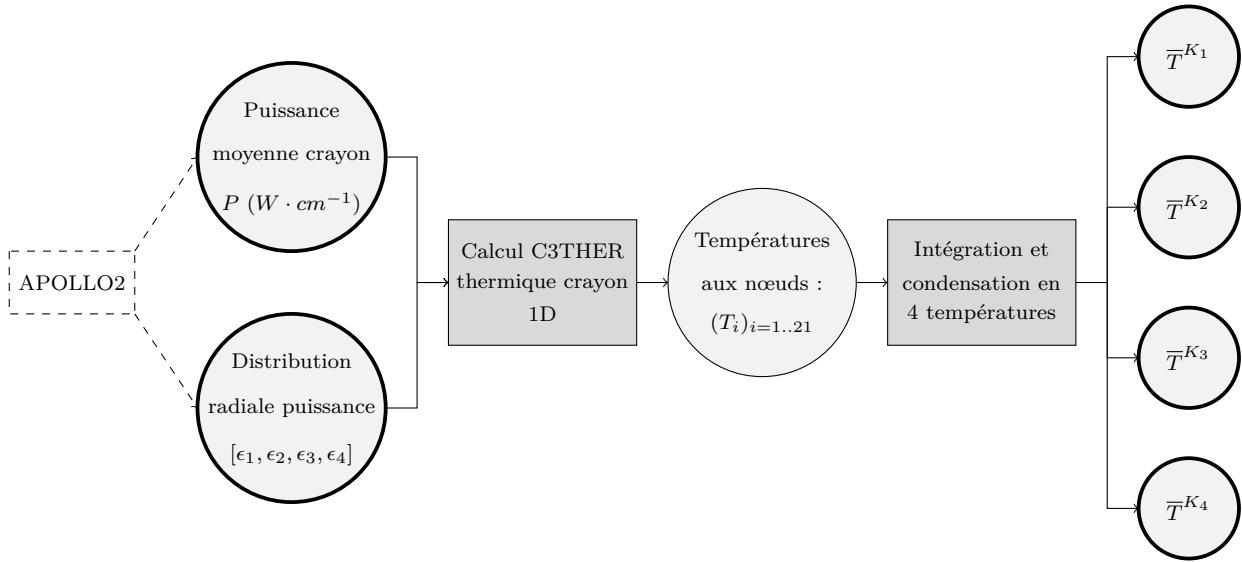


Figure 4.8 Diagramme représentant les étapes du calcul des 4 températures couronne à l'aide de C3THER.

Communication externe

Le couplage que nous avons implémenté est un couplage externe. L'échange des données et la communication entre les codes se font via une architecture de scripts python (voir schéma sur la Figure 4.9).

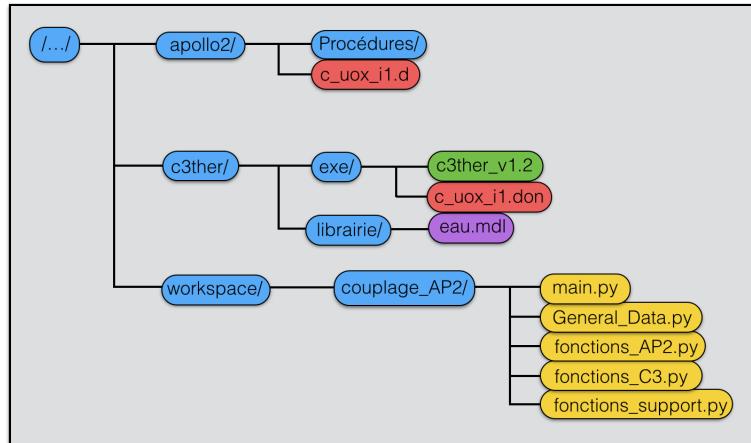


Figure 4.9 Schéma de l'arborescence des fichiers et répertoires mis en place pour réaliser le couplage. En bleu : répertoires. En rouge : exemples de jeux de données. En vert : exécutable C3THER. En violet : fichier corrélations thermohydrauliques pour C3THER. En jaune : scripts python.

- le fichier `main.py` est le script python à exécuter pour réaliser un calcul couplé. Il s'appuie sur les modules `General_Data.py`, `fonctions_AP2.py`, `fonctions_C3.py` et `fonctions_support.py`.
- le module `General_Data.py` contient les données nécessaires à la création des géométries et des milieux dans APOLLO2 et dans C3THER et les options locales du calcul couplés. Dans `General_Data.py`, on initialise également le dictionnaire python qui va stocker les résultats des itérations successives (températures aux noeuds, températures moyennées, puissances moyennes crayon, distribution radiales de puissance, flux, facteurs de multiplication effectifs, ...).
- le fichier `fonctions_AP2.py` contient les fonctions permettant de générer et exécuter un jeu de données APOLLO2. Également il contient les fonctions permettant d'extraire des fichiers de sortie APOLLO2 les grandeurs désirées (puissances, flux, ...).
- le fichier `fonctions_C3.py` contient les fonctions permettant de générer et exécuter un jeu de données C3THER. Également il contient les fonctions permettant d'extraire des fichiers de sortie C3THER les profils de température calculés.
- le fichier `fonctions_supports.py` contient des fonctions qui ne sont spécifiques ni à APOLLO2 ni à C3THER comme le calcul de l'écart maximal entre les profils de température de deux itérations successives, ou la génération automatique de jeux de données GNUPLOT pour permettre de tracer des courbes.

Les jeux de données APOLLO2 sont écrits et exécutés dans un répertoire séparé et dans lequel on trouve le sous-répertoire `Procédures/` qui contient les procédures nécessaires aux calculs APOLLO2.

Les jeux de données C3THER sont également écrits et exécutés dans un répertoire séparé qui contient l'exécutable `c3ther_v1.2`. À la même profondeur dans l'arborescence (voir Figure 4.9), dans un autre répertoire, on trouve le fichier `eau.mdl` qui contient des corrélations thermo-hydrauliques nécessaires aux calculs C3THER.

L'exécution du fichier `main.py` se traduit par les actions suivantes :

1. Initialisation d'un profil de température et des températures par couronne correspondantes ;
2. Écriture et exécution d'un jeu de données APOLLO2 avec les températures par couronnes de l'itération courante ;

3. Extraction de la puissance moyenne crayon et de la distribution radiale de puissance issue du calcul précédent ;
4. Écriture et exécution d'un jeu de données C3THER avec la puissance moyenne et la distribution radiale de puissance de l'itération courante ;
5. Extraction du profil de température issu du calcul précédent et conversion en températures moyennes par couronne ;
6. Répétition des étapes 2 à 6 tant que le profil de température à l'itération courante et le profil de température à l'itération précédente présentent un écart supérieur à $0.01 K$ en un des nœuds du maillage C3THER.

À la fin de l'exécution, les grandeurs neutroniques et thermiques sont simultanément convergées. On dispose donc à la fois de la liste des 4 températures couronne convergées et des résultats du calcul APOLLO2 associé (k_{eff} , taux de réaction, ...).

4.4.2 Couplage assemblage

Nous décrivons désormais l'implémentation informatique du couplage à l'échelle de l'assemblage qui repose sur une architecture de scripts python distincte de celle utilisée pour le crayon.

Calcul APOLLO2

Le schéma de calcul retenu pour le calcul neutronique est très proche du REL2005 décrit en section 4.2

Les différences par rapport à REL2005 concernent le calcul d'autoprotection et sont les mêmes que dans le cas du couplage crayon (remplacement du modèle des mélanges par une version itérative / autoprotection de l' ^{238}U dans le groupe 90 en modèle WR supprimée).

Comme évoqué dans la section 4.3.1, plusieurs options s'offrent pour modéliser le profil de température dans un assemblage avec APOLLO2, toujours sous la contrainte forte des régions d'autoprotection.

La modélisation du champ de température retenue consiste en la donnée de 5 températures : une pour chaque famille de crayons. On ne tient donc pas compte du profil de température au sein des crayons.

On pourra consulter la Figure 4.3 pour se remémorer les regroupements de crayons pour l'autoprotection et donc la répartition des températures.

A l'issue du calcul, on peut extraire les puissances générées dans chacune des régions combustibles depuis le fichier de sortie APOLLO2. Rappelons qu'il y a 39 crayons combustibles \times 4 couronnes par crayon = 156 régions de combustible.

On est en mesure de reconstituer pour chacun des 39 crayons :

- la puissance moyenne crayon ;
- la distribution radiale de puissance.

Ces données permettent de calculer les 5 températures effectives uniformes utilisées dans le calcul APOLLO2 de l'itération suivante.

Calcul C3THER

La façon de procéder pour déterminer les 5 températures effectives uniformes est basée sur les deux remarques suivantes :

1. La température est une grandeur physique intensive contrairement à la puissance qui est une grandeur extensive. Il est donc plus approprié de faire des moyennes de puissances que des moyennes de températures.
2. Il sera démontré dans le chapitre 5 – relatif aux résultats du couplage crayon – que l'utilisation d'une distribution radiale de puissance convergée ou d'une distribution radiale de puissance tirée des abaques contenues dans C3THER (toutes choses égales par ailleurs) entraîne une différence très faible sur le profil de température calculé (inférieure à 2 °C sur tous les nœuds de calcul).

On procède donc de la façon suivante :

- on récupère les puissances de chacun des 39 crayons de l'assemblage depuis le fichier de sortie APOLLO2 ;
- on moyenne les 39 puissances en 5 puissances (une par famille de crayons) ;
- on réalise 5 calculs avec C3THER en utilisant chacune des 5 puissances précédentes et des abaques pour la distribution radiale ;
- on calcule les 5 températures effectives correspondant aux 5 profils de température déterminés à l'étape précédente.

La température effective est une température uniforme définie de telle manière que le crayon combustible muni du profil réel de température (pseudo-parabolique) ou de cette température

uniforme se comporte de façon relativement semblable au regard du transport des neutrons. Un modèle couramment utilisé pour déterminer cette température effective est du à Rowlands (de Kruijf et Janssen, 1996) et résulte en l'expression suivante :

$$T_{eff} = \frac{4}{9} \cdot T_c + \frac{5}{9} \cdot T_s \quad (4.4)$$

où

$$\begin{cases} T_c : \text{température au centre de la pastille;} \\ T_s : \text{température en surface de la pastille.} \end{cases}$$

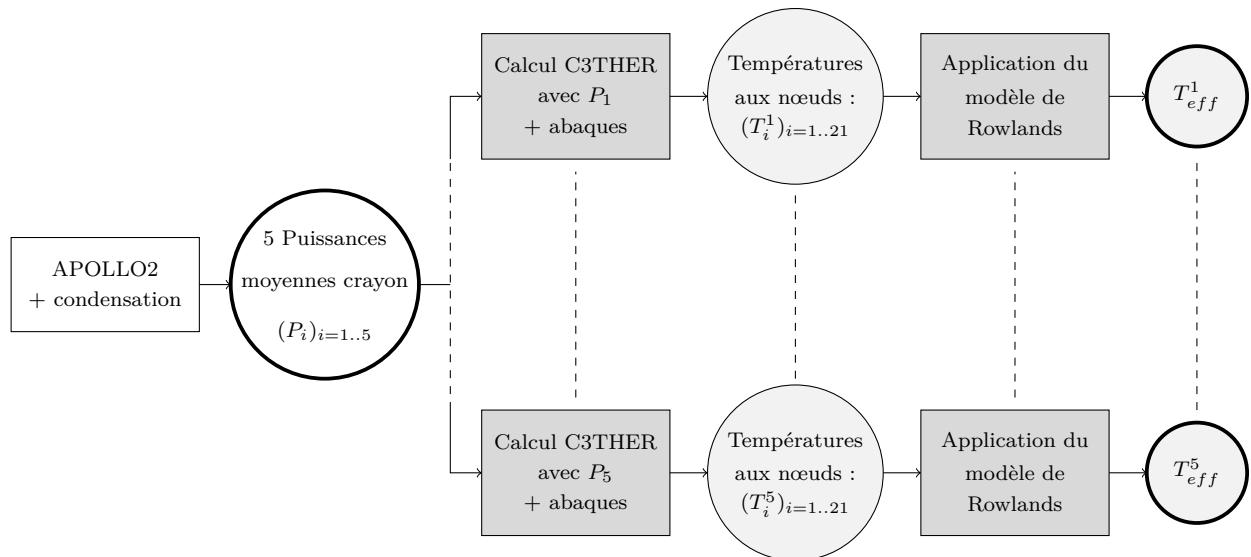


Figure 4.10 Diagramme représentant les étapes du calcul des 5 températures regroupement à l'aide de C3THER.

Communication externe

Comme pour le couplage crayon, la communication entre les deux codes se fait par voie externe. Une architecture de scripts python consistante avec l'arborescence des fichiers et répertoires développée permet l'enchaînement des calculs et l'échange des données de façon automatique.

Ces scripts proviennent d'un ensemble de scripts écrits par Coline BROSSELARD, ingénieur-chercheur au département SINETICS de EDF R&D. Initialement, ces scripts permettaient

l'exécution automatique de jeux de données APOLLO2 avec des épaisseurs de lame d'eau en bord d'assemblage variables (voir la section 6.2). Nous les avons modifiés pour qu'ils puissent en plus permettre le couplage avec la thermique.

Arborescence UNIX

Ci-dessous est présentée l'arborescence des scripts et répertoires permettant le couplage.

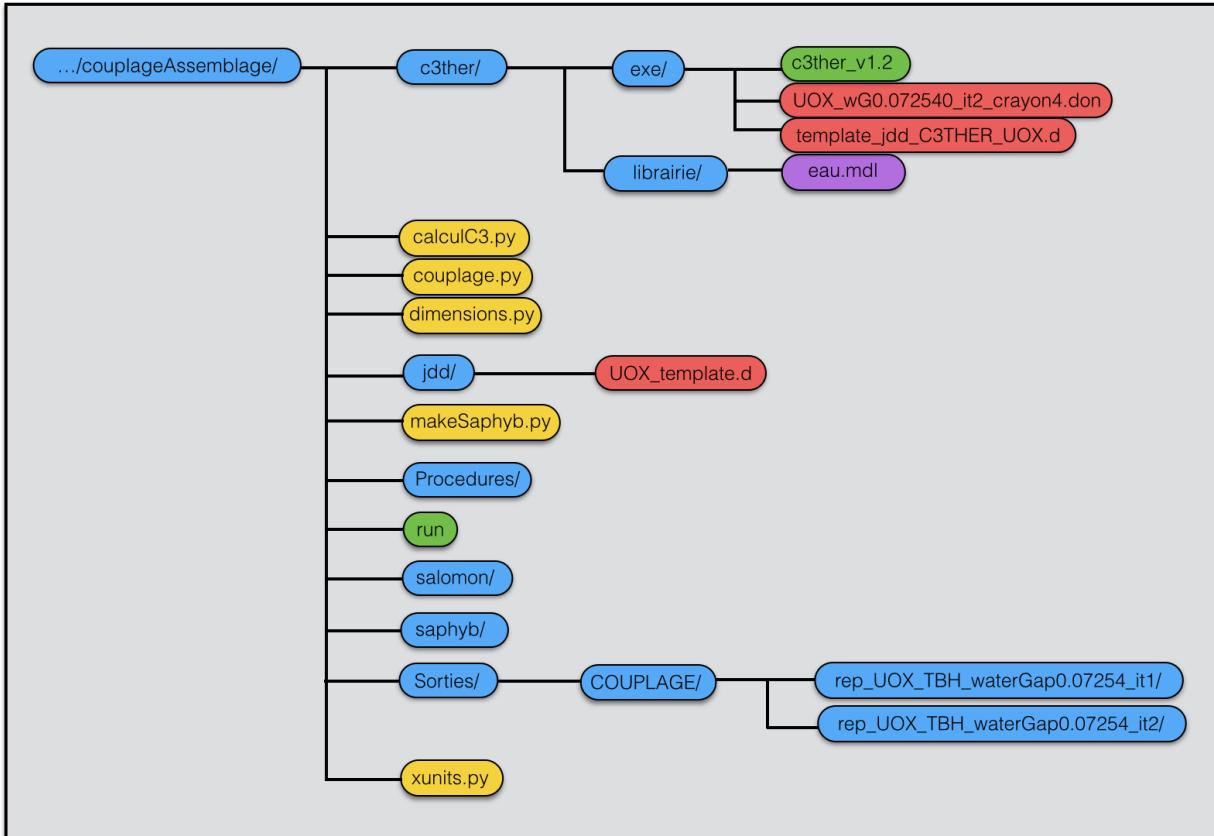


Figure 4.11 Schéma de l'arborescence UNIX des fichiers et répertoires mis en place pour réaliser le couplage. En bleu : répertoires. En rouge : exemples de jeux de données. En vert : exécutable C3THER. En violet : fichier corrélations thermohydrauliques pour C3THER. En jaune : scripts python.

Les classes python *Calcul*, *CalculEvolution* et *CalculReprise* contenues dans le script *makeSaphyb.py* sont celles développées par C. BROSSELARD et ont été modifiées pour le couplage.

Le module *calculC3.py* définit la classe *CalculC3ther* dont les méthodes permettent l'écriture et l'exécution de jeux de données C3THER. La classe *CalculC3ther* prend notamment en

paramètres d'entrée la valeur de la largeur de lame d'eau, un entier i qui correspond au numéro d'itération du couplage, le type de combustible : ces données permettent de définir les noms des jeux de données et de les remplir. Elle prend également en entrée une liste de 5 puissances moyennes – utilisées pour remplir les 5 jeux de données.

Le module *couplage.py* définit la classe *Couplage* qui hérite des classes *CalculReprise* et *CalculC3ther* et dont les méthodes permettent la réalisation à proprement parler du couplage. On passe en argument à la classe *Couplage* la liste des épaisseurs de lame d'eau pour lesquelles on veut effectuer un calcul couplé.

Pour chaque épaisseur de lame d'eau, la liste des 5 températures est initialisée à une série de valeurs arbitraires ($5 \times 550^\circ\text{C}$) et on enchaîne les calculs APOLLO2 et C3THER tant qu'un critère de convergence sur les températures n'est pas respecté.

Critère retenu : on interrompt les itérations lorsque :

$$\max_{k=1..5} \left(\max_{n=1..21} |T_{k,n}^i - T_{k,n}^{i-1}| \right) < 0.01 \quad (4.5)$$

où i désigne le numéro de l'itération, k est l'indice des regroupements et n celui des noeuds de calcul C3THER.

Une fois ce critère de convergence respecté, les résultats des calculs de neutronique et thermique ont convergé et le calcul prend fin.

CHAPITRE 5 ÉTUDE DU CRAYON COMBUSTIBLE

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des études menées à l'échelle du crayon combustible.

Nous commençons par investiguer les effets du niveau de discrétisation du profil radial de température. En dehors du cadre du couplage, on évalue l'influence du nombre de températures distinctes sur un maillage fin du crayon combustible en 20 couronnes.

Dans un second temps, nous présentons les résultats du couplage sur le maillage en 4 couronnes.

Comme nous allons le voir, la conclusion qui émerge de ces études est la faible influence de la prise en compte d'un profil de température dans le crayon.

5.1 Études préliminaires

Dans cette section, nous présentons les résultats d'études préliminaires à l'étude de l'influence du couplage.

5.1.1 Température uniforme

Dans ce court paragraphe, nous voulons illustrer les éléments théoriques de la section 2.2, relatifs à l'influence de la température sur les sections efficaces : l'effet Doppler, qui conduit à l'élargissement des résonances, favorise la capture radiative des neutrons.

Pour observer cet effet, nous avons réalisé une série de calculs APOLLO2 sur un crayon UOX enrichi à 3.7% avec une température uniforme variable. Sur la Figure 5.1, on a présenté l'évolution de la réactivité en fonction de la température combustible.

On constate que la réactivité diminue de façon quasi-linéaire avec la température du combustible avec une pente moyenne de l'ordre de $-3 \sim -4 \text{ pcm/}^{\circ}\text{C}$. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle l'élévation de la température, à l'origine de l'effet Doppler, conduit à l'augmentation du taux de capture des neutrons.

Dans le cas d'un crayon discrétisé en 4 couronnes concentriques où chaque couronne possède sa propre température, on observera que la température de la couronne centrale est plus élevée que la température moyenne du crayon ; et la température de la couronne extérieure, moins élevée.

On peut prédire que par rapport au même crayon pour lequel chaque couronne a la même température, proche de la température moyenne :

- la couronne centrale va être le lieu d'un plus fort taux de capture ;
- la couronne extérieure va être le lieu d'un taux de capture plus faible ;
- il se peut que l'on observe des écarts faibles sur la réactivité dus à des compensations.

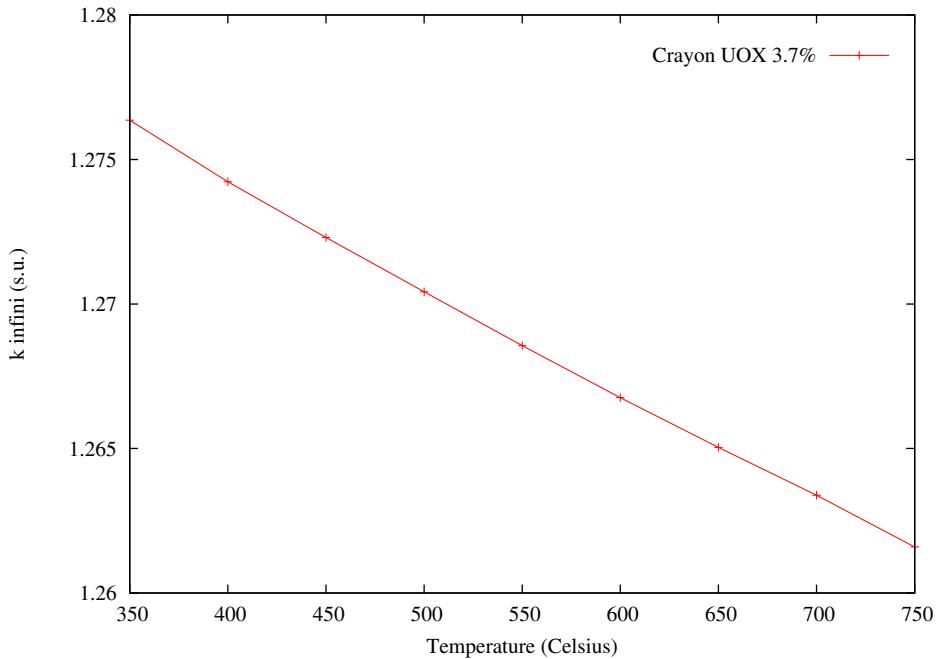


Figure 5.1 Influence de la température combustible sur la réactivité d'un crayon UOX enrichi à 3.7%.

5.1.2 Influence des options d'autoprotection

Nous avons évoqué dans le chapitre précédent les modifications apportées à l'autoprotection par rapport au schéma REL2005 pour permettre le traitement d'un profil de température (voir sous-section 4.4.1).

Rappelons que ces modifications portent sur le modèle des mélanges, qui a du être écarté et remplacé par une version itérative, et la suppression de la ré-autoprotection de l' ^{238}U dans le groupe 90.

Dans le Tableau 5.1, nous avons reporté les facteurs de multiplication infinis pour des crayons combustibles UOX et MOX à une température uniforme de 550°C et obtenus en appliquant successivement les modifications précédentes par rapport à REL2005.

Tableau 5.1 Facteurs de multiplication infinis d'un crayon UOX et d'un crayon MOX pour différentes options d'autoprotection.

	UOX		MOX	
	k_∞	Δk (pcm)	k_∞	Δk (pcm)
Options REL2005	1.27015	(-)	1.07014	(-)
Remplacement modèle des mélanges	1.26973	(-42)	1.06894	(-120)
Suppression WR groupe 90 pour ^{238}U	1.26836	(-179)	1.06795	(-219)

Les options d'autoprotection utilisées pour effectuer les calculs sont celles de la 3^e ligne du tableau. On voit que l'écart du aux modifications dans la modélisation de l'autoprotection est de l'ordre de 200 *pcm* en valeur absolue.

Ces ordres de grandeurs serviront de base de comparaison pour les écarts dus à la modélisation du profil de température dans le crayon que l'on présente par la suite.

5.1.3 Niveau de discréétisation de la température

Avant d'analyser les résultats du couplage, il est important d'analyser l'effet du niveau de discréétisation du profil de température dans le crayon pour s'assurer de la légitimité d'une modélisation ultérieure en 4 morceaux uniformes.

Pour ce faire, nous avons découpé un crayon combustible UOX sur un maillage APOLLO2 en 20 couronnes concentriques équivolumiques et avons discréétisé le même profil de température (liste des 21 températures aux noeuds du maillage) successivement en 20 zones, 11 zones, 8 zones, 4 zones et 1 zone de température comme illustré par la Figure 5.2 (on a fait figurer les discréétisations en 20, 4 et 1 zones).

La discréétisation est effectuée conformément à la procédure décrite dans la sous-section 4.4.1, en adaptant à chaque fois les zones de condensation.

En procédant ainsi, on peut observer les effets du niveau de discréétisation de la température, isolément de tout autre effet.

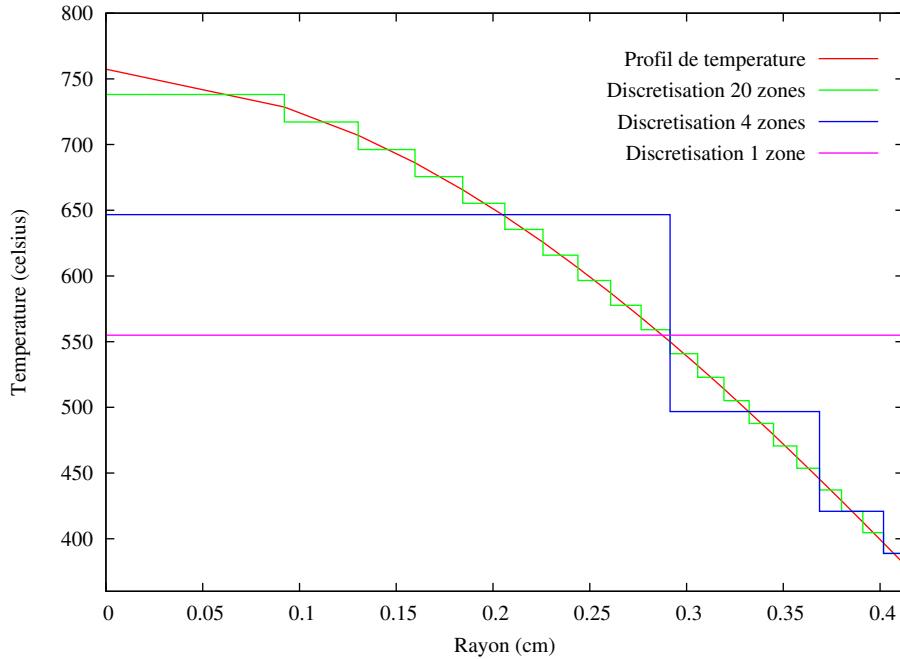


Figure 5.2 Différents niveaux de discréétisation de la température.

L'impact sur la réactivité est présenté sur la Figure 5.3. Deux effets notables sont à observer :

1. la variation du k_{inf} avec le nombre de températures ne présente pas de régularité ;
2. l'écart maximal entre les différents niveaux de discréétisation est inférieur à 20 pcm .

L'emploi de la température effective, toujours définie comme $T_{\text{eff}} = \frac{4}{9} \cdot T_c + \frac{5}{9} \cdot T_s$, dans toutes les couronnes conduit à un écart de +27 pcm par rapport à 20 valeurs distinctes.

Comparés aux écarts dus aux différences de modélisation dans l'autoprotection, ceux-ci sont faibles.

En particulier, la discréétisation du profil de température en 4 zones de température au lieu de 20 zones occasionne un écart de seulement +17 pcm : ceci justifie l'utilisation de 4 valeurs de température dans le couplage implémenté.

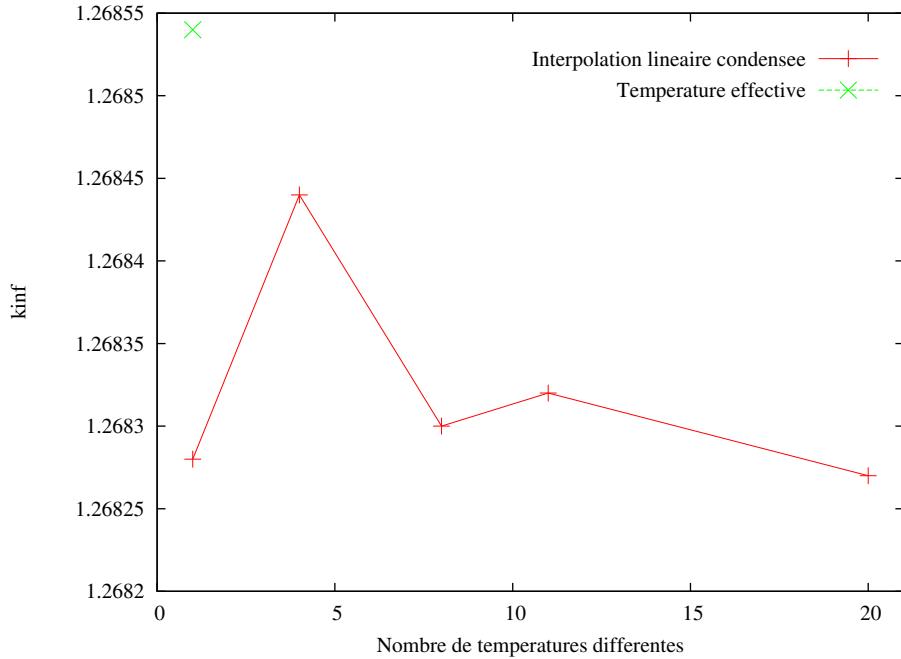


Figure 5.3 Influence du niveau de discréétisation de la température sur la réactivité.

5.2 Couplage

Nous passons à l'exposé des résultats du couplage crayon. On commence par vérifier la convergence du schéma itératif implémenté, puis on passe en revue les résultats pour les crayons UOX et MOX. On termine par l'examen de la cohérence entre les abaques de DRP (Distribution Radiale de Puissance) contenues dans C3THER et une DRP issue du couplage.

5.2.1 Convergence du schéma

La première étape est de vérifier que le schéma implémenté converge correctement, et indépendamment du profil de température initial imposé pour le premier calcul APOLLO2.

Sur la Figure 5.4, on a fait figurer un ensemble de profils de température initiaux et les profils de température finaux après couplage.

Tous les profils initiaux de température conduisent au même profil de température final. Le fait remarquable est la vitesse de convergence : elle a lieu au bout de deux itérations dans tous les cas. Nous allons voir par la suite que cela traduit la faible dépendance de la DRP vis-à-vis du champ de température.

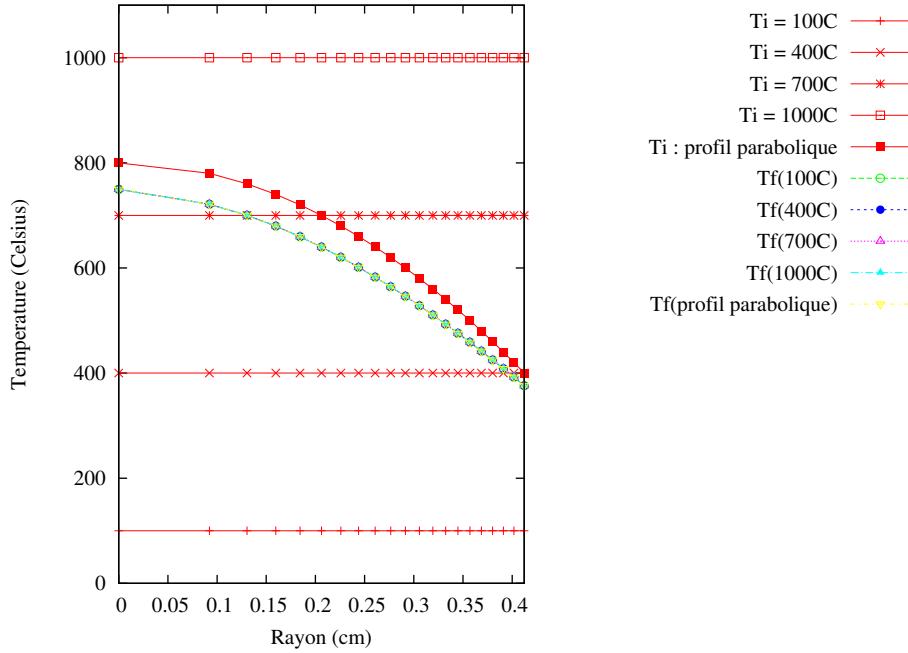


Figure 5.4 Convergence du schéma itératif implémenté pour le couplage crayon.

5.2.2 Résultats UOX

Rappelons une dernière fois la stratégie itérative du couplage :

1. on initialise un profil de température arbitraire ;
2. on réalise un calcul APOLLO2 avec ce profil ;
3. on en déduit la DRP dans le crayon ;
4. on utilise cette DRP pour calculer le profil de température dans le crayon que l'on convertit en 4 températures couronnes (voir sous-section 4.4.1) ;
5. on répète les opérations jusqu'à convergence numérique.

Une fois la convergence atteinte, on détermine la température effective de Rowlands du profil de température convergé et on réalise un dernier calcul APOLLO2 avec cette température uniforme afin de comparer entre eux :

1. la réactivité et les taux de réaction résultant d'un calcul avec profil de température convergé ;
2. la réactivité et les taux de réaction résultant d'un calcul avec la température effective de Rowlands de ce profil.

Avant de passer en revue les différentes grandeurs d'intérêt en détail, on présente le Tableau 5.2 qui résume l'évolution des profils de température et les DRP des itérations successives du couplage :

Tableau 5.2 Résumé des résultats du couplage crayon UOX. Températures couronnes et distributions radiales de puissance.

	Températures utilisées				DRP obtenues (unité arbitraire)			
	cour. 1	cour. 2	cour. 3.	cour. 4	cour. 1	cour. 2	cour. 3.	cour. 4
Itération 1	550°C	550°C	550°C	550°C	2.11756	2.19848	2.26798	2.34505
Itération 2	647°C	496°C	420°C	388°C	2.11797	2.19861	2.26721	2.34245
Avec T_{eff}	548°C	548°C	548°C	548°C	2.11757	2.19847	2.26797	2.34501

Le profil de température obtenu avec la DRP de l'itération 2 est proche à moins de 0.1 K en tous les nœuds de calcul de celui obtenu avec la DRP de l'itération 1 : le couplage prend fin. Cela est du à la très faible variation de la DRP en fonction de la température des couronnes (voir section 5.2).

Températures

On initialise le profil de température avec une température uniforme de 550°C et on exécute le couplage. On obtient les profils de température présentés dans la Figure 5.5.

On voit que le profil de température calculé à l'itération 1 est quasiment confondu avec le profil à l'itération 2.

Par ailleurs, la température effective correspondante au profil de température convergé est de 548°C. Cette valeur est proche de la valeur nominale de 550°C, utilisée dans le schéma REL2005 pour réaliser l'évolution, et utilisée ici comme température initiale du couplage.

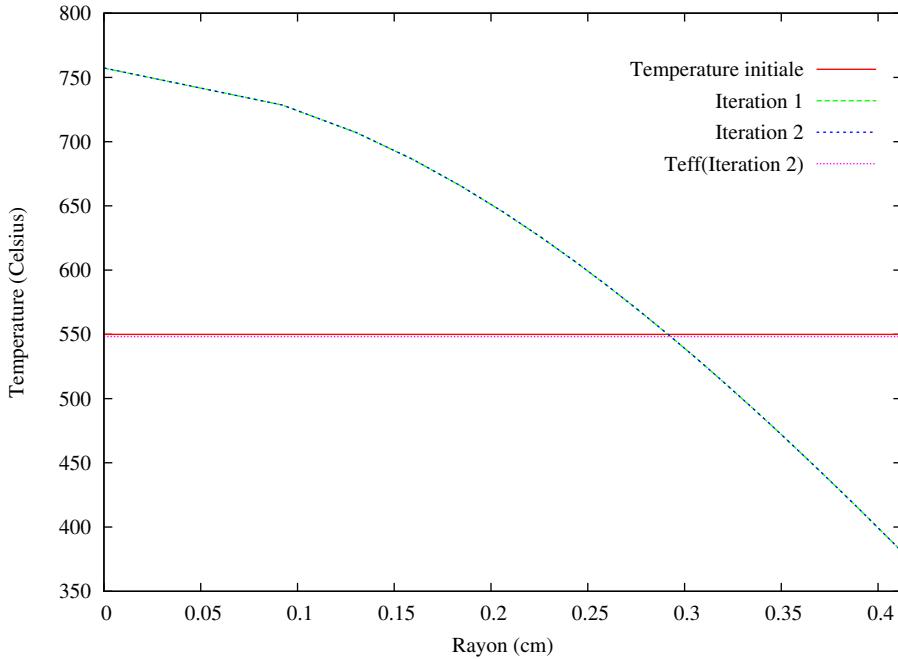


Figure 5.5 Profils de température des itérations successives du couplage crayon (UOX).

Puissances

Pour comprendre pourquoi la convergence est si rapide (2 itérations), il faut s'intéresser aux distributions radiales de puissance des itérations successives. Elles sont présentées dans la Figure 5.6.

Entre la DRP à l'itération 1 et celle à l'itération 2 :

- la couronne centrale du crayon, qui passe de la température 550°C à la température 647°C , voit sa fraction de puissance augmenter de 0.02% ;
- la couronne extérieure du crayon, qui passe de la température 550°C à la température 389°C , voit sa fraction de puissance diminuer de 0.11%.

Ces écarts de puissance sont très faibles. Ils se traduiront par des écarts entre profils de température très faibles également : on comprend donc que la convergence soit atteinte en seulement deux itérations.

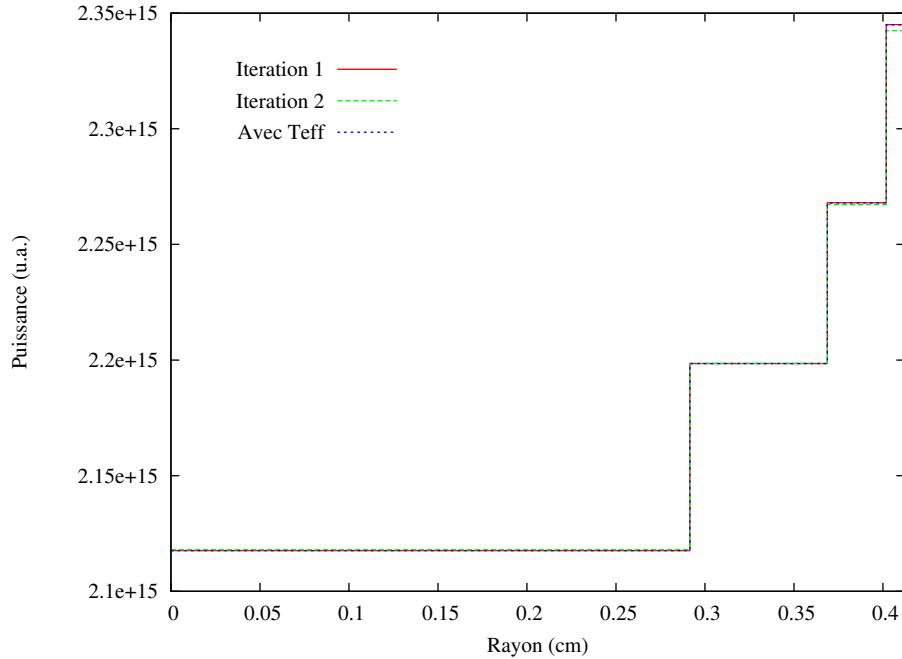


Figure 5.6 Distributions radiales de puissance des itérations successives du couplage crayon (UOX).

Capture et absorption

Sur les Figure 5.7 et Figure 5.8 sont présentés les taux d'absorption et de capture sur l' ^{238}U des itérations successives du couplage.

Pour ces deux taux, on observe une variation qui va dans le même sens que la variation de température.

On peut faire les commentaires suivants. Lorsque la température augmente, sous l'effet Doppler, les résonances de sections efficaces sont élargies et l'absorption comme la capture augmentent. Cette remarque s'applique également aux résonances de la section efficace de fission. Ceci explique également les observations sur la puissance. D'une part les captures radiatives sont génératrices de puissance à l'endroit où elles ont lieu (le code APOLLO2 ne prend pas en compte le transport des rayons gamma, donc l'énergie dégagée par une capture est déposée directement là où elle a lieu), et d'autre part on peut attendre un taux de fission plus élevé si la température augmente.

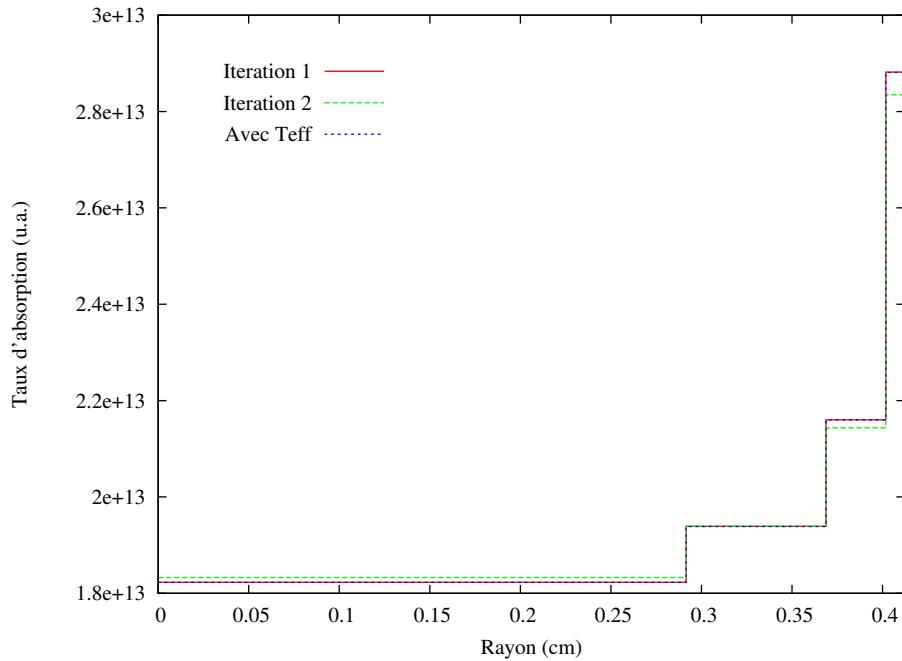


Figure 5.7 Taux d'absorption des itérations successives du couplage crayon (UOX).

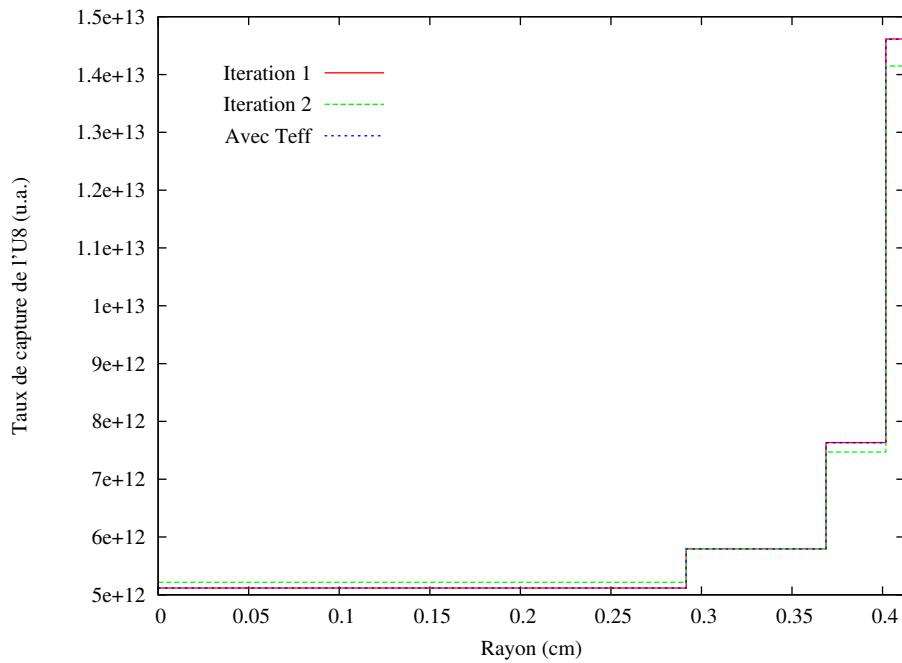


Figure 5.8 Taux de capture sur l' ^{238}U des itérations successives du couplage crayon (UOX).

Réactivité

Le Tableau 5.3 présente les écarts de réactivité observés entre les différentes itérations du couplage.

Tableau 5.3 Écarts de réactivité entre les différentes itérations du couplage crayon (UOX).

	Températures utilisées				k_{inf}	Δk_{inf} (<i>pcm</i>)
	cour. 1	cour. 2	cour. 3.	cour. 4		
Itération 1	550°C	550°C	550°C	550°C	1.26836	réf.
Itération 2	647°C	496°C	420°C	388°C	1.26818	-18
Avec T_{eff}	548°C	548°C	548°C	548°C	1.26842	+6

On constate un écart de -24pcm entre le calcul réalisé avec le profil convergé et celui réalisé avec la température effective correspondante (on compare la ligne « Itération 2 » avec la ligne « Avec T_{eff} »).

On peut faire deux remarques sur ces résultats :

- ces écarts sont très faibles ;
- on peut expliquer la sous-réactivité due à l'utilisation du profil de température de la façon suivante :

Lorsqu'on utilise un profil de température, on donne une température plus élevée à la couronne centrale, et plus faible à la couronne extérieure. Or la couronne extérieure est celle qui voit le spectre neutronique le plus thermalisé du fait qu'elle est la plus proche du modérateur. Pour cette couronne, l'influence d'une variation de température est donc amoindrie car les neutrons sont déjà thermalisés et sont moins sujets aux captures durant le ralentissement sur les isotopes lourds du combustible.

Pour la couronne centrale en revanche, plus éloignée du modérateur, le spectre neutronique est moins thermalisé donc l'influence de l'augmentation de température est plus grande.

Ceci se traduit par une sous-réactivité globale par rapport à l'emploi de la température uniforme effective.

5.2.3 Résultats MOX

Les résultats du couplage pour le MOX sont laissés en Appendice A. Le comportement du crayon MOX vis-à-vis de la température est sensiblement similaire à celui du crayon UOX. Notamment les écarts observés entre l'emploi d'un profil de température convergé et celui d'une température effective uniforme sont du même ordre de grandeur que pour l'UOX, donc faibles.

La conclusion que l'on en tire est que la prise en compte d'un profil de température dans le crayon n'a que peu d'influence sur les grandeurs calculées.

5.2.4 Vérification des abaques dans C3THER

Pour la suite de l'étude, qui se placera à l'échelle de l'assemblage, on ne modélisera pas le profil de température au sein des crayons (on utilisera une température uniforme).

Cependant, la connaissance de ce profil reste nécessaire dans la mesure où la température effective d'un crayon est calculée à partir de la valeur au centre de la pastille et de celle en surface. Pour déterminer ce profil, le code de thermique C3THER prend en argument une puissance moyenne du crayon et la distribution radiale de cette puissance.

On a vu la très faible influence de la température sur la DRP. Cette dernière semble donc dépendre quasi-uniquement du type de crayon et de l'environnement du crayon. C'est la raison pour laquelle des abaques de DRP sont contenues dans C3THER, et permettent de ne pas la renseigner explicitement dans un jeu de données.

Ci-dessous, nous présentons les profils de température obtenus avec C3THER en utilisant la même puissance moyenne crayon, mais en utilisant d'une part des abaques de DRP, et d'autre part la DRP obtenue grâce au couplage sur le crayon UOX.

On s'assure ainsi que la donnée d'une distribution radiale de puissance issue du couplage ou d'une DRP tirée des abaques donnent des profils de température très proches.

Au passage, on constate que la DRP a une influence non négligeable sur le profil de température obtenu puisque la donnée d'une DRP uniforme conduit à un profil sensiblement différent (écart de plus de 10°C au centre de la pastille).

La raison de cette augmentation de température au centre avec une DRP uniforme vient du fait qu'il y a plus de puissance dégagée au centre du crayon. Au contraire, lorsqu'on

renforce la puissance au bord au détriment du centre, la puissance est dégagée plus proche de l'extérieur et donc elle est évacuée plus facilement vers l'extérieur, ce qui favorise la diminution de la température.

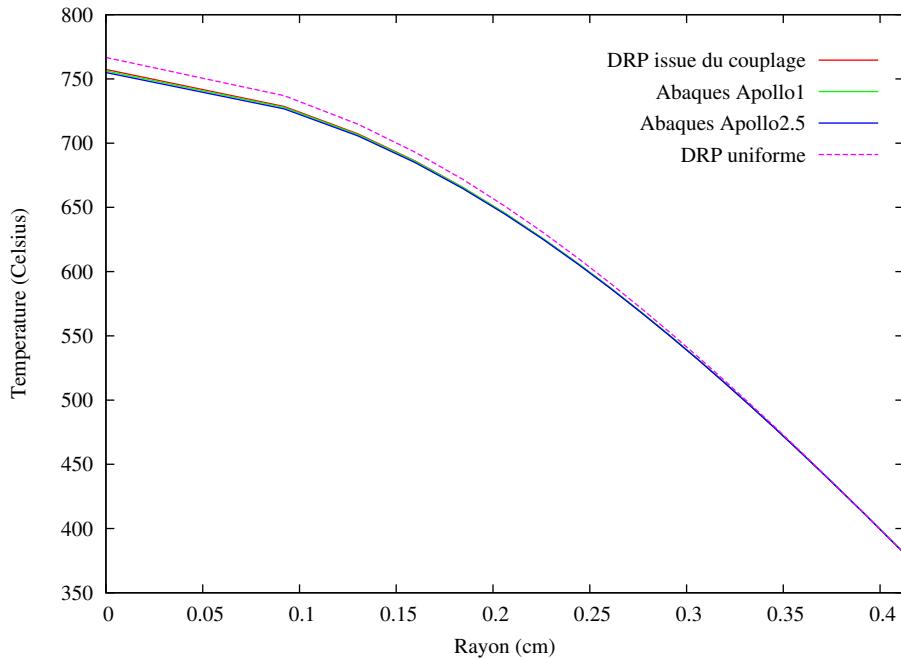


Figure 5.9 Effets de différentes distributions radiales de puissance sur le profil de température obtenu avec C3THER sur un crayon UOX. Vérification des abaques dans C3THER.

Résumé du Chapitre

Les résultats obtenus à l'échelle du crayon combustible indiquent que :

- le niveau de discrétisation de la température a une influence négligeable sur le calcul de la réactivité du crayon ;
- la distribution de température dans le crayon a une influence négligeable sur le calcul de la DRP ;
- on peut utiliser les abaques de DRP de C3THER plutôt qu'une DRP couplée pour effectuer les calculs de thermique crayon.

CHAPITRE 6 RÉSULTATS SUR L'ASSEMBLAGE À TEMPS 0

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus sur l'assemblage à temps 0. Après les résultats d'études préliminaires, nous présentons les résultats du couplage sur un assemblage avec épaisseur de lame d'eau variable.

6.1 Études préliminaires

On commence par présenter les résultats sur l'influence du niveau de température uniforme sur la réactivité, l'influence des options d'autoprotection qu'on a du modifier pour permettre le couplage, et l'influence d'une distribution de température fortement déséquilibrée sur la nappe de puissance.

6.1.1 Température uniforme

En premier lieu, on s'intéresse à l'influence du niveau de température uniforme dans l'assemblage. L'évolution du facteur de multiplication infini en fonction de la température du combustible est représentée sur la Figure 6.1.

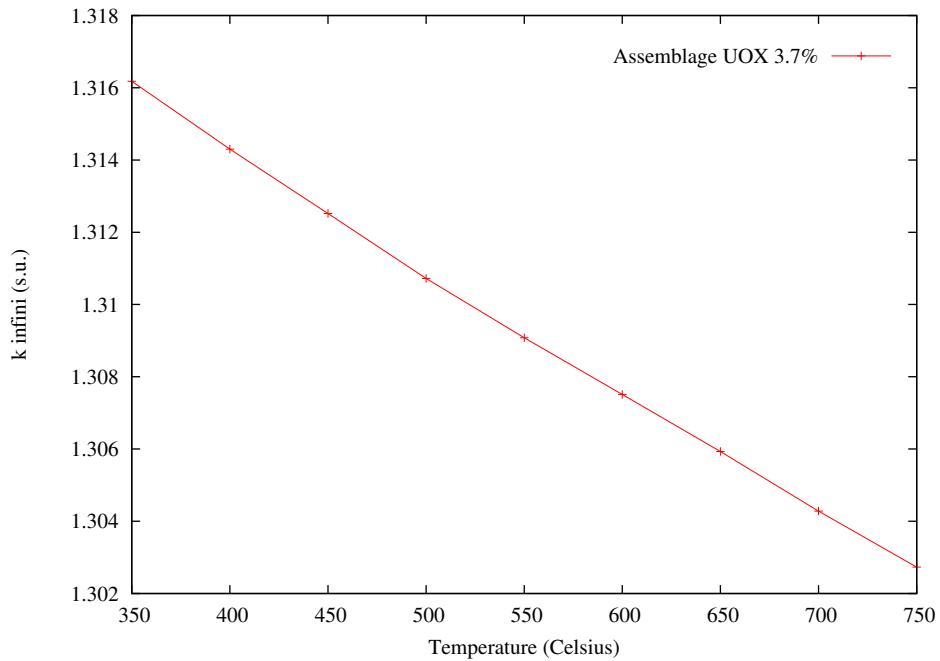


Figure 6.1 Influence de la température combustible sur la réactivité d'un assemblage UOX enrichi à 3.7%.

Nous retrouvons, à l'instar du crayon combustible, une variation décroissante du facteur de multiplication infini avec la température du combustible. La pente est semblable : $-3 \sim -4 \text{ pcm/}^{\circ}\text{C}$.

Les arguments avancés dans le cas du crayon sont encore valables ici : l'augmentation de température entraînant l'élargissement des résonances par effet Doppler conduit *in fine* à l'accentuation des phénomènes de capture de neutrons.

6.1.2 Influence des options d'autoprotection

On a évalué l'influence des modifications apportées à la modélisation dans l'autoprotection par rapport au schéma REL2005 afin de mettre en perspective les écarts dus aux effets thermiques que l'on présente dans la suite.

Tableau 6.1 Facteurs de multiplication infinis d'un assemblage UOX et d'un assemblage MOX pour différentes options d'autoprotection.

	UOX		MOX	
	k_{∞}	$\Delta k \text{ (pcm)}$	k_{∞}	$\Delta k \text{ (pcm)}$
Options REL2005	1.130869	(-)	1.113352	(-)
Suppression WR groupe 90 pour ^{238}U	1.130721	(-148)	1.113292	(-60)
Remplacement modèle des mélanges	1.130762	(-107)	1.113159	(-193)

On observe des écarts de réactivité du même ordre de grandeur que ceux observés à l'échelle du crayon combustible.

Fait notable : l'écart du au remplacement du modèle des mélanges pour le MOX est deux fois plus grand que pour l'UOX.

Cela est du au fait que dans l'assemblage MOX on recense du ^{239}Pu , du ^{240}Pu et du ^{242}Pu en quantité non négligeable, même à temps 0. L'effet du recouvrement des résonances est donc accentué et la suppression du modèle des mélanges, bien que compensée par une stratégie de calcul itérative, entraîne des écarts plus importants.

6.1.3 Fortes disparités de température

Avant de passer à l'étude du couplage, nous voulons investiguer les effets des fortes disparités de température sur la nappe de puissance dans l'assemblage.

Pour ce faire, nous réalisons deux calculs et comparons les nappes de puissance obtenues :

1. un premier calcul avec deux zones de températures distinctes, avec une température bien plus élevée dans la zone périphérique de l'assemblage ;
2. un second calcul réalisé avec une température uniforme équivalente (celle qui donne la même réactivité que les deux zones de température).

L'utilisation des distributions de température représentées par les Figure 6.2 et Figure 6.3 conduit aux écarts de puissance présentés en Figure 6.4.

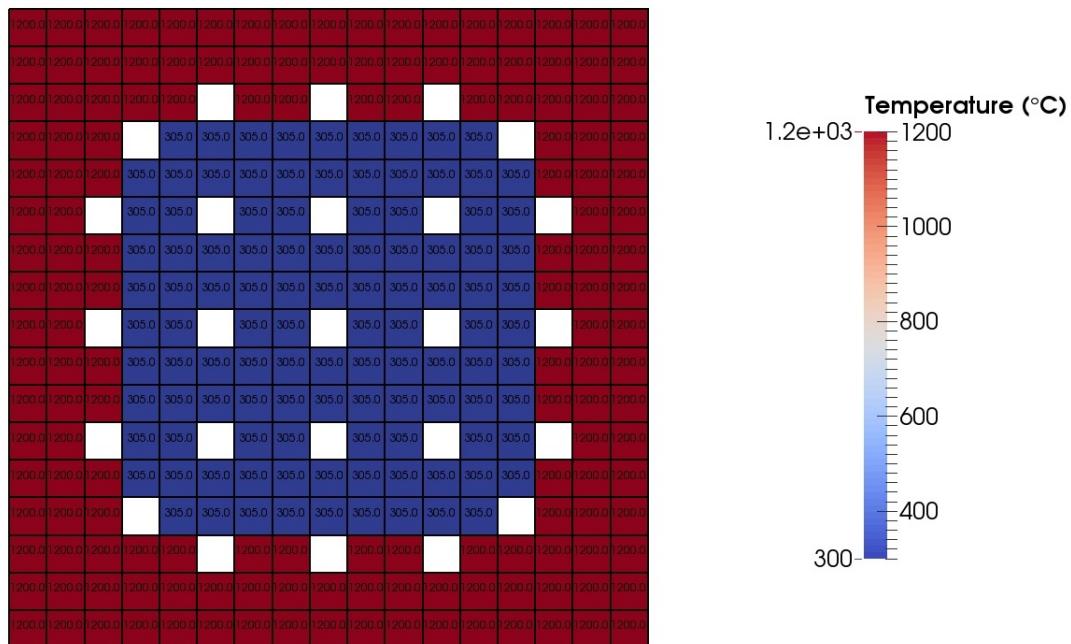


Figure 6.2 Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 1200°C . Crayons au centre : 300°C .

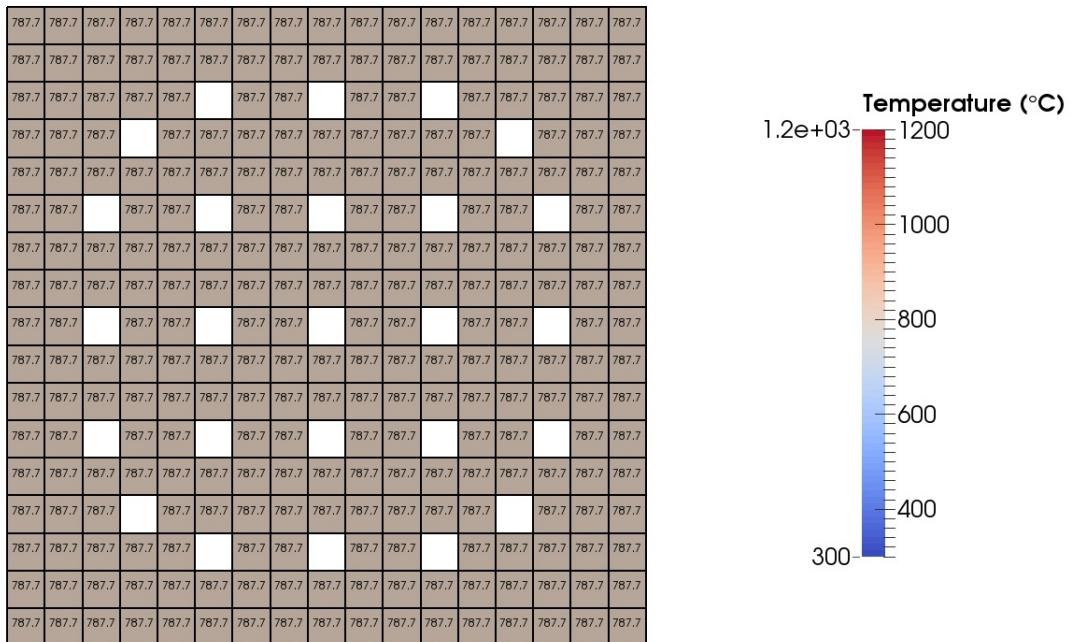


Figure 6.3 Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 788°C.

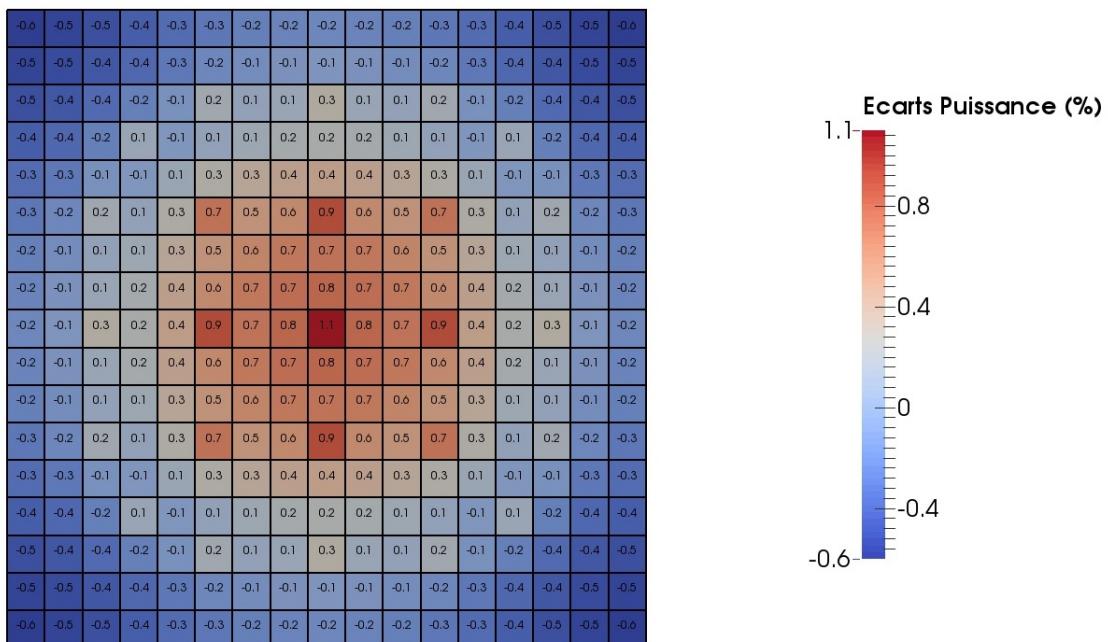


Figure 6.4 Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température (1200°C/300°C) et un calcul avec température uniforme équivalente (788°C). $\frac{P_{2\text{zones}} - P_{1\text{zone}}}{P_{1\text{zone}}} \times 100$ (%)

Les variations de température d'environ $450^{\circ}C$, dans le sens positif pour les cellules en périphérie d'assemblage, et dans le sens négatif pour les cellules centrales de l'assemblage, observables sur la Figure 6.2, occasionnent donc une variation de puissance inférieure à 1.1% dans tous les crayons de l'assemblage.

D'autres couples de températures pour chacune des zones ont été utilisés pour observer les écarts de puissances. On pourra consulter les résultats en Appendice B. Il faut noter que le gradient de température présenté ici est extrême et ne reflète pas des conditions réalistes d'opération.

Pour une distribution de température plus réaliste { $700^{\circ}C$ en périphérie, $400^{\circ}C$ au centre}, les écarts de puissance observés n'excèdent pas 0.4%.

De nouveau à l'échelle de l'assemblage, on constate que la nappe de puissance est faiblement dépendante de la distribution de température.

6.2 Couplage

Les résultats du coulage présentés ici ont été obtenus pour un assemblage de type UOX et à l'aide du schéma implémenté et décrit dans la sous-section 4.4.2. La particularité du schéma implémenté est de pouvoir traiter différentes épaisseurs de lame d'eau.

Une des questions à laquelle cherchent à répondre les résultats présentés ici est de savoir si la prise en compte d'un gradient de température entraîne une contre-réaction thermique et atténue le déplacement de la puissance vers la périphérie de l'assemblage due à l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau.

Traitement de la lame d'eau

Les lames d'eau sont des volumes de modérateur additionnels dont sont pourvues les cellules en bord et en coin d'assemblage. Elles traduisent l'espacement qui existe entre deux assemblages mitoyens lorsqu'ils sont en cœur.

Lorsque l'épaisseur de la lame d'eau devient grande, la modération des neutrons est fortement accentuée et le flux neutronique fortement thermalisé dans ces cellules.

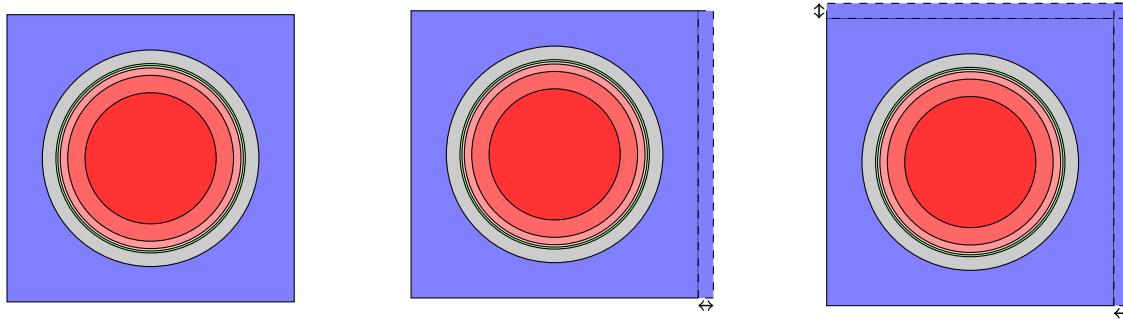


Figure 6.5 Représentation des cellules sans lame d'eau (à gauche), avec 1 lame d'eau (au milieu) et avec 2 lames d'eau (à droite).

Ceci a pour effet l'augmentation du taux de fission, donc de la puissance et donc l'élévation de la température du combustible.

L'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau peut résulter de la déformation des assemblages durant leur vie en cœur. L'irradiation fait subir des dommages aux matériaux qui structurent l'assemblage et aux crayons combustibles eux-mêmes qui peuvent finir par se courber. Lorsque deux assemblages mitoyens ont des crayons qui se courbent dans des directions opposées, l'épaisseur de la lame d'eau augmente.

Deux façons de prendre en compte la déformation de la puissance due à l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau ont été utilisées.

Une première approche consiste à dire que lorsque l'épaisseur de la lame d'eau augmente, la nappe de puissance se déforme mais la puissance moyenne de l'assemblage reste constante. Cette approche est légitime dans la mesure où le niveau de puissance est le paramètre directement réglé par l'opérateur lors de la vie de l'assemblage en cœur et ce dernier cherche à obtenir une puissance moyenne constante dans l'assemblage.

Une seconde approche consiste à dire que l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau modifie le spectre neutronique en périphérie d'assemblage, mais laisse le centre inchangé. Précisément, cette seconde approche fait l'hypothèse que c'est la puissance du crayon en face du tube d'instrumentation (au centre de l'assemblage) qui est constante en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau (égale à la puissance de ce crayon pour une lame d'eau d'épaisseur nominale).

6.2.1 Puissance moyenne assemblage constante

Rappelons une dernière fois la stratégie itérative du couplage :

1. on initialise une liste de 5 températures arbitraires (1 pour chaque famille de crayons, voir Figure 6.6) ;
2. on réalise un calcul APOLLO2 avec ces 5 températures ;
3. on extrait les puissances crayon par crayon et on calcule la puissance moyenne d'un crayon dans chaque famille ;
4. on procède à 5 calculs avec C3THER en se servant des 5 puissances précédentes et d'abaques pour la DRP ;
5. on convertit les 5 profils de température obtenus en 5 températures effectives en utilisant le modèle de Rowlands ;
6. on répète les opérations 2 à 6 jusqu'à obtenir convergence numérique.

On rappelle les regroupements de crayons de même température dans la Figure 6.6. De façon grossière, on pourra remarquer que les familles 4 et 5 regroupent les crayons au centre de l'assemblage, alors que les familles 1, 2 et 3 regroupent les crayons en périphérie d'assemblage.

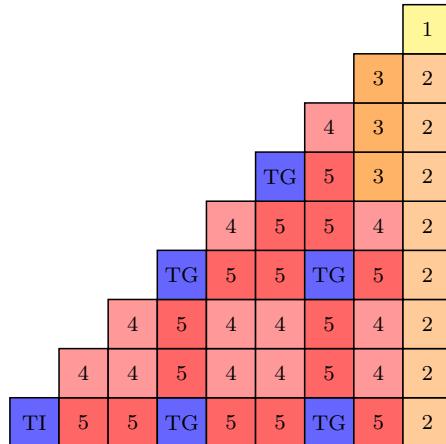


Figure 6.6 Regroupements des crayons de même température. Assemblage UOX.

Températures

Pour chaque épaisseur de lame d'eau donnée, le couplage fournit en sortie la liste des températures des cinq familles de crayons. La Figure 6.7 montre l'évolution de ces températures en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau.

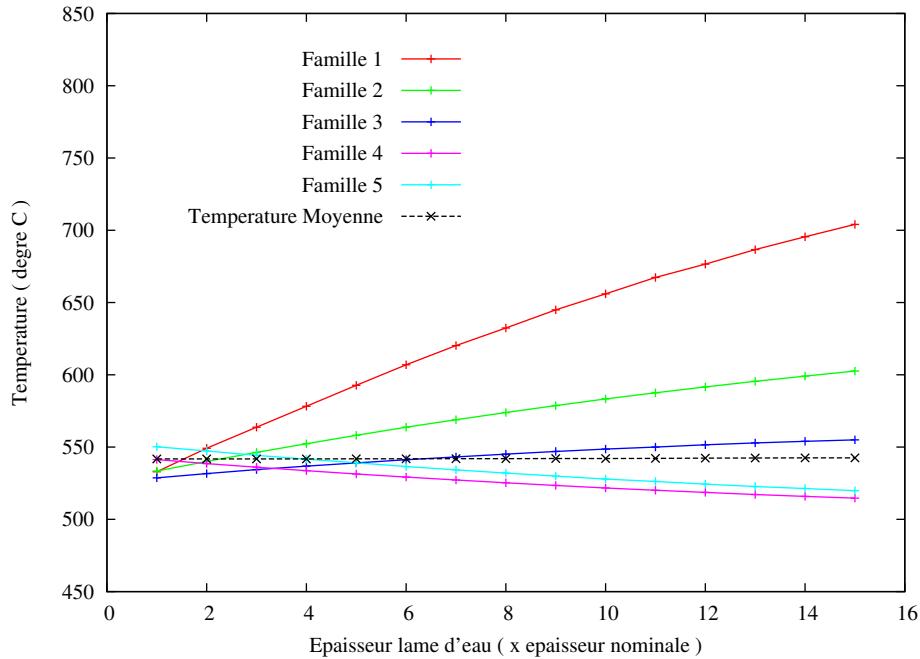


Figure 6.7 Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Assemblage UOX. Puissance assemblage constante.

On constate que les températures des familles 4 et 5 sont plus élevées que celles des familles 1, 2 et 3 pour une lame d'eau d'épaisseur nominale (0.072 cm) : ceci indique que la puissance en conditions nominales est plus concentrée au centre de l'assemblage.

Puis avec l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau, les températures des familles 4 et 5 diminuent alors que celles des familles 1, 2 et 3 augmentent jusqu'à les dépasser à partir de six fois l'épaisseur de lame d'eau nominale : la puissance se déplace vers le bord de l'assemblage.

Si on fait la moyenne de ces températures en les pondérant par le nombre de crayons dans chaque famille, on constate que la température moyenne obtenue ne varie quasiment pas (elle oscille autour de 542.0°C) : cela reflète l'hypothèse de puissance assemblage constante.

Puissances crayons

Pour s'assurer des conclusions tirées sur l'évolution de la distribution de puissance dans le paragraphe précédent, nous avons reporté les puissances des crayons pour différentes épaisseurs de lame d'eau sur les Figure 6.8 à Figure 6.11. Les 15 premiers histogrammes en partant de la gauche représentent les 15 crayons de la famille 5, les 12 suivants représentent les 12 crayons de la famille 4 et ainsi de suite jusqu'à la famille 1.

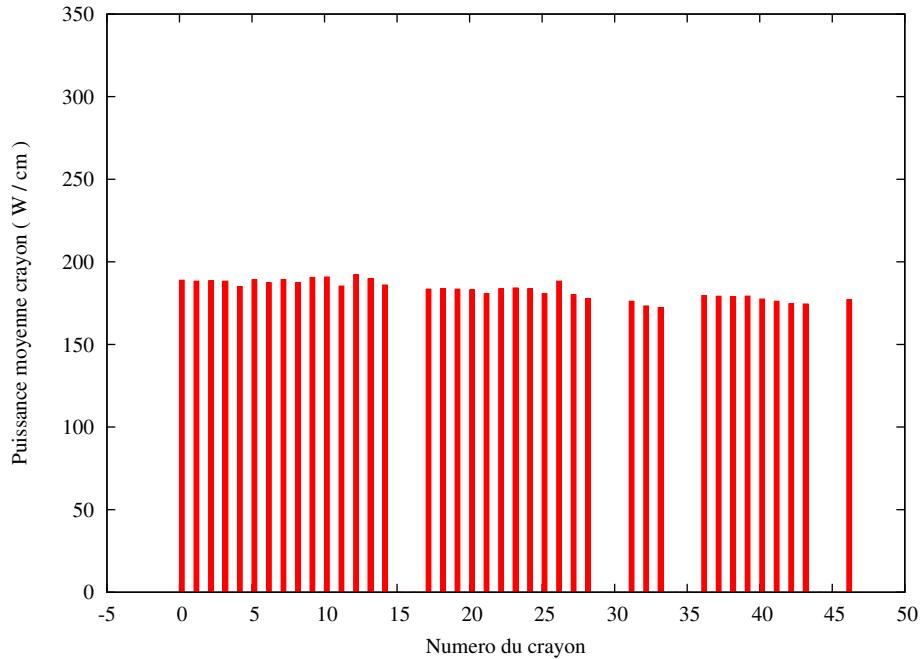


Figure 6.8 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : épaisseur nominale.

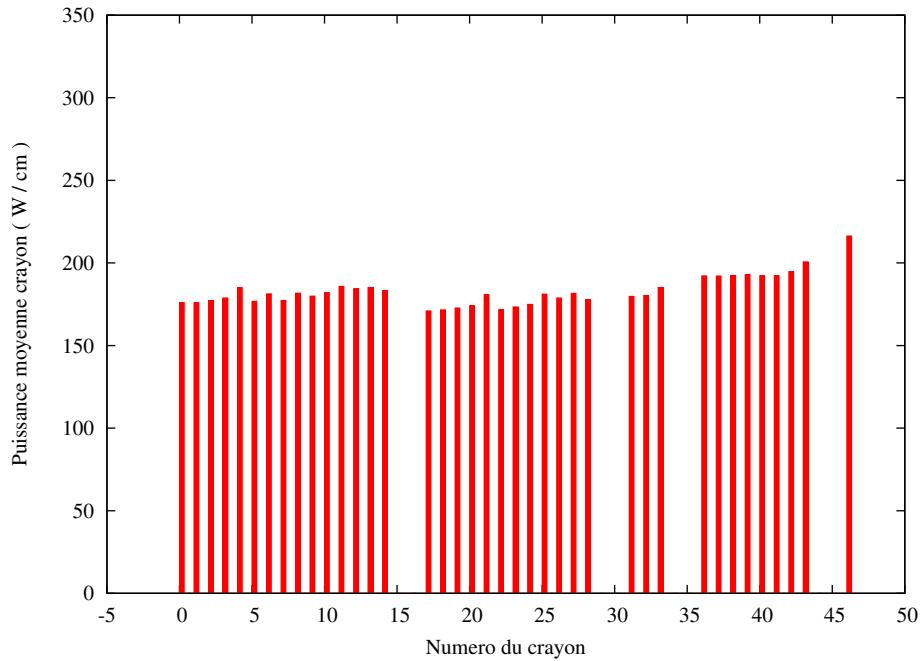


Figure 6.9 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : $5 \times$ épaisseur nominale.

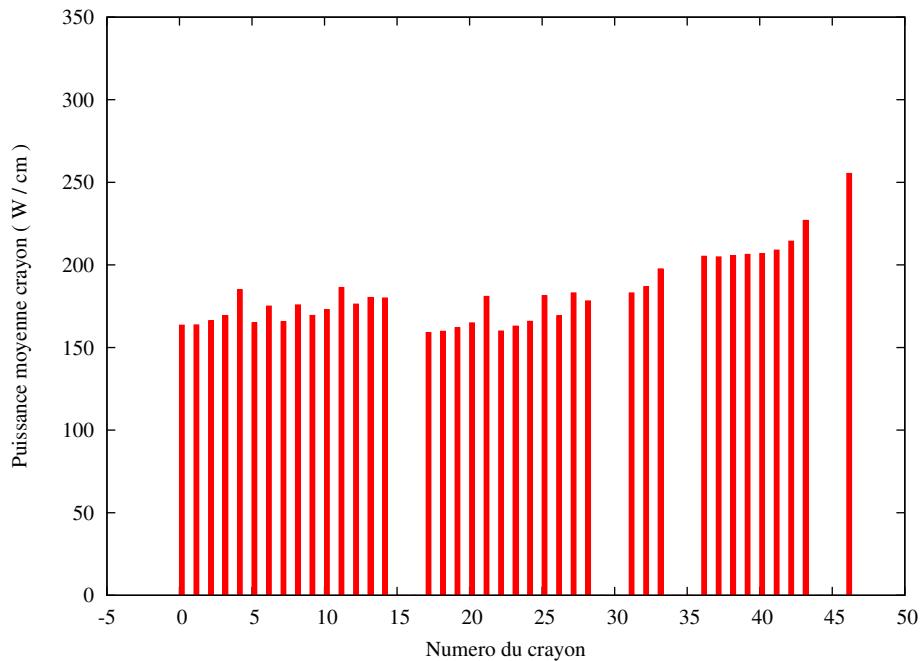


Figure 6.10 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : $10 \times$ épaisseur nominale.

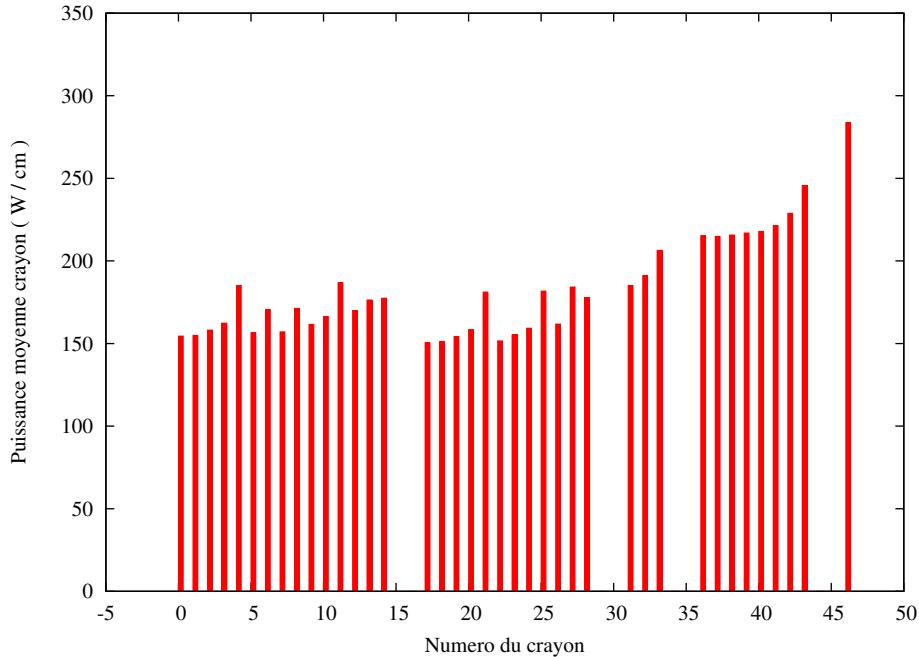


Figure 6.11 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : $15 \times$ épaisseur nominale.

Comme annoncé, on voit la puissance des crayons des familles 1, 2 et 3 augmenter progressivement - notamment le crayon de coin (famille 1) qui voit sa puissance passer de $\sim 180 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1}$ à $\sim 260 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1}$ - au détriment des crayons des familles 4 et 5.

Au sein des familles 4 et 5, on voit des crayons dont la puissance est plus élevée que celles des autres en moyenne, surtout sur les Figure 6.10 et Figure 6.11. Ces crayons sont situés sur l'avant-dernière colonne de l'assemblage : ils bénéficient de la surmodération des neutrons due à l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau.

Réactivité

On s'intéresse désormais à l'évolution de la réactivité en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Sur la Figure 6.12, on a représenté le facteur de multiplication infini obtenu avec les températures issues du couplage pour chaque épaisseur de lame d'eau, et celui obtenu avec une température uniforme de 550°C .

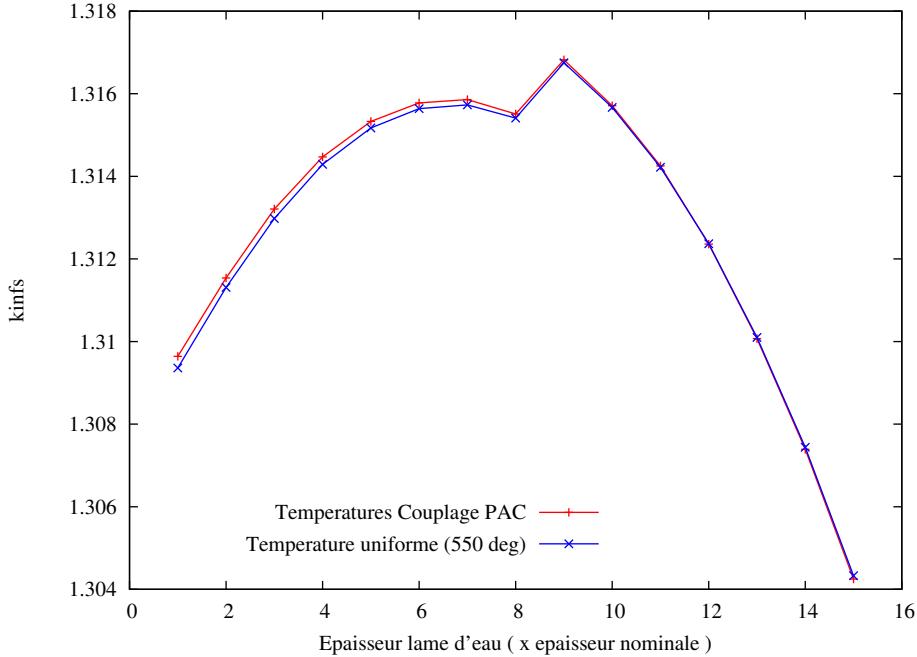


Figure 6.12 k_{inf} en fonction de la lame d'eau. Puissance moyenne assemblage constante.

La première remarque que nous pouvons faire concerne la discontinuité que l'on observe lors du passage de 8 fois à 9 fois l'épaisseur nominale. Celle-ci résulte d'une contrainte dans la modélisation de la lame d'eau : pour les épaisseurs de lame d'eau inférieures à 8 fois l'épaisseur nominale, il n'est pas possible de définir dans la géométrie APOLLO2 une cellule spécifique uniquement remplie de modérateur pour représenter la lame d'eau. Cette dernière est incorporée à la cellule de bord d'assemblage. La raison est qu'APOLLO2 ne peut pas effectuer la cylindrisation de cellules dont les longueur et largeur sont dans un rapport trop inégal. La cylindrisation est nécessaire pour le calcul multi-cellule. Mais APOLLO2 ne permet pas non plus de placer le crayon combustible autre part qu'au centre de la cellule rectangulaire. Or le crayon combustible est en réalité décentré dans le cas des cellules où la lame d'eau est incorporée (voir Figure 6.5). À mesure que l'épaisseur de la lame d'eau augmente, l'erreur commise en plaçant le crayon au centre des cellules de bord et de coin augmentent également. Pour cette raison, on modifie la modélisation dès que le rapport des longueur et largeur permet de définir une cellule spécifique pour la lame d'eau. C'est ce changement de modélisation qui est à l'origine de la discontinuité observée.

Concernant la tendance générale de la réactivité : indépendamment du champs de température utilisé, on observe une première phase d'accroissement avec l'épaisseur de la lame d'eau, puis la tendance s'inverse : pour 15 fois l'épaisseur nominale, la réactivité atteint un niveau

plus bas que son niveau nominal. La raison est que deux phénomènes sont en compétition lors de l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau :

- d'une part le ralentissement des neutrons est plus efficace car on dispose d'un volume plus important de modérateur : le flux thermique est renforcé, ce qui conduit à l'augmentation du taux de fission et une production accrue des neutrons ;
- d'autre part, le volume additionnel de modérateur amène des noyaux supplémentaires de ^{10}B et ^{11}B qui ont un fort pouvoir de capture des neutrons, ce qui conduit à la disparition de ces derniers.

Ce qu'on voit, c'est que le premier effet l'emporte pour les faibles épaisseurs de lames d'eau, mais passé le cap de 6 à 7 fois la lame d'eau nominale, c'est le second effet qui l'emporte et la réactivité baisse.

En ce qui concerne l'influence du couplage sur la réactivité : on constate des écarts inférieurs à 30 pcm en valeur absolue entre les calculs avec distribution de température et les calculs avec température uniforme. Ces écarts sont faibles.

6.2.2 Puissance crayon central constante

On désigne ici par « crayon central » le crayon de la deuxième cellule en partant de la gauche de la rangée du bas sur la Figure 6.6. Il se situe en face du tube d'instrumentation qui, lui, est placé à l'exact centre de l'assemblage.

Nous présentons ici les résultats obtenus dans le cas de figure où c'est la puissance du crayon central qui est constante en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau et non plus la puissance moyenne de l'assemblage.

Pour obtenir ces résultats nous avons procédé comme suit :

1. on réalise le couplage avec la lame d'eau d'épaisseur nominale comme décrit précédemment, ce qui permet de connaître la puissance du crayon central en utilisant la distribution de température calculée par le couplage ;
2. pour toutes les autres épaisseurs de lame d'eau, on renormalise systématiquement les grandeurs issues des calculs APOLLO2 (notamment les puissances des crayons) de façon à ce que la puissance du crayon central soit toujours égale à la valeur obtenue pour l'épaisseur nominale. En particulier, les calculs de thermique avec C3THER sont menés avec les puissances renormalisées.

En ce sens, les couplages pour les différentes épaisseurs de lame d'eau ne sont pas indépendants.

Températures

L'évolution des températures de chaque familles de crayons est représentée sur la Figure 6.13.

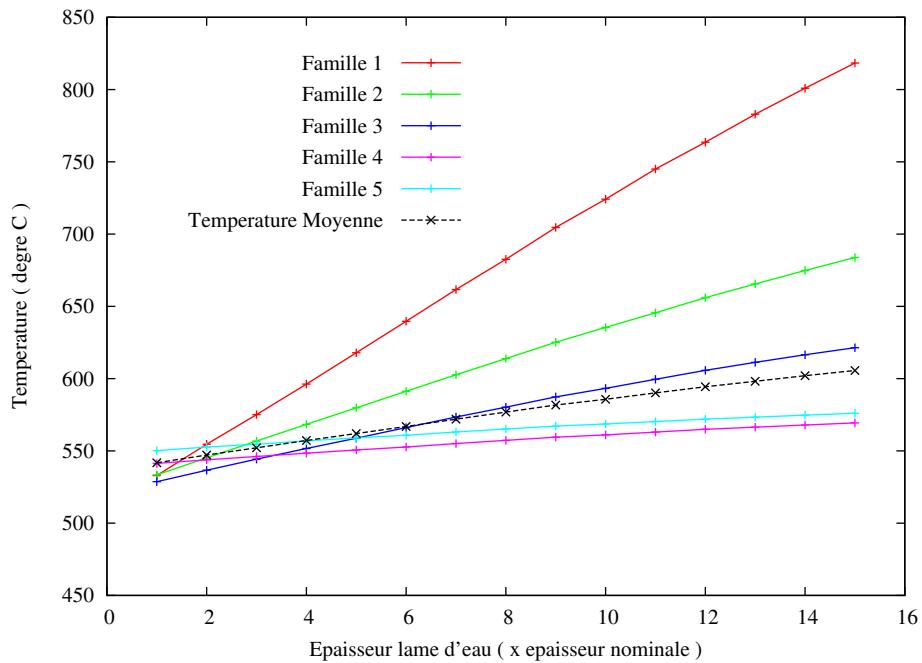


Figure 6.13 Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau d'un assemblage UOX avec puissance crayon central constante.

Contrairement au cas de figure avec une puissance assemblage constante, ici la température de chaque famille augmente avec l'épaisseur de la lame d'eau.

On peut apprécier l'augmentation globale du niveau de température dans l'assemblage en observant l'évolution de la température moyenne qui passe de 542°C à 606°C.

On retrouve en revanche que les températures des familles 1, 2 et 3 augmentent jusqu'à dépasser celles des familles 4 et 5 : la puissance continue manifestement de se déplacer vers les cellules en bord d'assemblage.

Puissances crayons

Nous présentons les puissances des crayons pour différentes épaisseurs de lame d'eau :

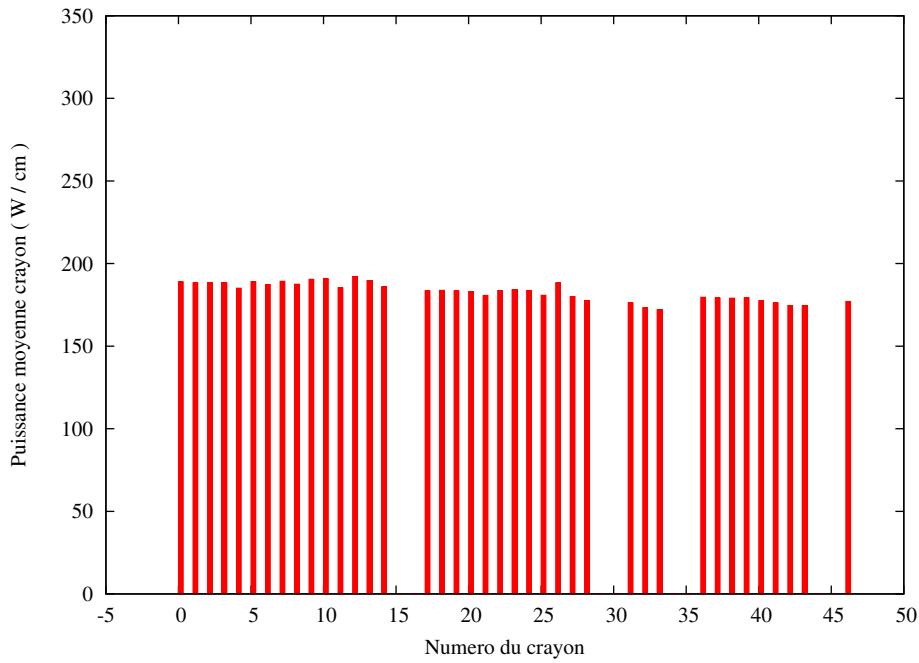


Figure 6.14 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : épaisseur nominale.

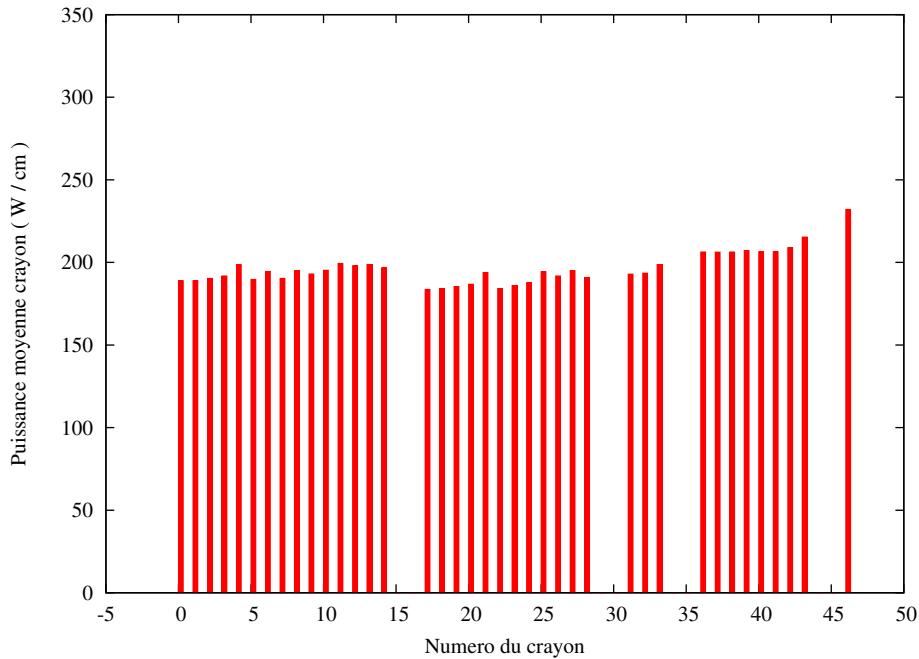


Figure 6.15 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : 5 × épaisseur nominale.

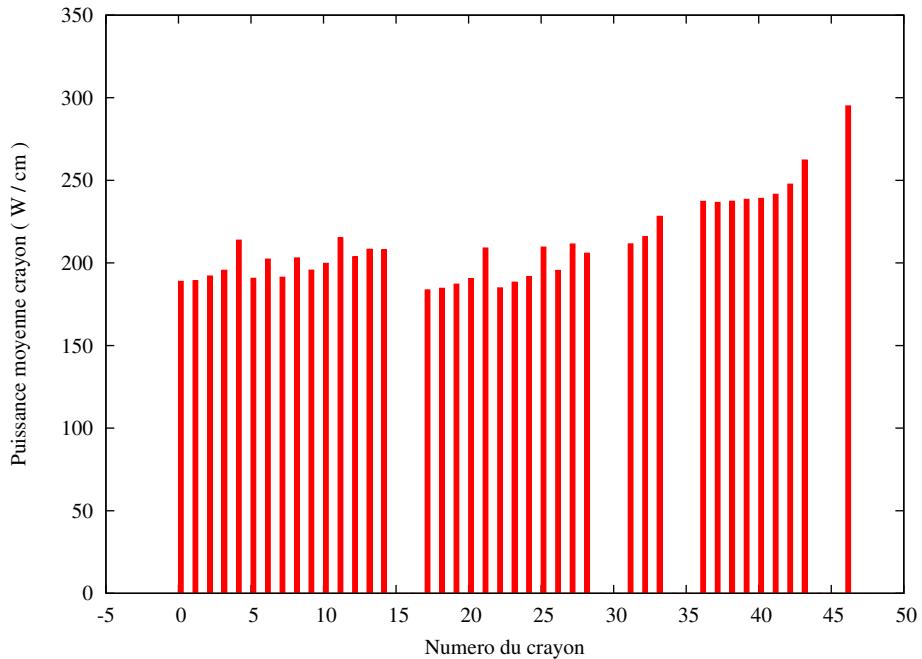


Figure 6.16 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : $10 \times$ épaisseur nominale.

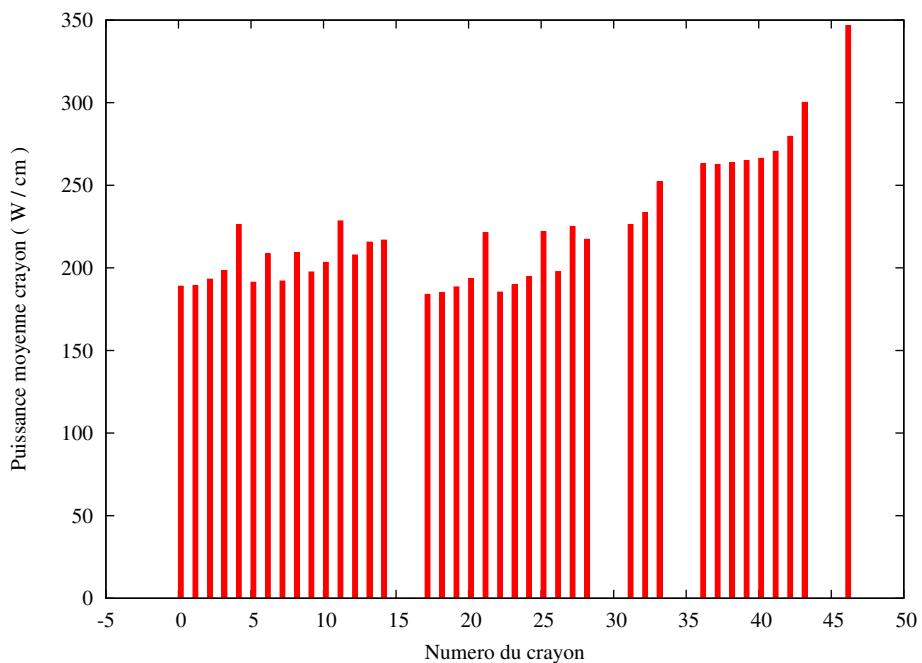


Figure 6.17 Puissances des 39 crayons. Lame d'eau : $15 \times$ épaisseur nominale.

On observe globalement la même déformation de la nappe de puissance que dans le cas puissance assemblage constante, à la différence notable qu'ici le niveau global de puissance augmente, passant d'une puissance moyenne de $183W \cdot cm^{-1}$ par crayon à $223W \cdot cm^{-1}$.

Réactivité

Nous présentons dans la Figure 6.18 l'évolution du k_{inf} en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau d'une part avec distribution de température issu du couplage avec puissance du crayon central constante, et d'autre part avec température uniforme de $550^{\circ}C$.

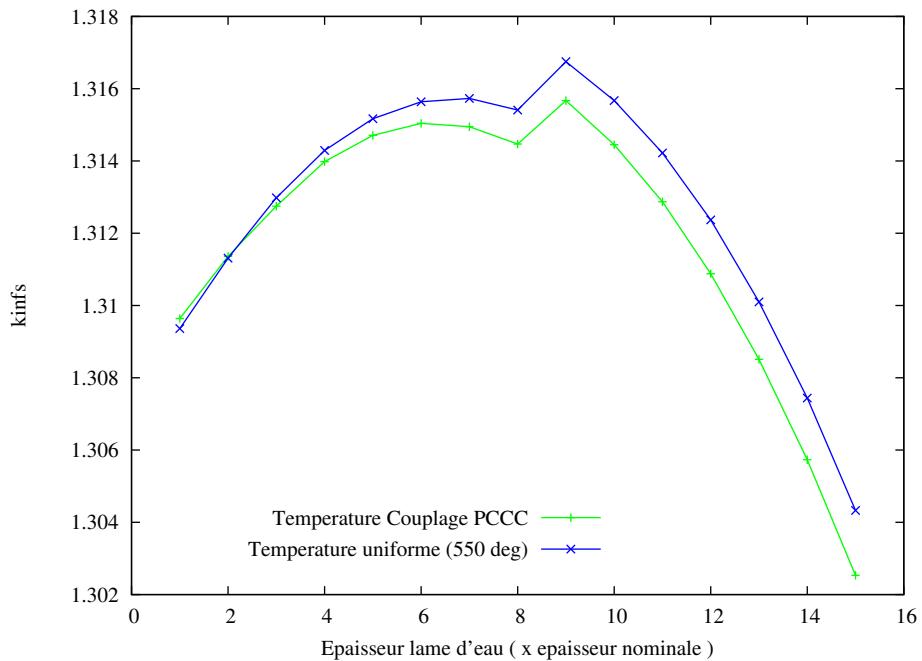


Figure 6.18 k_{inf} en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Puissance crayon central constante.

On observe de nouveau la tendance générale de la réactivité à augmenter pour les faibles épaisseurs de lames d'eau, puis à diminuer pour les épaisseurs plus grandes sous l'effet de la capture sur le ^{10}B et le ^{11}B .

Également, on remarque la discontinuité de modélisation déjà observée dans la section précédente.

En revanche, on voit que l'emploi du profil de température conduit à une sous-réactivité par rapport à l'emploi de la température uniforme de $550^{\circ}C$ qui s'accentue à mesure que la lame d'eau augmente. Pour 15 fois l'épaisseur nominale, on enregistre un écart sur le k_{inf} de

$-180 \text{ } \textit{pcm}$, alors qu'il s'élevait à $-8 \text{ } \textit{pcm}$ dans le cas puissance assemblage constante.

Cet écart est cohérent avec l'écart de température d'environ 60°C observé sur la Figure 6.13 pour cette épaisseur de lame d'eau et la variation en $-3 \text{ } \textit{pcm}/^\circ\text{C}$ du facteur de multiplication infini mesurée dans la sous-section 6.1.1.

6.2.3 Convergence, temps de calcul et précision

Dans les deux cas de figure, puissance assemblage constante et puissance crayon central constante, la convergence du schéma est atteinte pour chaque épaisseur de lame d'eau en moins de 4 itérations.

C'est plus que pour le crayon combustible seul, mais cela reste un nombre faible d'itérations.

En ce qui concerne les temps de calcul, ils sont résumés dans le Tableau 6.2 :

Tableau 6.2 Comparaison des temps de calculs APOLLO2 en fonction du profil de température utilisé.

Lame d'eau (\times nominale)	Température uniforme	Profil de température
1	37,9 s	65,7 s
2	37,5 s	78,4 s
3	38,6 s	78,7 s
4	38,7 s	78,2 s
5	38,9 s	67,8 s
6	39,0 s	78,0 s
7	38,9 s	78,2 s
8	39,4 s	78,3 s
9	40,0 s	79,9 s
10	40,2 s	79,1 s
11	39,7 s	79,2 s
12	39,7 s	79,3 s
13	39,7 s	79,4 s
14	39,7 s	79,4 s
15	40,1 s	80,5 s

On voit donc que le temps d'exécution d'un calcul APOLLO2 mené sur un assemblage UOX est en moyenne doublé par l'utilisation d'une distribution de température au lieu d'une température uniforme (sans prendre en compte qu'il faut plusieurs itérations pour que le schéma converge).

Avant de passer aux résultats sur l'influence du couplage sur un calcul en évolution, nous présentons dans la section suivante les résultats de l'influence du couplage sur le calcul du point chaud et de la température maximale atteinte dans l'assemblage en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau.

6.2.4 Facteur de point chaud et température maximale atteinte

Pour les deux cas de figure, puissance assemblage constante (PAC) et puissance crayon central constante (PCCC), on s'intéresse au facteur de point chaud et à la température maximale atteinte dans l'assemblage avec et sans utilisation du profil de température.

Facteur de point chaud

Le facteur de point chaud, noté FQ , est défini comme le rapport entre la puissance du crayon qui génère le plus de puissance et la puissance moyenne d'un crayon dans l'assemblage. Il est un indicateur important de l'hétérogénéité de la nappe de puissance.

On veut savoir si l'élévation de température dans les crayons en bord d'assemblage, due au déplacement de la puissance, lui-même du à l'augmentation de l'épaisseur de la lame d'eau, entraîne rétroactivement une diminution de la puissance dans ces crayons.

Dans le Tableau 6.3, on a reporté pour chaque cas de figure, PAC et PCCC, les facteurs de point chaud pour chaque épaisseur de lame d'eau.

Pour l'épaisseur nominale de la lame d'eau et deux fois celle-ci, le point chaud est porté par le crayon en 6^e colonne et 5^e ligne en comptant à partir du coin inférieur gauche sur la Figure 6.6. Ce crayon est à la fois en face d'un trou d'eau et en coin d'un autre trou d'eau : il bénéficie donc d'un flux très thermalisé, ce qui favorise la fission et donc la génération de puissance et explique qu'il porte le point chaud.

Pour les épaisseurs de lame d'eau supérieures, le point chaud est porté par le crayon de coin d'assemblage qui bénéficie de la thermalisation de deux grandes lames d'eau.

Tableau 6.3 Facteurs de point chaud.

Lame d'eau (\times nominale)	Puissance moyenne assemblage constante			Puissance crayon central constante		
	FQ couplé	$FQ (T_{unif})$	écart (%)	FQ couplé	$FQ (T_{unif})$	écart (%)
1	1.179652	1.179654	0.000	1.179652	1.179654	0.000
2	1.168609	1.168611	0.000	1.168609	1.168613	0.000
3	1.213613	1.213607	0.000	1.213613	1.213628	0.001
4	1.272321	1.272236	-0.007	1.272321	1.272256	-0.005
5	1.330635	1.330431	-0.015	1.330635	1.330485	-0.011
6	1.386572	1.386316	-0.018	1.386572	1.386333	-0.017
7	1.438511	1.438179	-0.023	1.438511	1.438208	-0.021
8	1.486085	1.485658	-0.029	1.486085	1.485695	-0.026
9	1.533676	1.533173	-0.033	1.533676	1.533233	-0.029
10	1.575650	1.575073	-0.037	1.575650	1.575143	-0.032
11	1.618220	1.617556	-0.041	1.618220	1.617636	-0.036
12	1.652582	1.651879	-0.043	1.652582	1.651974	-0.037
13	1.689759	1.688930	-0.049	1.689759	1.688994	-0.045
14	1.722210	1.721343	-0.050	1.722210	1.721440	-0.045
15	1.753457	1.752468	-0.056	1.753457	1.752544	-0.052

L'emploi d'une distribution de température ne modifie quasiment pas le facteur de point chaud : l'écart maximal observé par rapport à l'emploi d'une température uniforme a lieu pour 15 fois l'épaisseur nominale de lame d'eau et constitue une diminution de 0.05% : ce qui est extrêmement faible.

On peut expliquer la faiblesse de cette influence par le fait que les cellules dont la température augmente fortement (les cellules de bord) sont également celles où le flux est le plus thermalisé en raison de l'épaisseur de la lame d'eau : l'augmentation de température qui favorise la capture des neutrons lors du ralentissement voit ici son effet diminué par le fait que le flux est déjà très thermalisé.

Température maximale atteinte

Vue la faible influence du couplage sur le facteur de point chaud, on s'attend également à une faible influence sur la température maximale atteinte dans l'assemblage.

Pour chaque épaisseur de lame d'eau, on détermine la température maximale atteinte dans l'assemblage en effectuant un calcul thermique sur chacun des 39 crayons, en utilisant d'une part la nappe de puissance issue d'un calcul APOLLO2 avec température uniforme et d'autre part la nappe de puissance issue d'un calcul APOLLO2 avec distribution de température issue du couplage.

Comme pour le facteur de point chaud, la température maximale atteinte est portée successivement par le crayon en position (6,5) puis par le crayon de coin. Elle est représentée sur les Figure 6.19 et Figure 6.20.

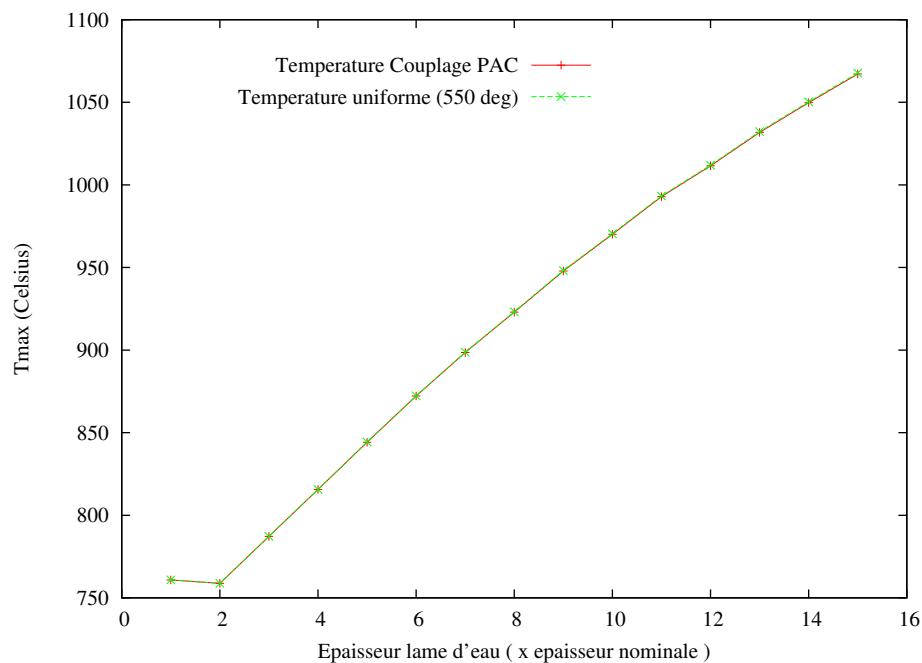


Figure 6.19 Évolution de la température maximale atteinte dans l'assemblage en fonction de la lame d'eau. Puissance moyenne assemblage constante.

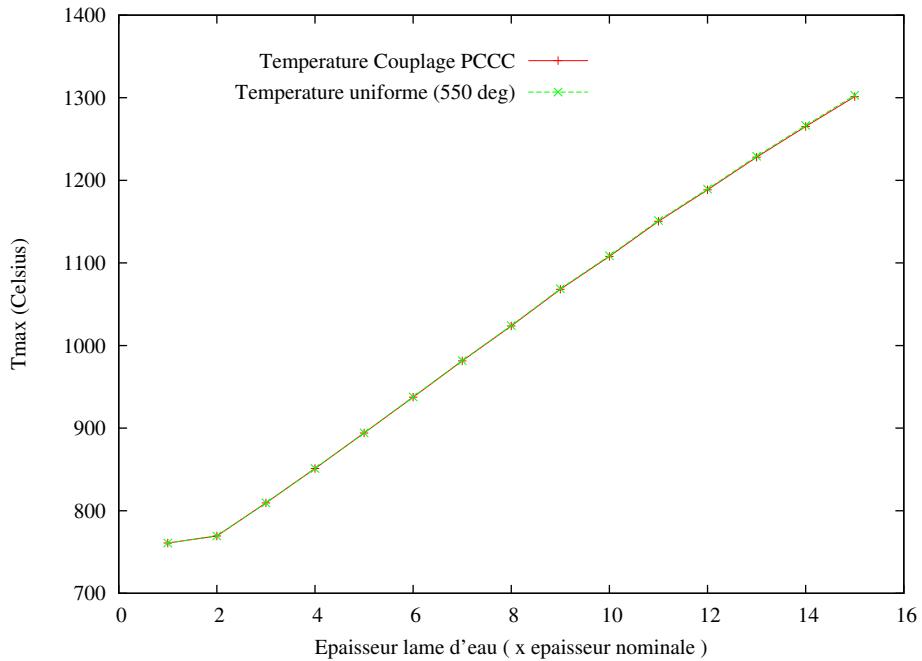


Figure 6.20 Évolution de la température maximale atteinte dans l'assemblage en fonction de la lame d'eau. Puissance crayon central constante.

L'écart est dans les deux cas PAC et PCCC très faible : moins de $2^{\circ}C$ pour toutes les épaisseurs de lame d'eau.

Résumé du Chapitre

Le couplage à l'échelle de l'assemblage à temps 0 aura apporté les éléments de réponse suivants :

- la température et sa distribution ont peu d'influence sur la nappe de puissance et le point chaud : la contre-réaction thermique, même en présence de grandes lames d'eau, est très faible ;
- à niveau global de température constant, les hétérogénéités de température ont une faible influence sur la réactivité ;
- le temps de calcul est doublé par l'emploi d'une distribution de température plutôt qu'une température uniforme.

CHAPITRE 7 ÉTUDE DE L'ASSEMBLAGE EN ÉVOLUTION

Pour clore ce mémoire, nous présentons dans ce chapitre les résultats du couplage sur un assemblage en évolution. Après des remarques générales sur la façon dont on a procédé pour permettre le couplage en évolution, les résultats pour l'UOX, le MOX et l'UOX gadolinié sont successivement présentés.

Rappelons les enjeux du couplage dans le calcul d'évolution (voir aussi la section 4.1). Dans les chaînes de calcul industrielles, le calcul d'évolution est réalisé à température uniforme et constante. Cela constitue une double approximation : d'une part, la distribution de température n'est pas uniforme dans l'assemblage, et d'autre part, celle-ci est susceptible de varier au cours de l'évolution.

Le but de ce chapitre est de présenter les résultats obtenus pour tenter de répondre à ces deux problématiques.

7.1 Mise en place du couplage en évolution

Nous commençons par expliquer dans cette section le mode opératoire retenu pour réaliser le couplage en évolution.

7.1.1 Modification du schéma de calcul

Dans les chaînes de calcul industrielles, et spécifiquement dans la chaîne de calcul ANDRO-MEDE d'EDF, le calcul d'évolution est régi par le schéma en Figure 7.1.

L'idée générale est la suivante : on fait un calcul statique type REL2005, et on utilise le flux multigroupe ainsi calculé pour faire évoluer le combustible sur un pas d'évolution. Une fois les nouvelles concentrations isotopiques connues, on fait de nouveau un calcul de flux, on fait de nouveau évoluer le combustible sur un pas d'évolution, et ainsi de suite.

Le calcul d'autoprotection n'est repris qu'en certains points de burnup, conformément aux recommandations du CEA : à $4000 \text{ MWj}/t$, $8000 \text{ MWj}/t$, $12000 \text{ MWj}/t$, $24000 \text{ MWj}/t$, $48000 \text{ MWj}/t$ et $60000 \text{ MWj}/t$.

Il faut noter que le flux utilisé pour faire évoluer le combustible détermine la puissance générée par l'assemblage pendant le pas d'évolution. Dans les faits, la démarche va en

sens inverse : c'est le neutronicien qui décide de la puissance à laquelle il veut soumettre l'assemblage et cette puissance lui permet de normaliser correctement le flux.

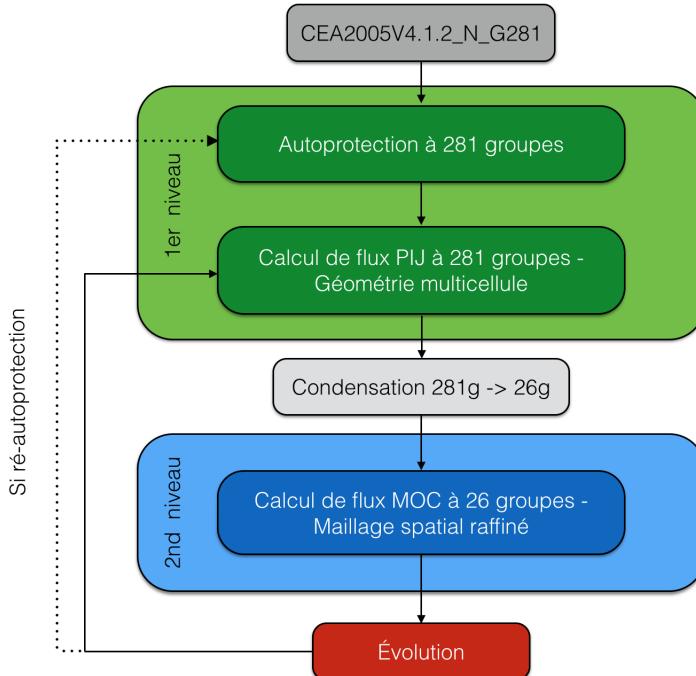


Figure 7.1 Schéma du calcul d'évolution du combustible dans la chaîne ANDROMEDE.

Pour connaître les nouvelles concentrations isotopiques à la fin d'un pas d'évolution, on résout les équations de Bateman. On se référera à (Hébert, 2009) pour une présentation des équations de Bateman et des méthodes de résolution associées.

Généralement, l'évolution telle que décrite par le schéma précédent est réalisée à l'aide d'un seul et même calcul dans des conditions d'opération nominales : il n'est donc pas possible de faire varier la température au cours de l'évolution.

Nous avons donc modifié ce schéma pour permettre de faire varier le profil de température entre deux pas d'évolution.

Découpage du calcul d'évolution

La première étape consiste à découper le calcul en pas d'évolution. On procède comme suit :

1. on initialise des compositions isotopiques ;
2. on fait appel à ces compositions pour réaliser un calcul de flux et faire évoluer le combustible sur un seul pas d'évolution ;
3. on sauvegarde les nouvelles compositions isotopiques ;
4. on relance les opérations 2 et 3 avec les compositions sauvegardées à l'issue du dernier calcul.

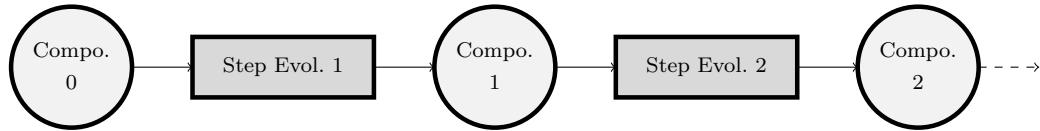


Figure 7.2 Découpage du calcul d'évolution en pas d'évolution avec sauvegarde des compositions.

En procédant ainsi, on peut redéfinir les températures des milieux de la géométrie au début du calcul de chaque pas d'évolution.

En revanche, ceci nous constraint à effectuer un calcul d'autoprotection avant le calcul principal de flux pour chaque pas d'évolution : sans cela on ne pourrait pas prendre en compte la redéfinition des températures.

L'important est que le même schéma est utilisé pour réaliser le calcul d'évolution avec une température uniforme et constante pour permettre de comparer les résultats.

Il nous reste à introduire le couplage dans ce schéma.

Introduction du couplage

La façon de faire est la suivante : entre chaque pas d'évolution, on utilise les compositions isotopiques sauvegardées à la fin du dernier calcul pour exécuter un couplage comme décrit dans le chapitre 4.

L'exécution de ce couplage a pour unique objectif de fournir la distribution de température dans l'assemblage pour le calcul du pas d'évolution suivant.

Ceci est résumé dans le schéma suivant :

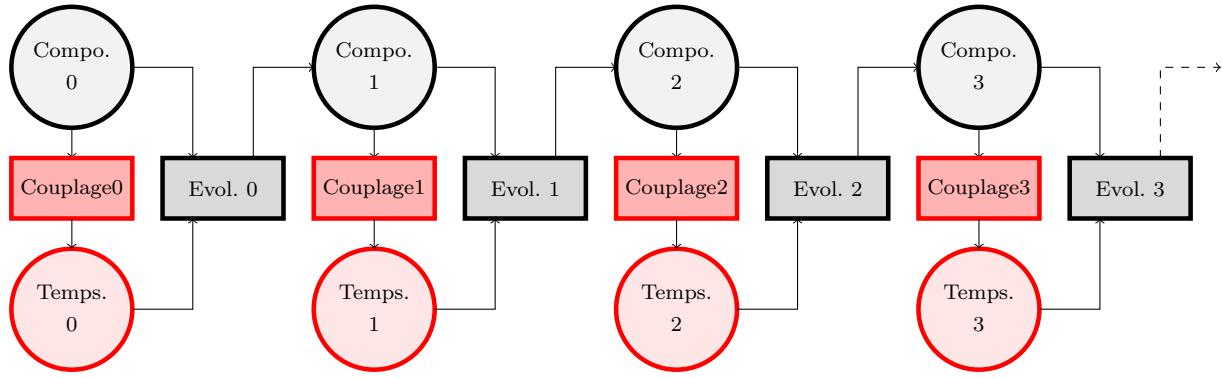


Figure 7.3 Introduction du couplage dans le calcul d'évolution.

La particularité du couplage mis en place entre chaque pas d'évolution est qu'on peut décider de prendre en compte le vieillissement du combustible pour réaliser les calculs de thermique.

7.1.2 Choix des options pour la thermique

Lors de sa vie en cœur, l'assemblage est soumis à une très forte irradiation. Les crayons combustibles surtout, siège des réactions de fission, subissent des dégradations importantes. Parmi les phénomènes qui dégradent les crayons, citons entre autres :

- le fluage de la gaine, qui finit par entrer en contact avec la pastille combustible, comblant ainsi le vide laissé initialement entre ces éléments ;
- les modifications de composition isotopique de la pastille dues à l'apparition des produits de fission ;
- le gonflement, la déformation et la fissuration des pastilles combustibles sous l'influence notamment des produits de fission gazeux ;
- ...

Ces modifications physico-chimiques de la gaine et de la pastille ont des répercussions sur les paramètres thermiques régissant les échanges de chaleur entre le crayon et le caloporteur.

La fermeture du gap pastille-gaine par exemple modifie la nature du transfert thermique d'un mode radiatif vers un mode conductif, qui entraîne une meilleure évacuation de la chaleur du crayon vers l'extérieur.

À l'inverse, les dégradations de la céramique de la pastille conduisent à une dégradation de la conductivité thermique de la pastille, donc à une accumulation de chaleur dans le crayon.

Pour prendre en compte le vieillissement du crayon, il est possible de renseigner un taux de combustion moyen dans les jeux de données C3THER. Ce taux de combustion moyen permet au code de recalculer les paramètres thermiques du crayon pour résoudre l'équation de la chaleur.

Comme nous le verrons dans la section dédiée aux résultats, la prise en compte du vieillissement des crayons a tendance à faire augmenter la température des crayons au cours de l'irradiation.

Nous avons également effectué un couplage en évolution sans prendre en compte le vieillissement des crayons dans les calculs de thermique. Dans ce cas, on n'observe pas d'augmentation générale de la température des crayons mais simplement de légères modifications de la distribution de température (certains crayons chauffent, d'autres refroidissent). On veut par là répondre à la question de savoir si les faibles écarts de réactivité occasionnés par la prise en compte d'une distribution de température finissent par engendrer des écarts plus conséquents en fin d'évolution par effet d'historique.

Un dernier point que nous voulons mentionner concerne les crayons contenant du gadolinium. Dans la version du code C3THER que nous avons utilisée (la v1.2), il n'est pas possible de traiter un crayon contenant du gadolinium : les abaques pour ce type de combustible sont inexistantes. Or la présence de gadolinium modifie les propriétés thermiques des crayons, notamment en dégradant la conductivité thermique.

Une corrélation utilisée dans le code de cœur d'EDF, COCCINELLE (Hypolite, 2013), nous a permis d'évaluer à 0,7 le facteur de pénalisation moyen à appliquer à la conductivité d'un crayon UOX pour obtenir la conductivité d'un crayon avec du gadolinium.

7.1.3 Limitations dans la modélisation du champ de température

Les résultats présentés dans cette partie concernent des assemblages de types UOX, MOX et UOX gadolinié. Pour l'UOX, la modélisation de la distribution de température est inchangée par rapport au chapitre précédent : on pourra se reporter à la Figure 6.6 pour se remémorer les regroupements de crayon de même température.

Pour les assemblages MOX et GADO (pour UOX gadolinié), les regroupements de crayons ne sont pas les mêmes. Pour le MOX on dénombre 8 types de crayons différents (soit par leur environnement, soit par leur composition isotopique) et pour le GADO on en dénombre

7, quand on en dénombrait 5 pour l'UOX.

À l'instar de l'assemblage UOX, on aurait voulu modéliser la distribution de température par la donnée de 8 températures pour le MOX et 7 pour le GADO (une par famille de crayons), cependant nous avons rencontré des difficultés avec le code APOLLO2 : bugs dans l'autoprotection et dans le solveur de flux P_{ij} qui ont fait l'objet d'une demande d'intervention auprès de la maintenance du code APOLLO2 au CEA.

On a donc été contraint de se limiter à une modélisation de la distribution de température par une liste de 3 températures pour le MOX et le GADO. Les regroupements de crayons pour chacun des deux sont donnés dans les Figure 7.4 et Figure 7.5.

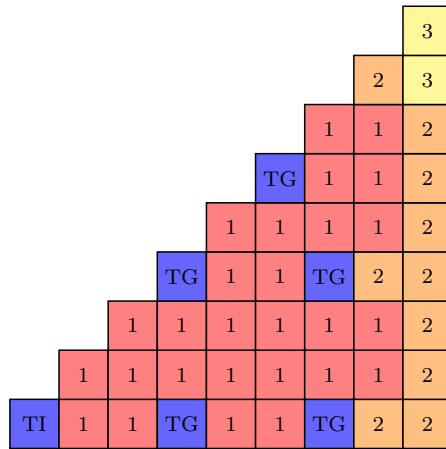


Figure 7.4 Regroupements des crayons de même température. Assemblage MOX.

Pour le MOX, les regroupements de crayons de même température coïncident avec les regroupements de crayons de même teneur en plutonium. Les crayons de la famille 1 sont à haute teneur en plutonium (5% de la masse de combustible), les crayons de la famille 2 sont à teneur moyenne en plutonium (3,5% de la masse de combustible), les crayons de la famille 3 sont à faible teneur en plutonium (2,5% de la masse de combustible).

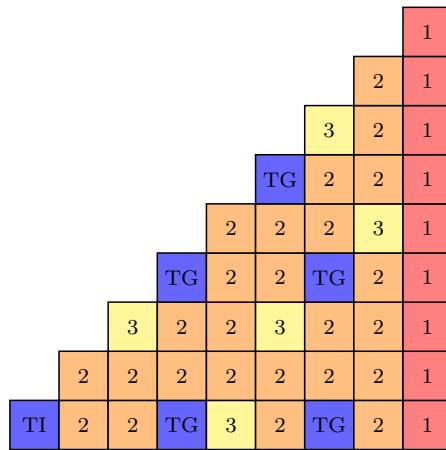


Figure 7.5 Regroupements des crayons de même température. Assemblage GADO.

Pour le GADO, la famille 3 regroupe les crayons qui contiennent effectivement du gadolinium. Les isotopes 155 et 157 du gadolinium sont de puissants absorbants neutroniques (plusieurs dizaines de milliers de barn pour le ^{155}Gd et plusieurs centaines de milliers pour le ^{157}Gd). Ils constituent des poisons consommables : au début de l'irradiation, ils capturent les neutrons, permettant de contrebalancer l'excédant initial de réactivité. Lorsque la plupart des noyaux de gadolinium ont capturé un ou plusieurs neutrons, le pouvoir absorbant est perdu et la réactivité peut de nouveau augmenter.

Ceci permet d'allonger la durée de campagne des tranches nucléaires et de contrôler la réactivité de façon passive sans passer par la concentration en bore du modérateur ou par l'insertion des barres de contrôle. On pourra consulter (Dario, 2013) pour une étude approfondie du comportement et des emplois du gadolinium dans les REP.

La famille 1 regroupe les crayons en bord d'assemblage. La famille 2 tous les autres crayons internes de l'assemblage.

On voit donc pour le MOX comme pour le GADO que la modélisation de l'hétérogénéité de température dans l'assemblage est assez pauvre mais elle permet tout de même de discriminer les crayons de différentes teneur en plutonium pour le MOX et les crayons contenant du gadolinium pour le GADO.

7.2 Résultats

On présente enfin les résultats obtenus sur les assemblages UOX, MOX et GADO.

7.2.1 UOX

On commence par présenter les résultats du couplage avec prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique.

Puissances

Rappelons que le calcul d'évolution est effectué à puissance assemblage constante : chaque pas d'évolution diffère éventuellement par sa durée mais est toujours effectué à la même puissance.

Sur la Figure 7.6, on a représenté l'évolution de la puissance moyenne au sein de chaque famille de crayons en fonction du burnup.

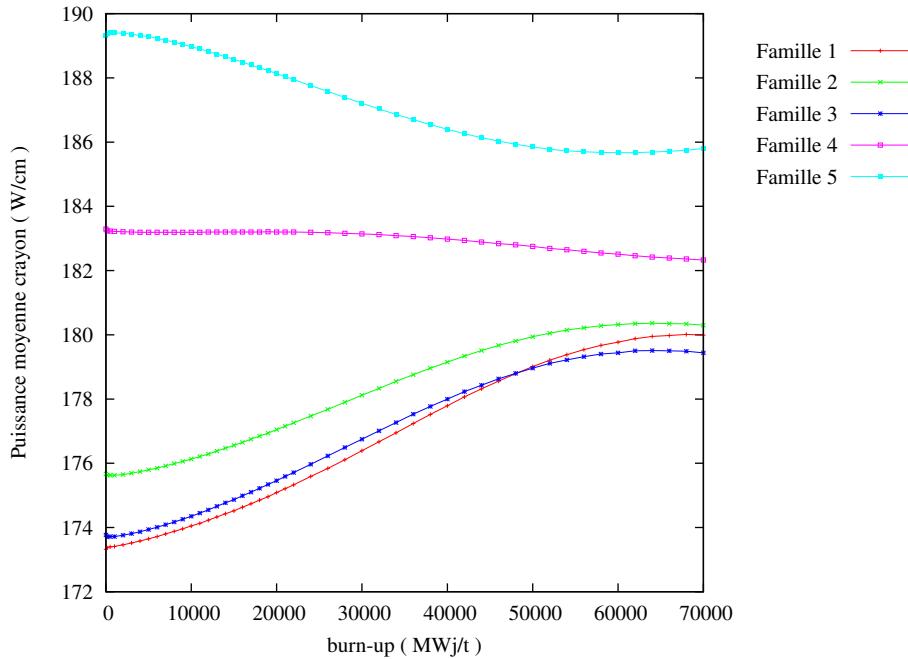


Figure 7.6 Évolution de la puissance moyenne des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

Conformément à ce qu'on observait à temps 0 dans le chapitre précédent, on voit que les familles 4 et 5 entament le cycle de vie de l'assemblage avec un niveau moyen de puissance plus élevé que celui des familles 1, 2 et 3. Fait nouveau : au fur et à mesure de l'irradiation,

les familles 4 et 5 voient leur puissance baisser au profit des familles 1, 2 et 3.

La raison est la suivante : si le niveau initial de puissance est plus élevé, c'est que le taux de fission est plus élevé : le combustible s'épuise plus vite. En fin d'irradiation, la puissance se déplace vers les régions où le combustible s'est épuisé moins vite.

On peut visualiser de façon plus précise (crayon par crayon) la répartition de la puissance et son évolution sur les Figure 7.7 et Figure 7.8.

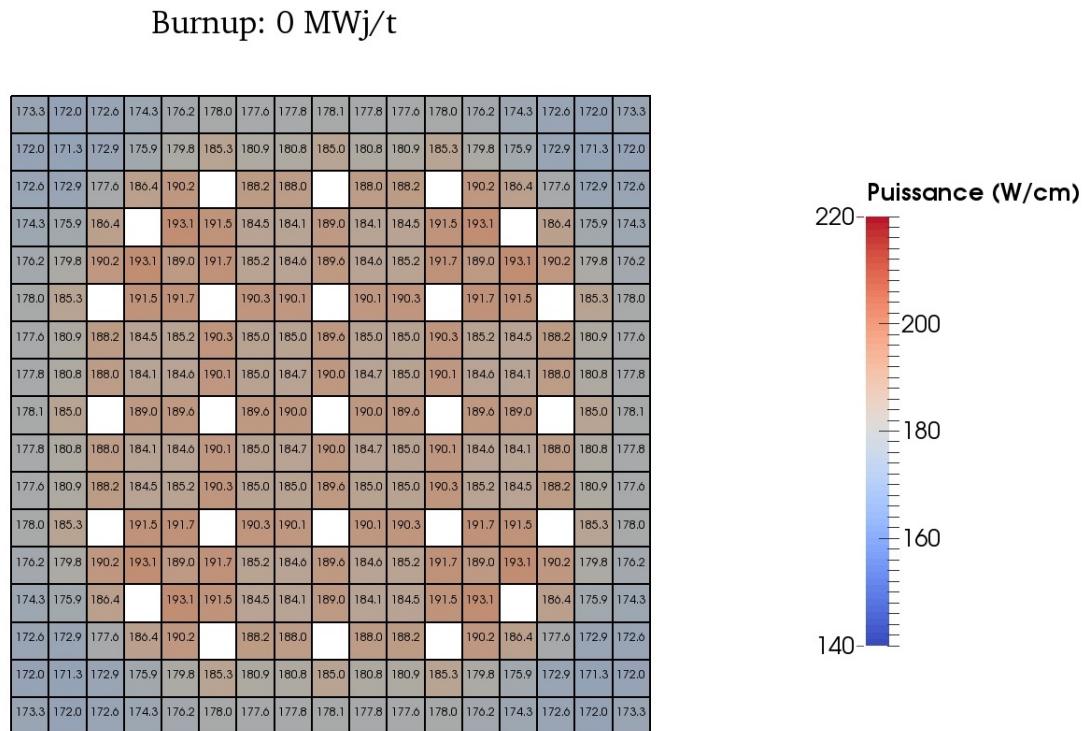


Figure 7.7 Nappe de puissance à burnup 0 MWj/t.

Burnup: 60000 MWj/t

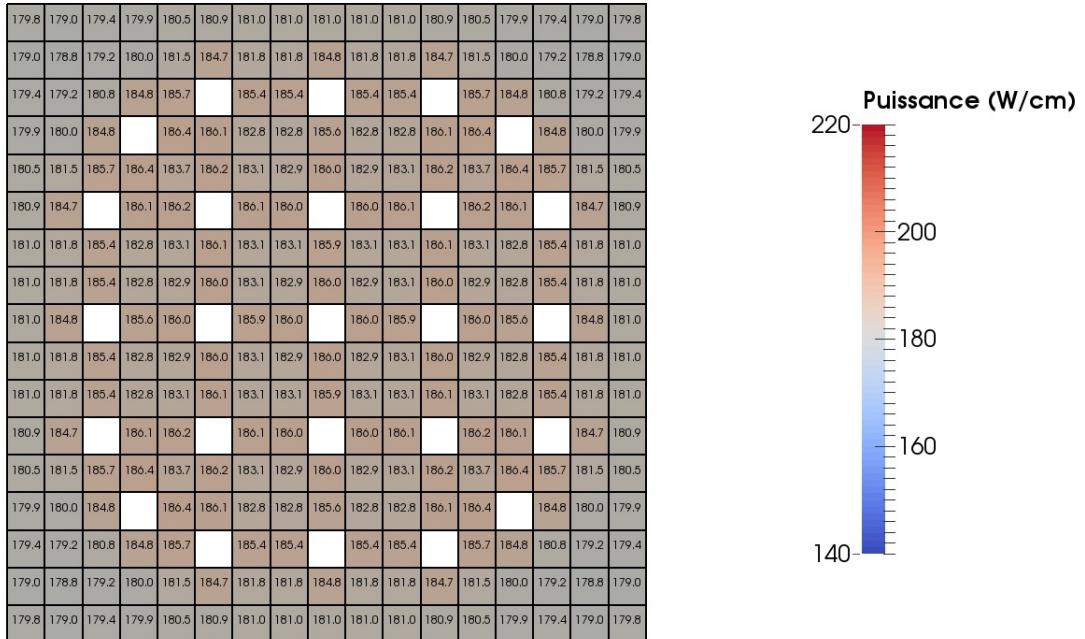


Figure 7.8 Nappe de puissance à burnup 60000 MWj/t.

Coefficient de transfert thermique à l'interface pastille-gaine

Avant de présenter l'évolution des profils de température dans l'assemblage, on présente l'évolution du coefficient de thermique à l'interface pastille-gaine (h_{gap}) d'une part, et de la conductivité thermique moyenne de la pastille (λ_c) d'autre part.

Le h_{gap} et le λ_c sont respectivement représentés sur les Figure 7.9 et Figure 7.10.

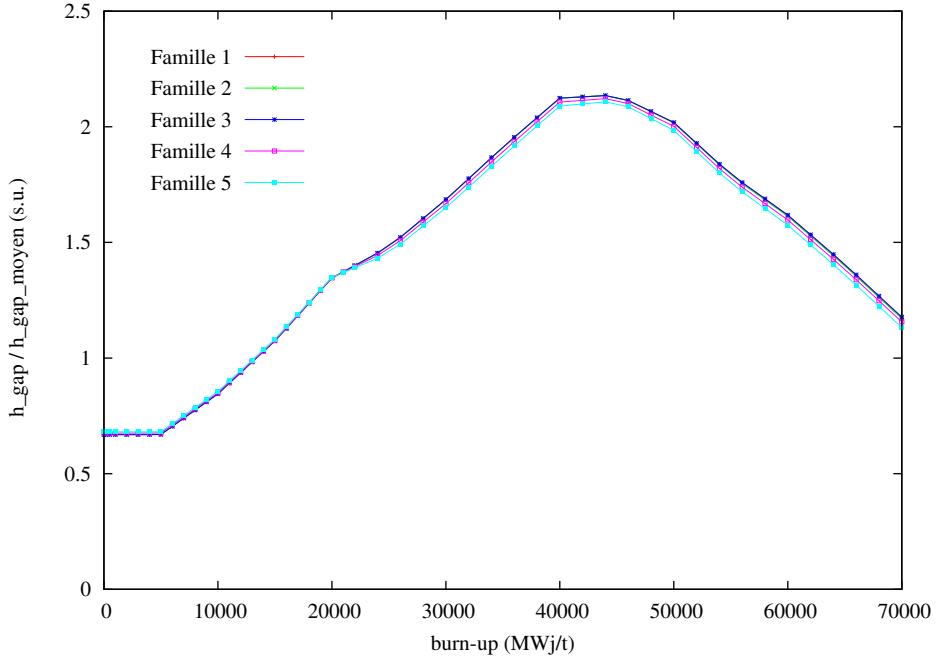


Figure 7.9 Évolution du h_{gap} des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

On observe une courbe par famille car le coefficient de transfert à l'interface pastille-gaine dépend du profil de température dans le crayon, qui varie d'une famille à l'autre. Cependant, les courbes sont très proches les unes des autres.

On voit que le h_{gap} passe par plusieurs phases :

- une première phase de stagnation jusqu'à $\sim 5000 \text{ MWj/t}$;
- une phase d'accroissement jusqu'à $\sim 45000 \text{ MWj/t}$;
- une dernière phase durant laquelle il décroît.

On peut expliquer ce comportement de la façon suivante : jusqu'à 5000 MWj/t , le fluage de la gaine tend à rapprocher celle-ci de la pastille en même temps que cette dernière commence à gonfler. Durant cette phase, le transfert thermique se fait par voie radiative et aucun fait nouveau ne vient modifier la valeur du h_{gap} .

À 5000 MWj/t , le contact pastille-gaine est établi et le transfert thermique commence à se faire par conduction : le coefficient de transfert augmente. À mesure que la pastille gonfle, le contact se fait de plus en plus régulier et efficace : le coefficient de transfert continue d'augmenter.

Passé 45000 MWj/t , le renforcement du contact n'amène plus de gain dans l'efficacité du transfert thermique. Au contraire, la dégradation de la céramique de la pastille se

propageant jusqu'à sa frontière, elle finit par atteindre l'interface pastille-gaine et on observe une diminution du coefficient de transfert thermique à l'interface pastille-gaine.

Rappelons que l'augmentation du h_{gap} favorise l'extraction de la chaleur du crayon vers l'extérieur, donc a tendance à faire diminuer la température du crayon.

Conductivité thermique de la pastille

De son côté, la conductivité thermique moyenne de la pastille présente un comportement purement décroissant durant toute l'évolution. La baisse est rapide en début d'irradiation et s'adoucit à mesure que le burnup augmente.

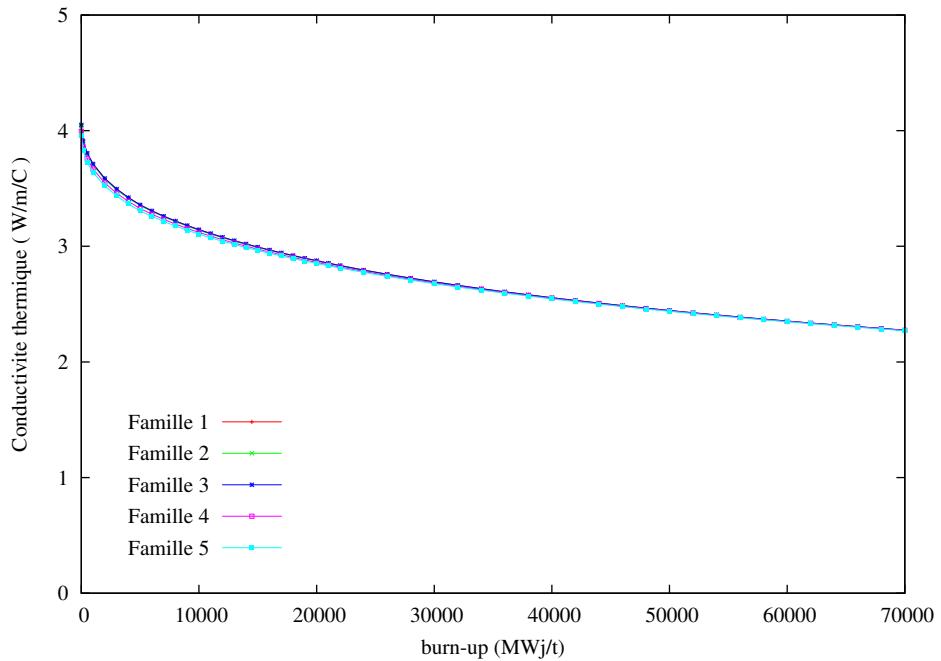


Figure 7.10 Évolution du λ_c des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

Cela est du, comme on l'a évoqué précédemment, à la dégradation de la céramique de la pastille qui se fissure, se déforme et voit sa composition modifiée par l'apparition de produits de fission.

La diminution de la conductivité thermique entraîne une accumulation de chaleur dans le crayon. Cet effet entre donc en compétition avec l'augmentation du h_{gap} précédente.

Il faut néanmoins garder à l'esprit que le h_{gap} influe sur le saut de température entre le bord de la pastille et la surface intérieure de la gaine, alors que la conductivité thermique agit sur la différence de température entre le centre de la pastille et le bord de celle-ci, qui lui est supérieure d'un ordre de grandeur.

Températures

Observons à présent l'évolution des températures de chaque famille de crayons en fonction du burnup. Elles sont présentées sur la Figure 7.11.

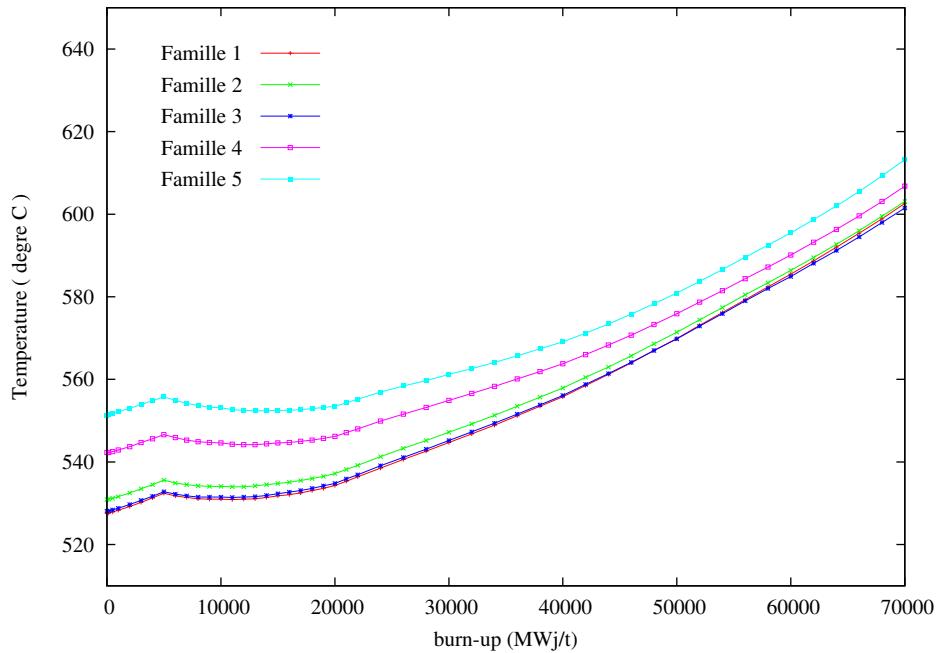


Figure 7.11 Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

On constate une tendance à la hausse pour toutes les familles de crayons. À 5000 MWj/t , on observe une légère diminution puis la tendance repart à la hausse après 15000 MWj/t . Dans un premier temps seule la conductivité thermique diminue, ce qui entraîne l'augmentation de la température dans les crayons, puis, à 5000 MWj/t , le h_{gap} commence à augmenter

ce qui favorise la diminution de la température : c'est la cause de la légère diminution que l'on observe.

Pour le reste de l'évolution, l'effet de la baisse de conductivité l'emporte largement sur la hausse du h_{gap} puisqu'on observe finalement une augmentation d'environ 80°C pour chaque famille de crayons.

On peut également noter que l'écart entre les températures des familles 4 et 5 d'une part et 1, 2 et 3 d'autre part se resserre au cours de l'évolution, ce qui est cohérent avec le resserrement des puissances moyennes que l'on a constatées précédemment.

Pour mieux visualiser ces évolutions de température dans l'assemblage, on a représenté ci-dessous la distribution de température à 0 MWj/t et 60000 MWj/t :

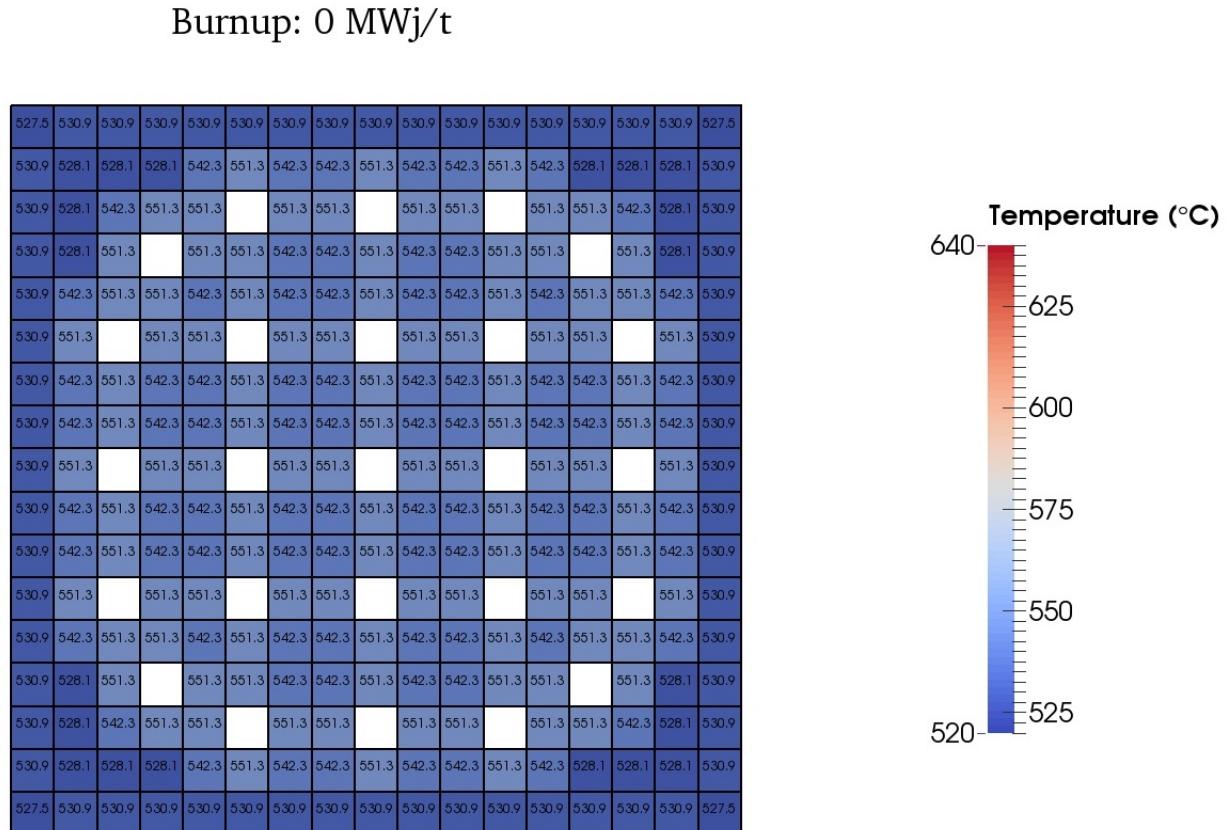


Figure 7.12 Nappe de température à burnup 0 MWj/t .

On pourra notamment observer l'augmentation globale du niveau de température et le lissage de l'hétérogénéité de la nappe de température.

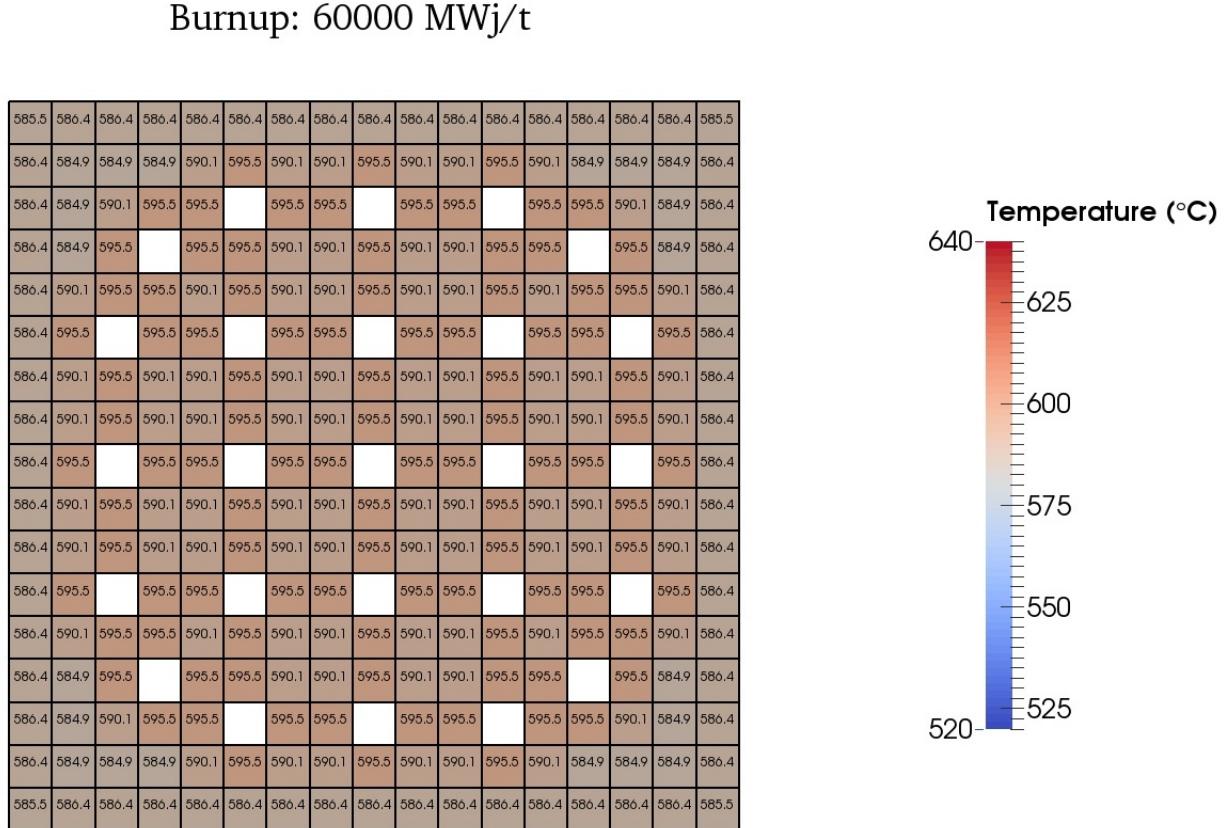


Figure 7.13 Nappe de température à burnup 60000 MWj/t.

Réactivité

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus en matière de réactivité.

Pour observer l'influence du couplage sur la réactivité, on a comparé les résultats obtenus avec ceux d'un calcul d'évolution utilisant une température constante et uniforme.

La température uniforme utilisée est celle qui donne le même facteur de multiplication infini à temps 0. Elle vaut 532°C dans le cas de l'UOX.

Sur la figure suivante, on a représenté l'évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup :

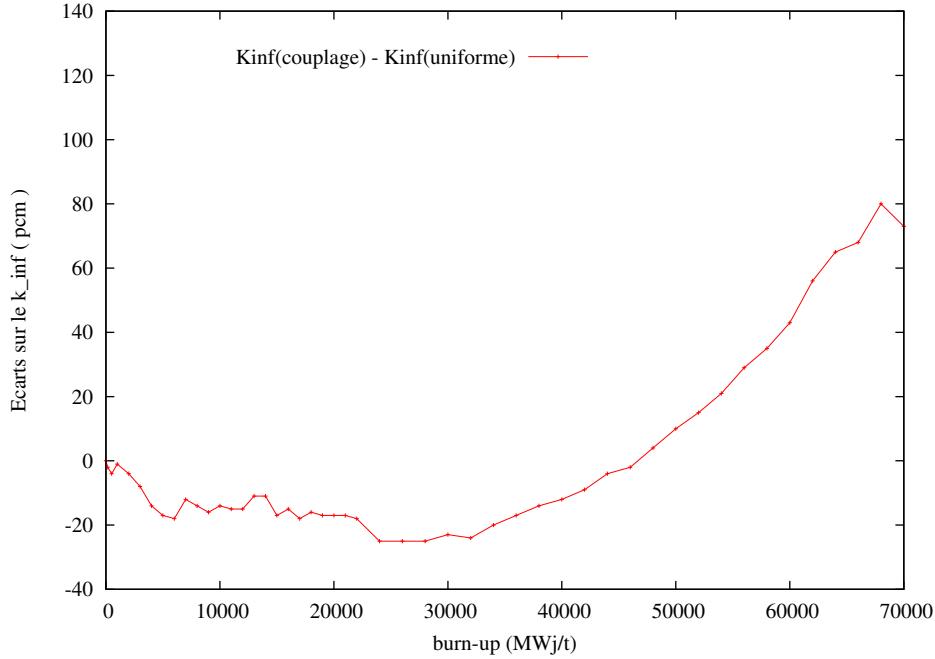
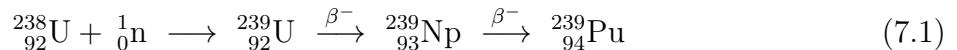


Figure 7.14 Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup.

On constate que jusqu'à environ 46000 MWj/t , l'emploi des températures issues du couplage donne une réactivité plus faible que l'emploi de la température uniforme. L'écart est en moyenne d'environ -13 pcm . Passé ce cap, le rapport s'inverse et on constate que l'évolution avec couplage donne une réactivité plus forte. À 70000 MWj/t , l'écart calculé s'élève à $+73 \text{ pcm}$.

La première phase de sous-réactivité s'explique bien par l'élévation du niveau global de température dans l'assemblage.

En ce qui concerne la seconde phase, on peut expliquer la sur-réactivité observée de la façon suivante : durant la première phase de sous-réactivité, le taux de capture des neutrons est plus élevé et conduit à la formation et à l'accumulation notamment de ^{239}Pu via la cascade de réactions :



Le ^{239}Pu est un isotope fissile qui contribue à la production des neutrons en fin d'irradiation. Son accumulation peut expliquer la sur-réactivité observée.

Pour s'en assurer, on a reporté plus bas l'évolution des concentrations isotopiques de certains

isotopes avec et sans couplage.

Concentrations isotopiques

On veut notamment vérifier l'hypothèse sur l'accumulation du ^{239}Pu . On a donc représenté l'évolution de sa concentration en fonction du burnup, avec et sans couplage, et également la concentration de l' ^{238}U qui lui donne naissance.

Les écarts relatifs en pourcentage sont ensuite présentés dans la Figure 7.17.

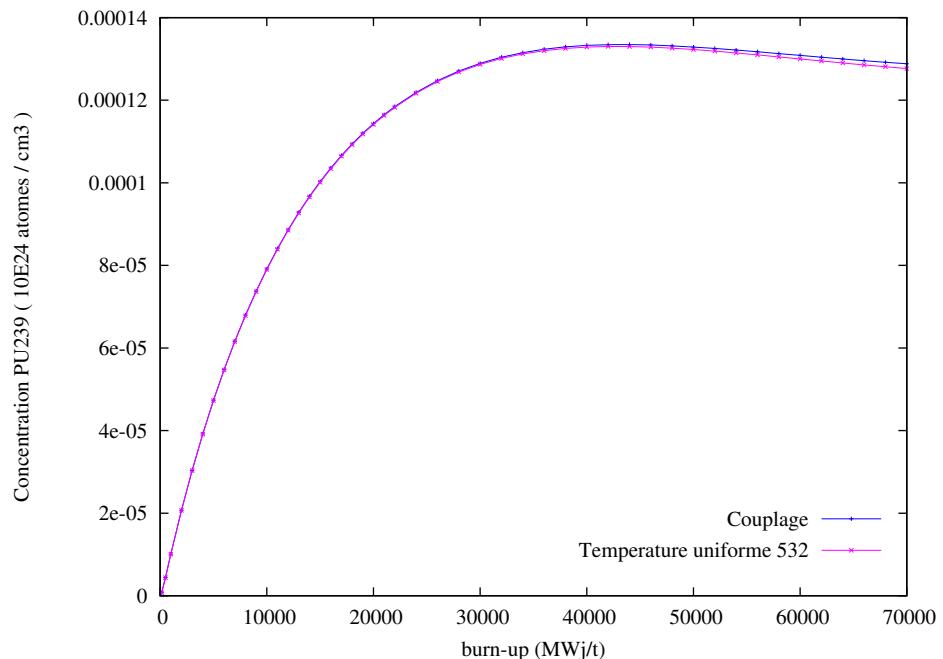


Figure 7.15 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu .

Pour le ^{239}Pu , les deux courbes sont très proches mais on observe une séparation en fin d'irradiation. La production de plutonium est plus élevée dans le calcul couplé que dans le calcul avec une température uniforme.

Pour l' ^{238}U , on ne parvient pas à distinguer les deux courbes. Cela est du à la très grande abondance d' ^{238}U dans le combustible : les variations sont imperceptibles, comme le montre la Figure 7.17.

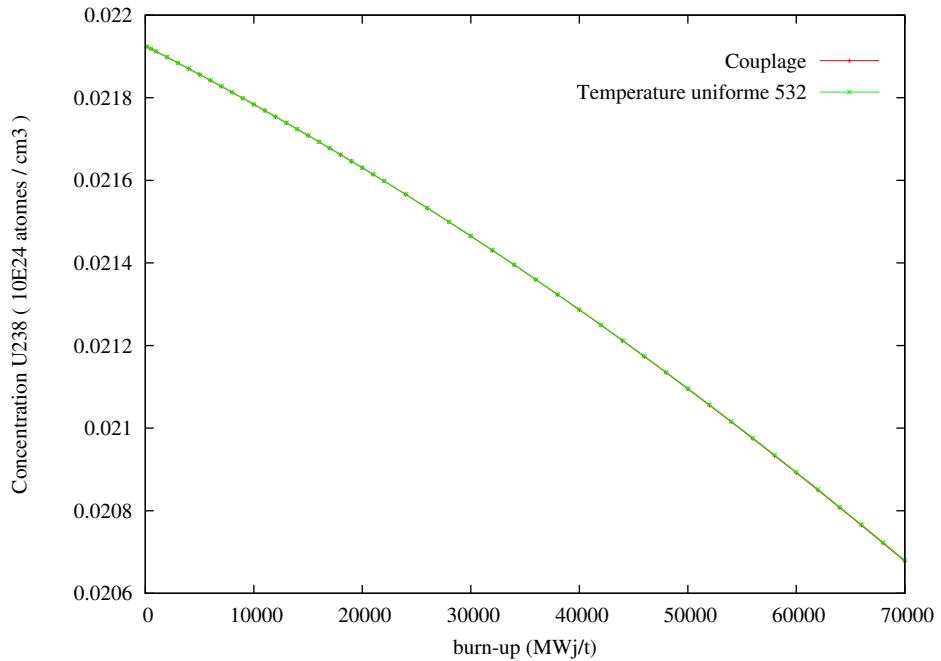


Figure 7.16 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{238}U .

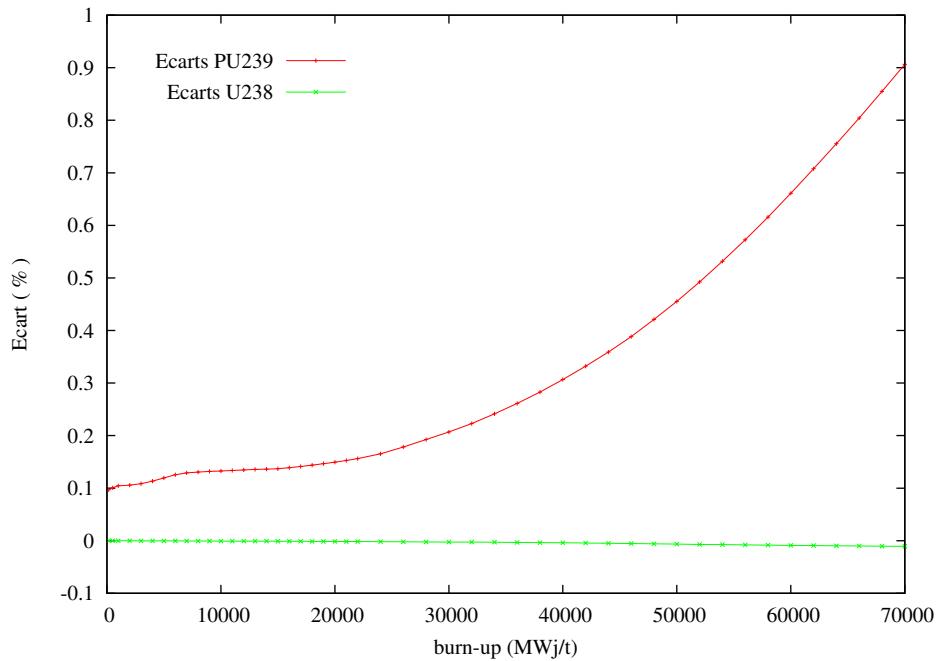


Figure 7.17 Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu et ^{238}U entre le calcul couplé et le calcul avec température uniforme.

L'utilisation du couplage conduit à une hausse de la concentration en ^{239}Pu de près de 0,9% en fin de cycle : c'est un écart non négligeable.

En résumé, si l'on prend en compte le vieillissement des crayons dans les calculs de thermique, on constate que la température des crayons augmente au cours de l'irradiation bien que la puissance reste constante.

Cette élévation entraîne une baisse de la réactivité en début de cycle mais contribue parallèlement à l'accumulation de matières fissiles responsables d'une sur-réactivité en fin de cycle.

Nous présentons maintenant les résultats obtenus lorsqu'on ne prend pas en compte le vieillissement des crayons dans les calculs de thermique.

Résultats du couplage sans vieillissement thermique des crayons

Si l'on ne prend pas en compte le vieillissement des crayons pour les calculs de thermique, on observe que la conductivité thermique et le h_{gap} sont quasiment constants en irradiation :

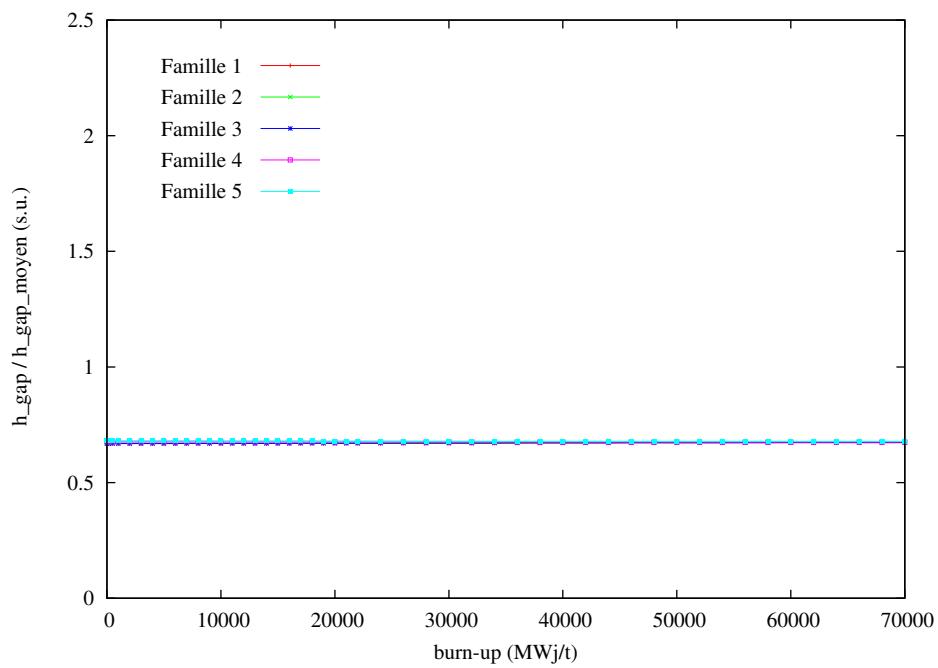


Figure 7.18 Évolution du h_{gap} des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

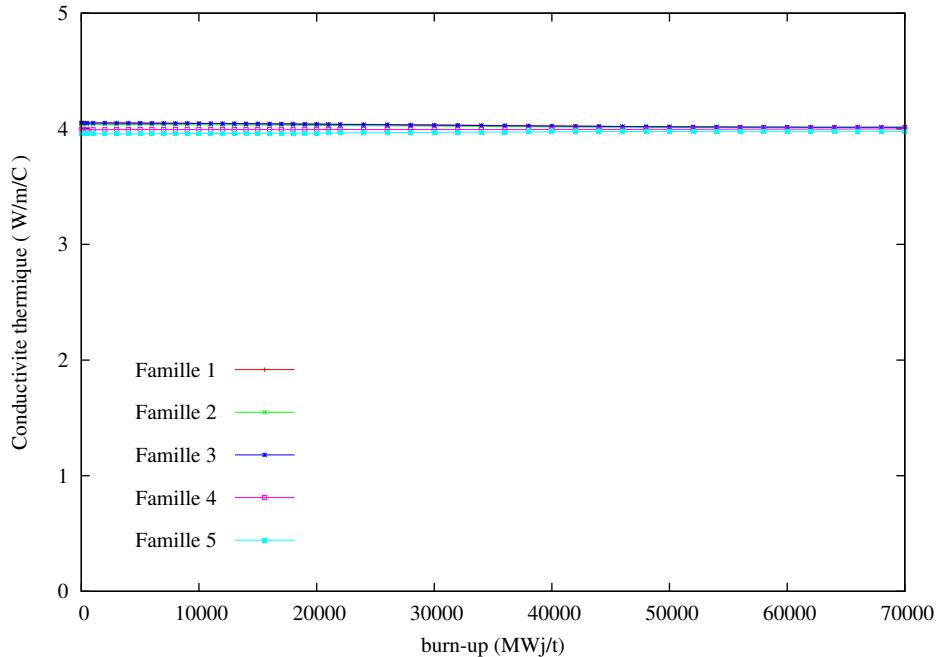


Figure 7.19 Évolution du λ_c des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

On observe tout de même des petites variations de ces deux coefficients car ils dépendent de la température qui varie d'une famille à l'autre comme on va le voir.

Le calcul étant toujours effectué à puissance assemblage constante, on obtient les profils présentés sur la Figure 7.20 pour la puissance moyenne dans chacune des 5 familles de crayons.

Si l'on compare ces profils avec ceux de la Figure 7.6 obtenus en utilisant le couplage avec vieillissement des crayons pour les calculs de thermique, on s'aperçoit que les différences sont minimes.

On constate encore une fois que la distribution de température influe très faiblement sur le calcul de la distribution de puissance.

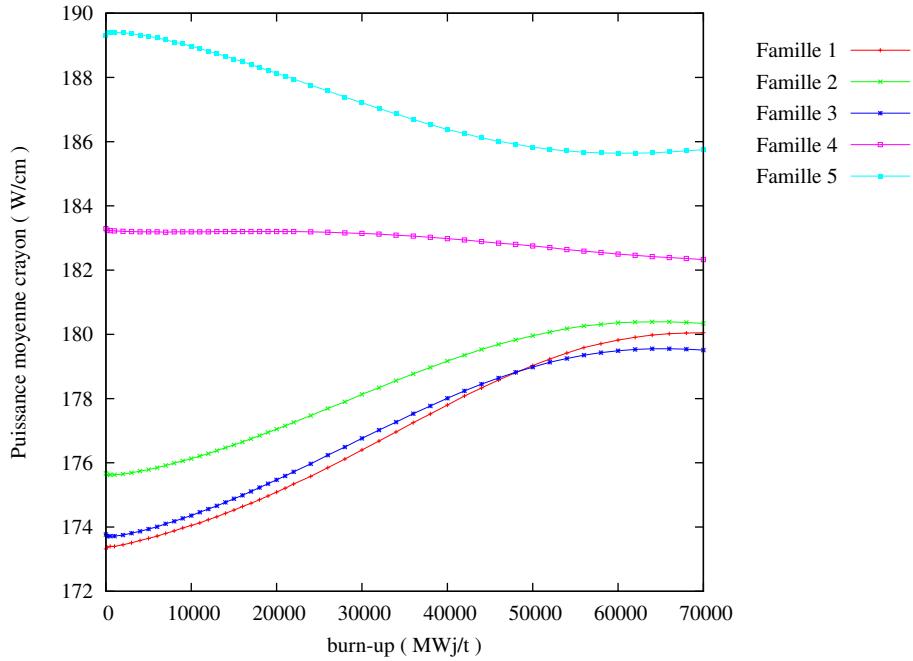


Figure 7.20 Évolution de la puissance moyenne des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

Observons à présent l'évolution des températures moyennes de chaque famille de crayons en fonction du burn-up :

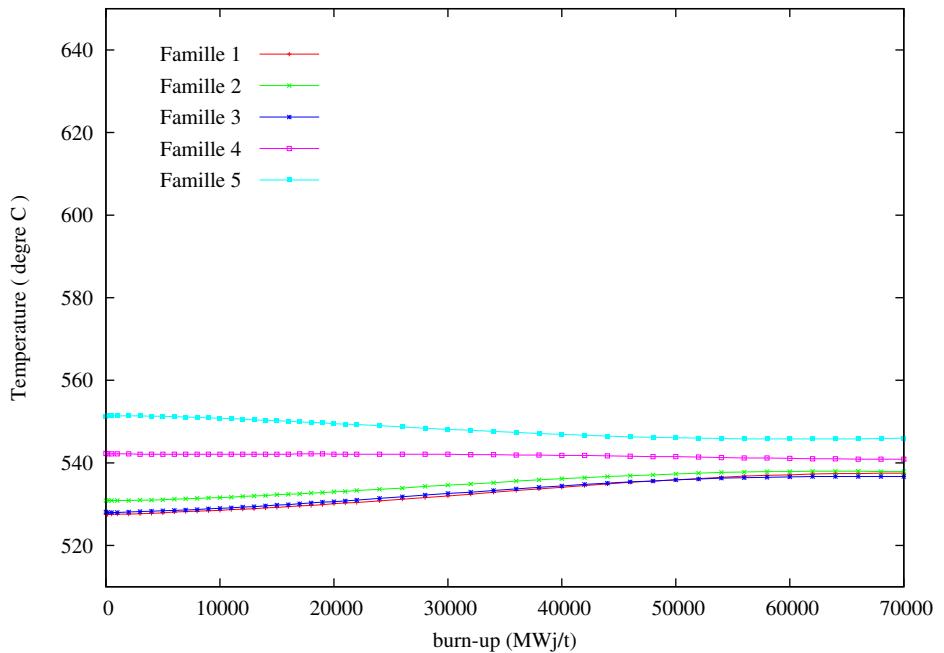


Figure 7.21 Évolution des températures des 5 familles de crayons en fonction du burnup.

On voit que le niveau global de la température reste à peu près constant.

On observe simplement des variations, à la baisse pour les familles 4 et 5 d'une part, et à la hausse pour les familles 1, 2 et 3 d'autre part, qui suivent les variations des puissances moyennes précédentes.

L'absence de prise en compte du vieillissement des crayons dans les calculs de thermique entraîne la constance du niveau global de température dans l'assemblage.

Observons à présent les effets sur la réactivité :

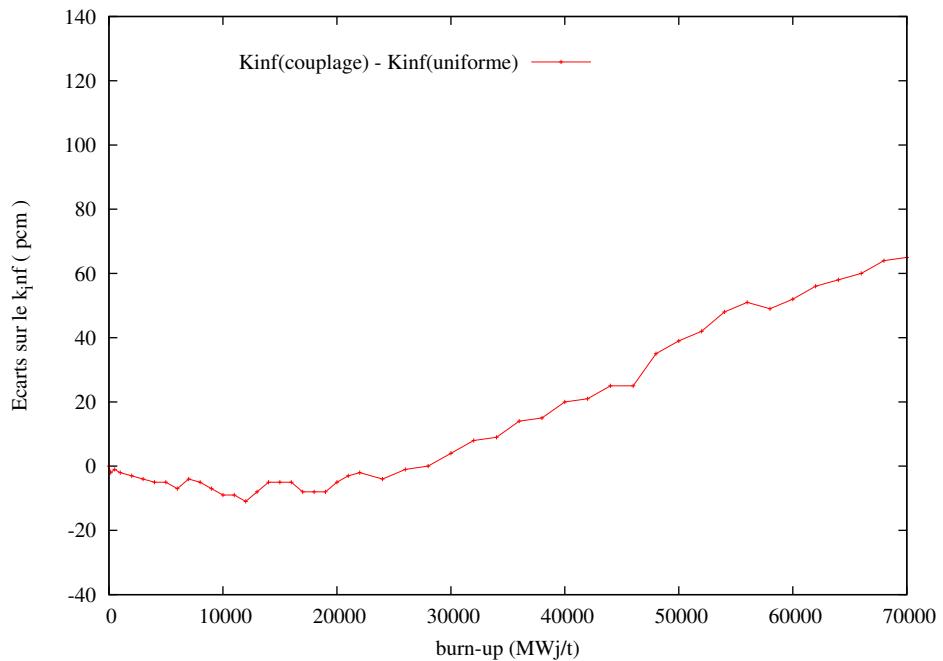


Figure 7.22 Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup.

Nous observons la même tendance que dans le cas du couplage avec vieillissement des crayons pour les calculs de thermique : une sous-réactivité en début de cycle et une sur-réactivité en fin de cycle.

Ici on ne peut pas invoquer la raison du niveau global de la température puisque celui-ci reste constant au cours de l'évolution. L'explication est à chercher dans la distribution spatiale de la température.

Par rapport à la distribution uniforme à 532°C , la distribution hétérogène issue du couplage donne un niveau de température plus élevé aux crayons des familles 4 et 5 et moins élevé aux

crayons des familles 1, 2 et 3.

Les crayons des familles 4 et 5 sont ceux qui voient le spectre le plus thermalisé car ils sont soit en face soit en coin d'un trou d'eau. Comme expliqué dans la sous-section 6.2.4, ces crayons sont moins sensibles aux variations de températures que ceux des familles 1, 2 et 3. L'élévation de température des crayons des familles 1, 2 et 3 dès le début du cycle au détriment des familles 4 et 5 conduit donc à la sous-réactivité observée.

Toutefois, on remarque que la sous-réactivité est moins prononcée que dans le cas avec augmentation du niveau global de température ; et également que la sur-réactivité de fin de cycle commence plus tôt dans l'irradiation : à partir de 26000 MWj/t .

L'écart moyen durant la phase de sous-réactivité est d'environ -4 pcm : c'est un écart très faible.

En ce qui concerne la production de ^{239}Pu , on a représenté ci-dessous l'évolution de la concentration en ^{239}Pu en fonction du burnup (Figure 7.23) et l'écart observé entre l'emploi du profil de température issu du couplage et l'emploi de la température uniforme (Figure 7.24) :

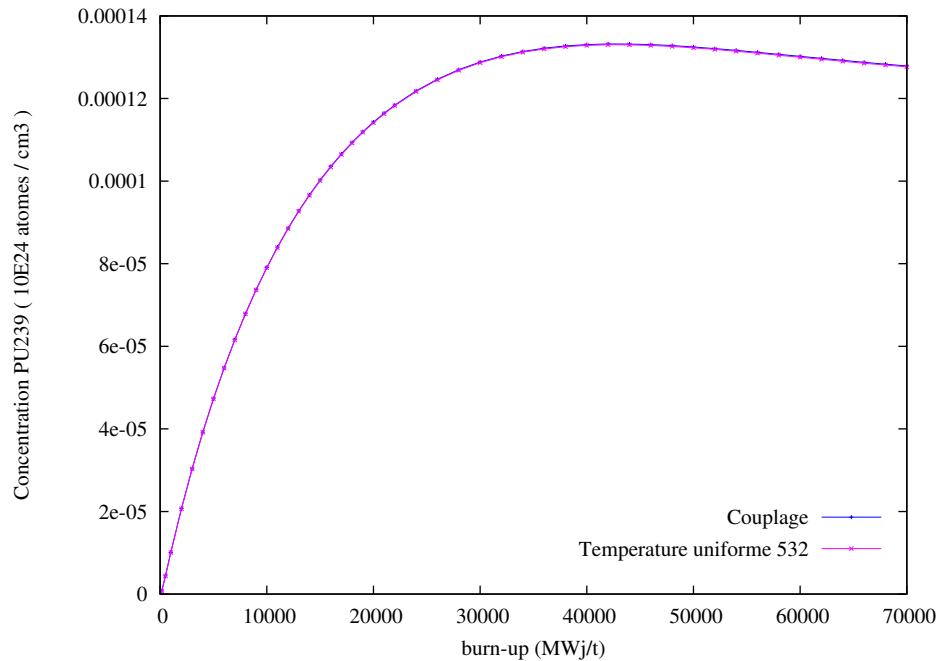


Figure 7.23 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu .

L'écart relatif sur la concentration du ^{239}Pu n'excède pas 0,2% : c'est un écart relativement

faible.

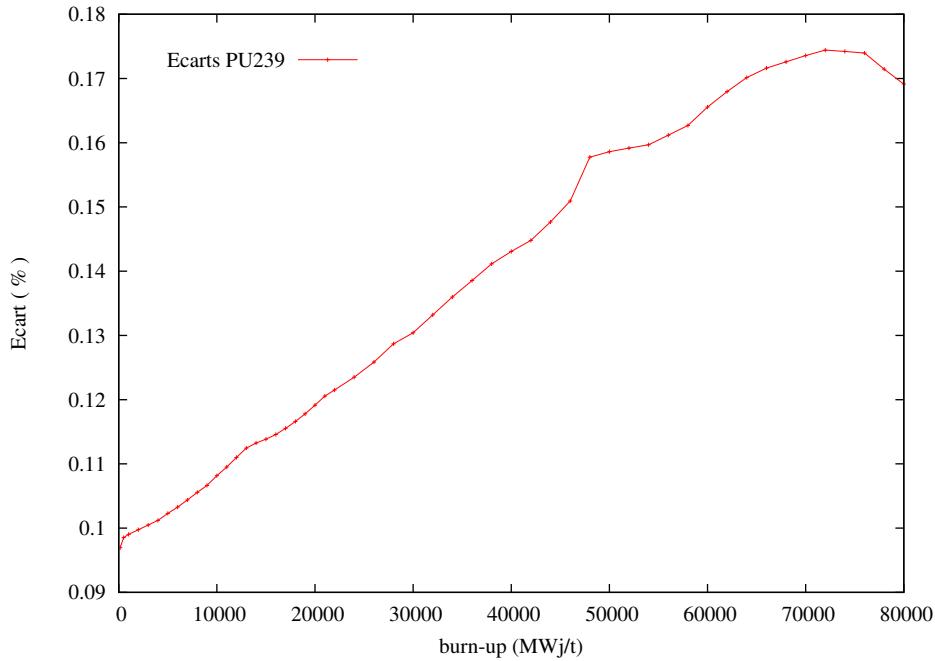


Figure 7.24 Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu entre le calcul couplé et le calcul avec température uniforme.

En résumé, l'utilisation du couplage sans prise en compte du vieillissement des crayons dans les calculs de thermique conduit à :

- un niveau global de température constant au cours de l'irradiation, avec une redistribution spatiale de la puissance au profit des crayons en périphérie d'assemblage ;
- une faible influence sur la production de ^{239}Pu ;
- de faibles écarts de réactivité.

La prise en compte du vieillissement des crayons dans les calculs de thermique entraîne en revanche :

- l'augmentation du niveau global de température dans l'assemblage ;
- une influence importante sur la production de ^{239}Pu ;
- des écarts de réactivité qui restent faibles en comparaison des écarts introduits par les modifications de modélisation de l'autoprotection.

7.2.2 MOX

Nous présentons dans cette section les résultats obtenus sur l'assemblage MOX. Nous reprenons la démarche adoptée dans l'exposé des résultats UOX. Par souci de concision, nous avons regroupé sur les mêmes figures les résultats des couplages avec et sans prise en compte du vieillissement des crayons dans les calculs de thermique.

On peut consulter la Figure 7.4 pour se remémorer les regroupements de crayons de même température dans l'assemblage MOX. Rappelons que ces regroupements coïncident avec les regroupements de crayons de même teneur en plutonium.

Pour fixer les idées, on peut considérer que la famille 1 regroupe les crayons au centre de l'assemblage et de haute teneur en plutonium et que les familles 2 et 3 regroupent les crayons en périphérie d'assemblage avec une teneur plus faible en plutonium (c'est la famille 3 qui est la moins enrichie en plutonium).

On commence par présenter l'évolution des puissances moyennes de chaque famille de crayons en fonction du burnup :

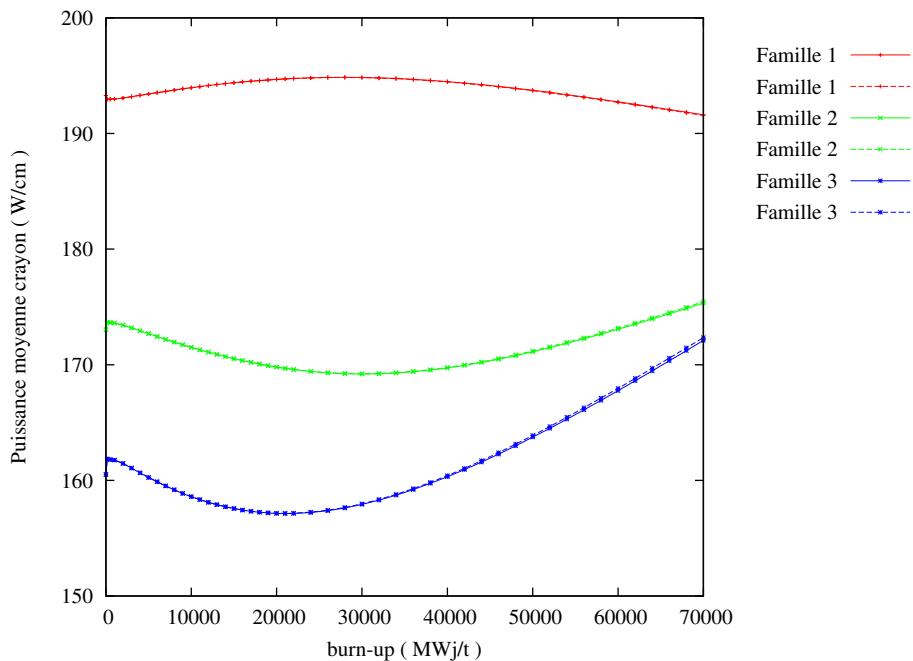


Figure 7.25 Évolution de la puissance moyenne des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

On voit que la prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique n'a quasiment pas d'influence sur l'évolution des puissances moyennes de chaque famille de crayons.

Plus généralement, elle n'a presque pas d'influence sur la nappe de puissance comme en attestent les deux figures suivantes, où l'on a représenté la nappe de puissance à burnup 40000 MWj/t obtenue grâce au couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique puis celle obtenue grâce au couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.

L'écart maximal observé entre ces deux nappes de puissances est inférieur à 0.15%.

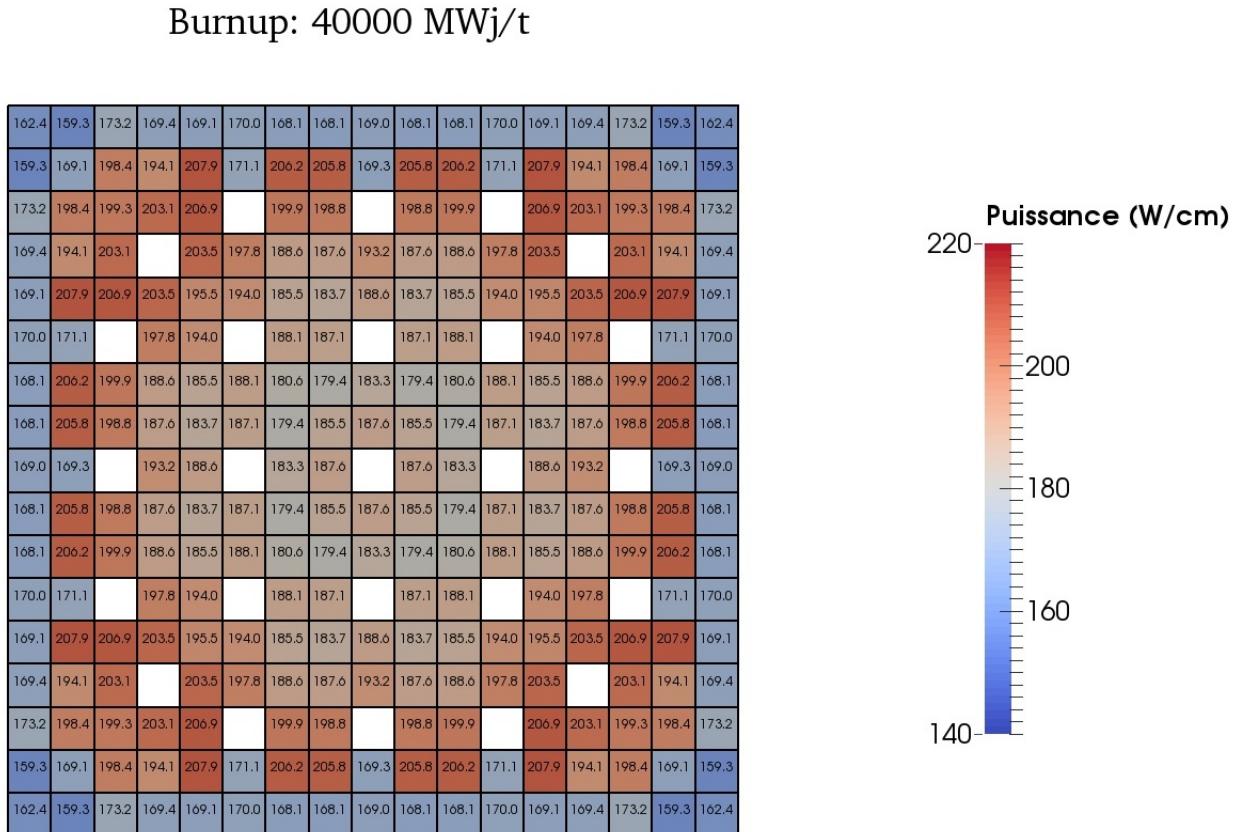


Figure 7.26 Nappe de puissance à burnup 40000 MWj/t . Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.

Burnup: 40000 MWj/t

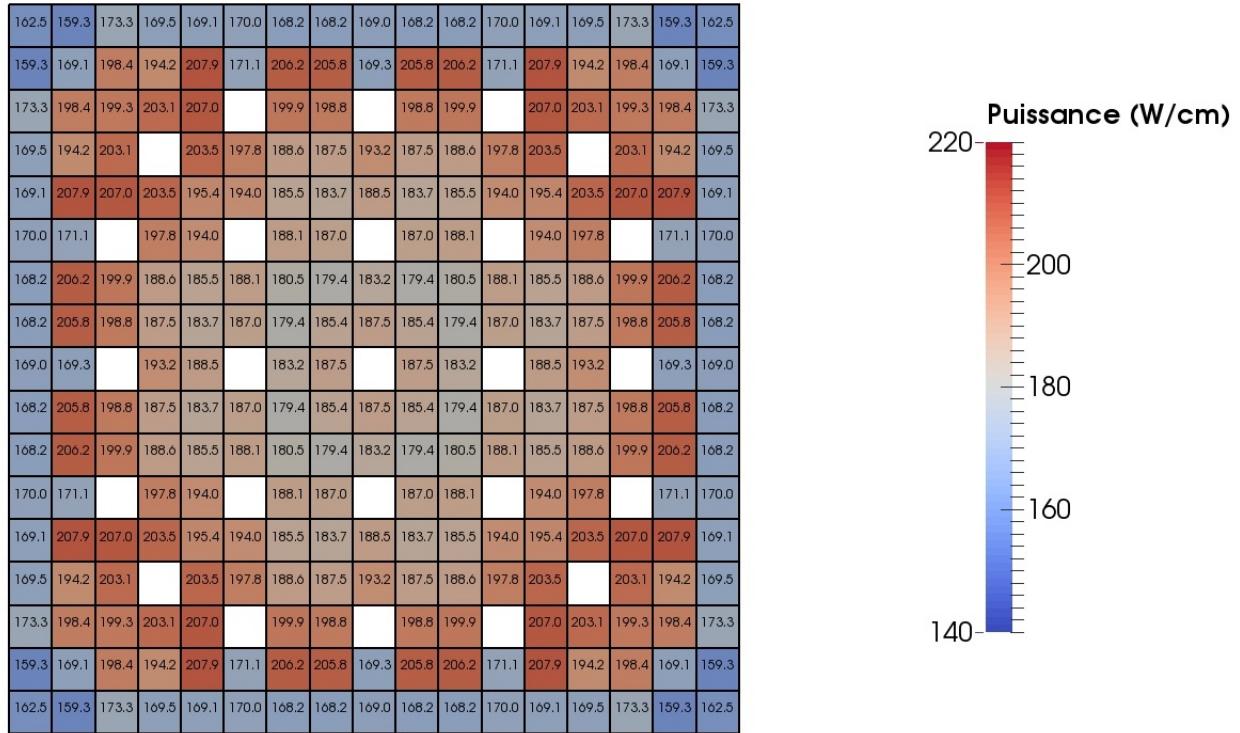


Figure 7.27 Nappe de puissance à burnup 40000 MWj/t. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.

Passons aux paramètres thermiques des crayons MOX. Le h_{gap} et le λ_c en fonction du burnup sont représentés sur les Figure 7.28 et Figure 7.29.

On observe la même tendance pour le MOX que celle observée pour l'UOX. La prise en compte du vieillissement des crayons pour la thermique entraîne des variations importantes du h_{gap} et du λ_c (stagnation puis augmentation et enfin décroissance du h_{gap} et décroissance continue du λ_c) alors que la non prise en compte du vieillissement les laisse à peu près constants au cours de l'irradiation.

On peut remarquer que contrairement à l'UOX où les courbes pour les différentes familles se confondaient presque, les courbes des différentes familles pour le MOX se distinguent : cela est du à la différence de teneur en plutonium qui intervient dans le calcul du h_{gap} et du λ_c .

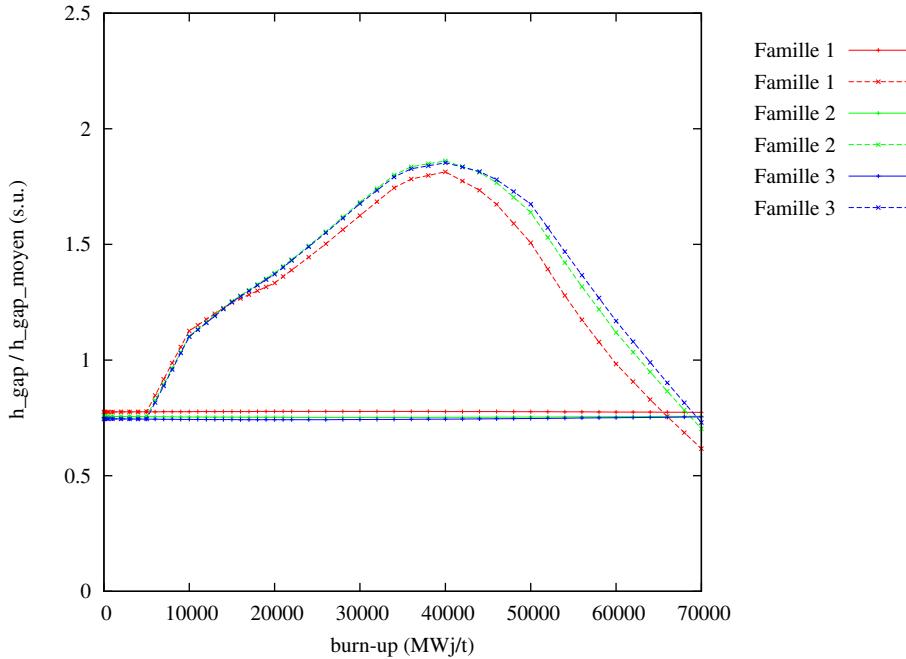


Figure 7.28 Évolution du h_{gap} des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

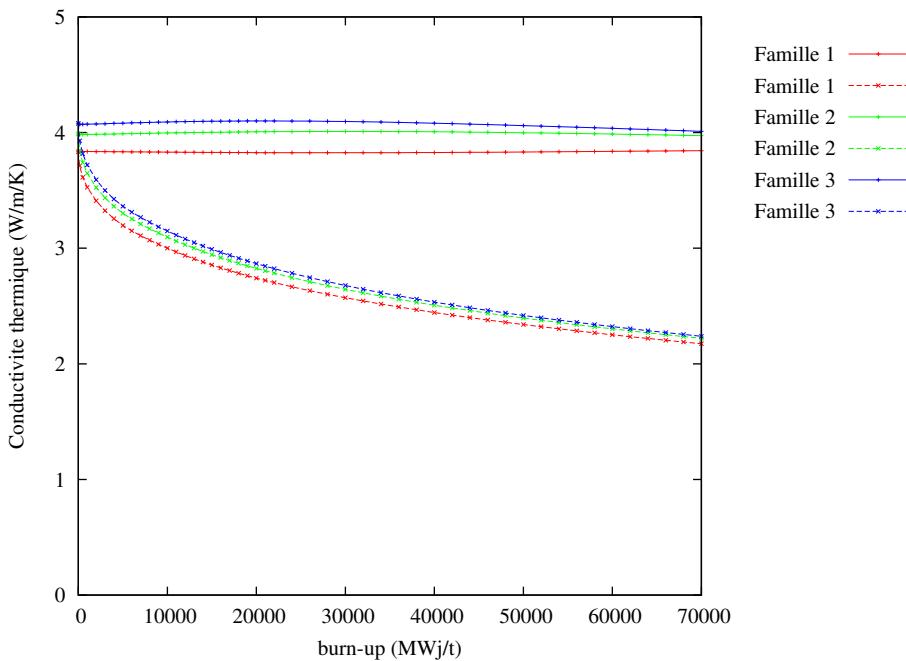


Figure 7.29 Évolution du λ_c des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

Voyons comment ceci se traduit sur les températures moyennes des différentes familles de crayons :

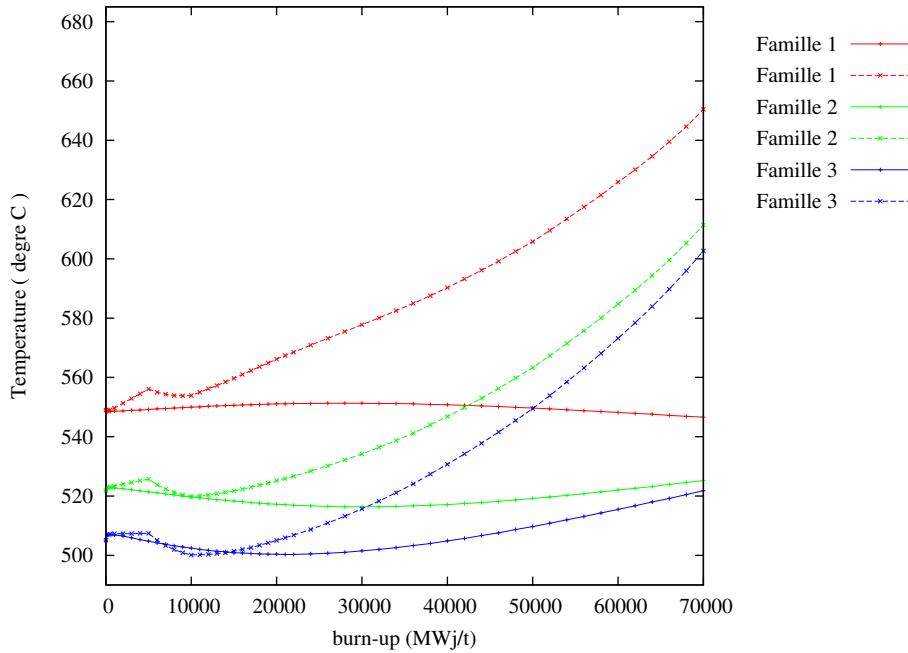


Figure 7.30 Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

À l'instar de l'UOX, on retrouve que :

- lorsque le vieillissement des crayons n'est pas pris en compte dans les calculs de thermique, le niveau global de la température est à peu près constant en fonction du burnup, et la température moyenne de chaque famille suit les variations de la puissance moyenne de la famille en question ;
- lorsque le vieillissement est pris en compte, on observe une élévation globale du niveau de température en plus de la redistribution entre les familles due à la variation des puissances moyennes de chaque famille.

Observons les effets des deux couplages sur la réactivité. Sur la Figure 7.31, on a représenté l'écart absolu en pcm obtenu sur le k_{inf} entre l'emploi du couplage avec ou sans prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique et l'emploi d'une température uniforme et constante.

Comme pour l'UOX on choisit pour température uniforme celle qui donne un écart de

réactivité nul à temps 0. Elle vaut $538^{\circ}C$ pour le MOX.

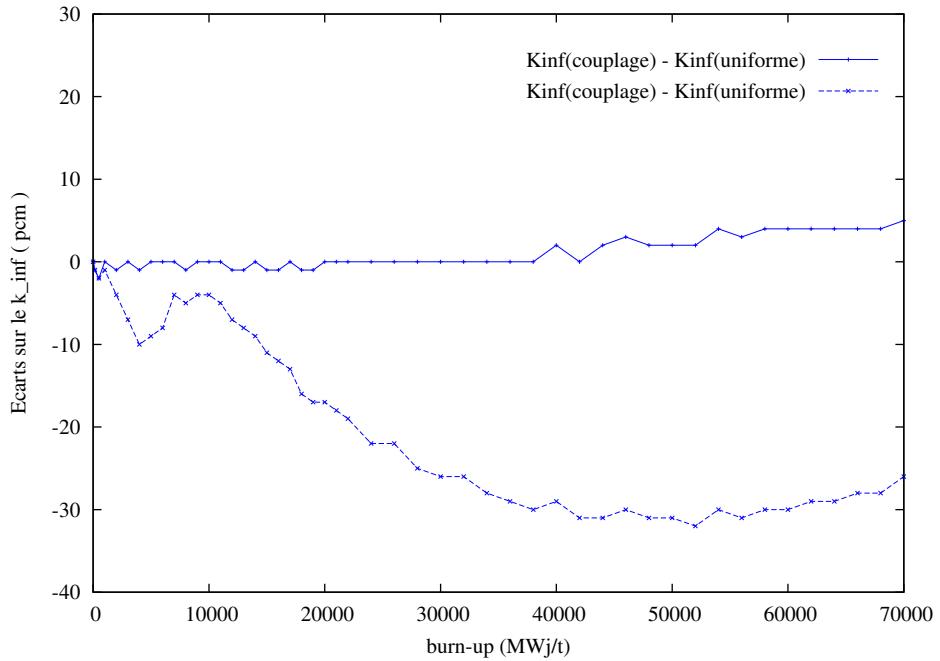


Figure 7.31 Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement. Référence : température uniforme $538^{\circ}C$.

L'utilisation du couplage sans prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique, pour lequel le niveau global de la température est constant au cours de l'irradiation, conduit à un écart à peu près nul par rapport à l'emploi de la température uniforme durant toute l'irradiation.

L'utilisation du couplage avec prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique, pour lequel le niveau global de la température augmente au cours de l'irradiation, conduit à une sous-réactivité de plus en plus prononcée à mesure que l'on progresse dans l'irradiation.

Dans le premier cas, on voit donc que l'utilisation d'un profil de température au lieu d'une température uniforme n'influe pas sur le k_{inf} de l'assemblage MOX en évolution. On observerait peut-être des écarts plus prononcés si la disparité de température était prise en compte plus finement que par 3 familles de crayons.

Dans le second cas, on constate qu'avec l'augmentation global du niveau de température, l'écart de réactivité ne cesse de s'accroître dans le sens négatif. Ce comportement se distingue du comportement de l'assemblage UOX : on n'observe pas de sur-réactivité en fin de cycle.

Dans le cas de l'UOX, la sous-réactivité de début de cycle conduisait à une surproduction et une accumulation de ^{239}Pu qui renforçait la réactivité en fin de cycle.

De son côté l'assemblage MOX contient déjà du ^{239}Pu et certains autres isotopes du plutonium en quantité non négligeable en début d'irradiation. On observe bien une surproduction de plutonium due à l'élévation de la température, mais cette surproduction n'a pas la même influence que pour l'UOX.

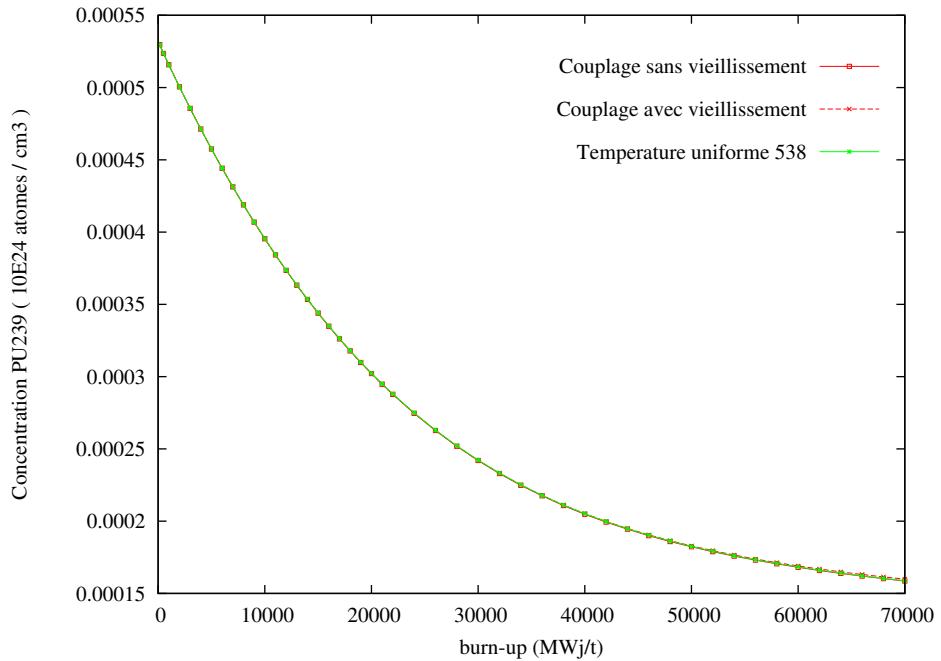


Figure 7.32 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{239}Pu .

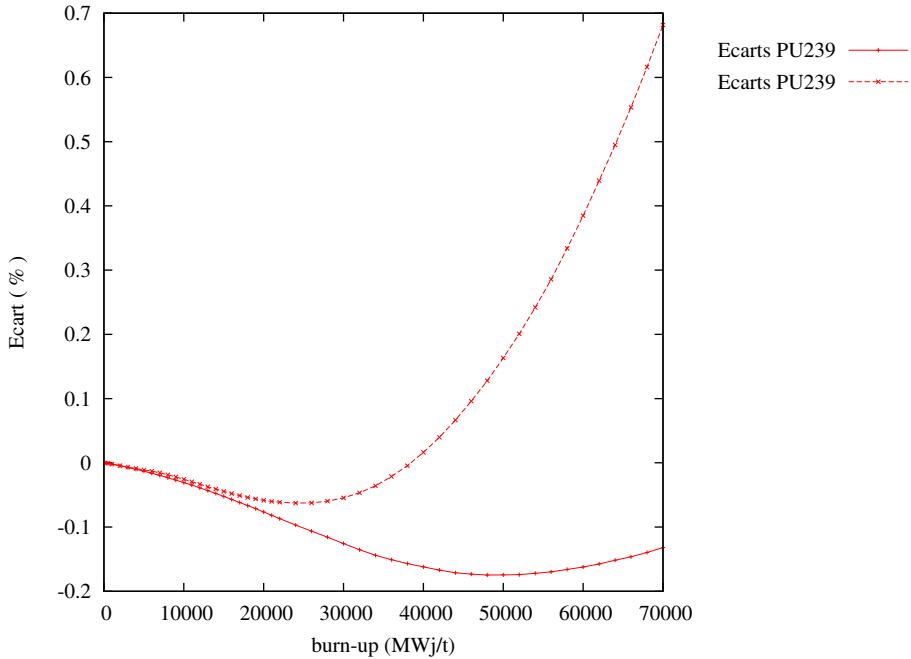


Figure 7.33 Évolution de l'écart sur la concentration isotopique en ^{239}Pu . Ligne continue : couplage sans vieillissement. Ligne pointillée : couplage avec vieillissement. Référence : température uniforme 538°C .

Résumons les résultats obtenus sur l'assemblage MOX en évolution :

- si l'on prend en compte le vieillissement des crayons dans les calculs de thermique, on observe une élévation globale du niveau de la température ;
- le profil de température n'a quasiment aucune influence sur la distribution de puissance ;
- l'utilisation d'un profil de température avec un niveau global de température constant n'entraîne quasiment aucun écart de réactivité par rapport à l'utilisation d'une température uniforme constante ; alors que l'utilisation d'un profil de température avec un niveau global de température qui augmente en irradiation entraîne une sous-réactivité qui s'accentue tout au long de l'irradiation.

L'écart de réactivité observé reste cependant faible : il n'excède pas une trentaine de pcm , chiffre qu'il faut comparer aux -193pcm d'écart dus aux modifications de l'autoprotection.

7.2.3 GADO

Nous présentons enfin les résultats obtenus sur l'assemblage GADO. La Figure 7.5 rappelle les regroupements de crayons de même température pour l'assemblage GADO. Mentionnons que la famille 3 regroupe les crayons qui contiennent effectivement du gadolinium. La famille 2 regroupe les crayons sans gadolinium au centre de l'assemblage et la famille 1 regroupe les crayons en bord d'assemblage.

On reprend de nouveau la démarche menée pour l'UOX et le MOX. Ci-dessous on a représenté l'évolution de la puissance moyenne de chaque famille de crayons en fonction du burnup en prenant ou non en compte le vieillissement des crayons pour les calculs de thermique :

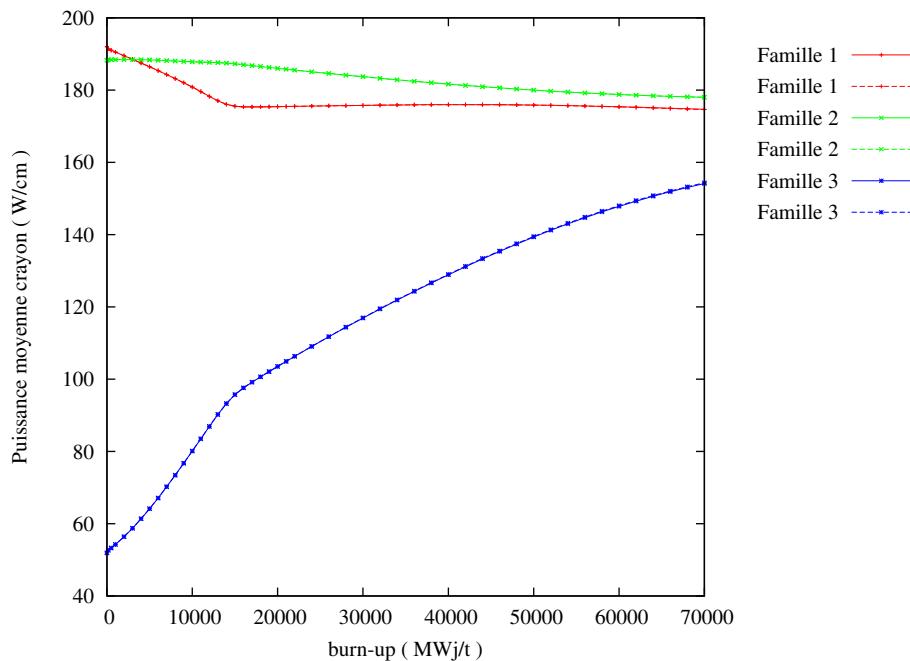


Figure 7.34 Évolution de la puissance moyenne des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes pleines : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

Un des faits notables est l'évolution de la puissance de la famille 3 qui regroupe les crayons contenant du gadolinium. On voit qu'en début de cycle la puissance des crayons contenant du gadolinium est très faible par rapport à celle des autres crayons qui ne contiennent que de l'oxyde d'uranium.

En effet le gadolinium étant un très fort absorbant, les neutrons sont capturés et ne sont plus disponibles pour engendrer des fissions dans ces crayons qui génèrent donc peu de puissance. À mesure que l'on avance dans l'irradiation, les isotopes du gadolinium sont gavés de neutrons et leur pouvoir absorbant se perd. Les neutrons redeviennent disponibles pour engendrer des fissions et le niveau de puissance remonte.

Autre fait notable : la prise en compte du vieillissement des crayons dans les calculs de thermique n'a quasiment aucune influence sur la distribution de puissance.

Les évolutions du h_{gap} et du λ_c de chaque famille de crayons en fonction du burnup sont données dans les Figure 7.35 et Figure 7.36.

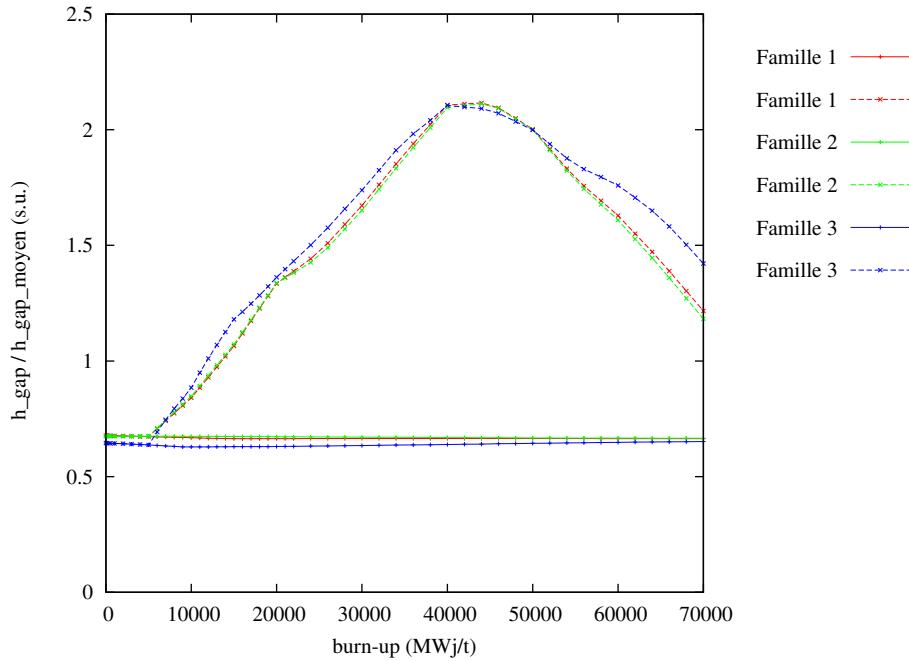


Figure 7.35 Évolution du h_{gap} des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes pleines : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

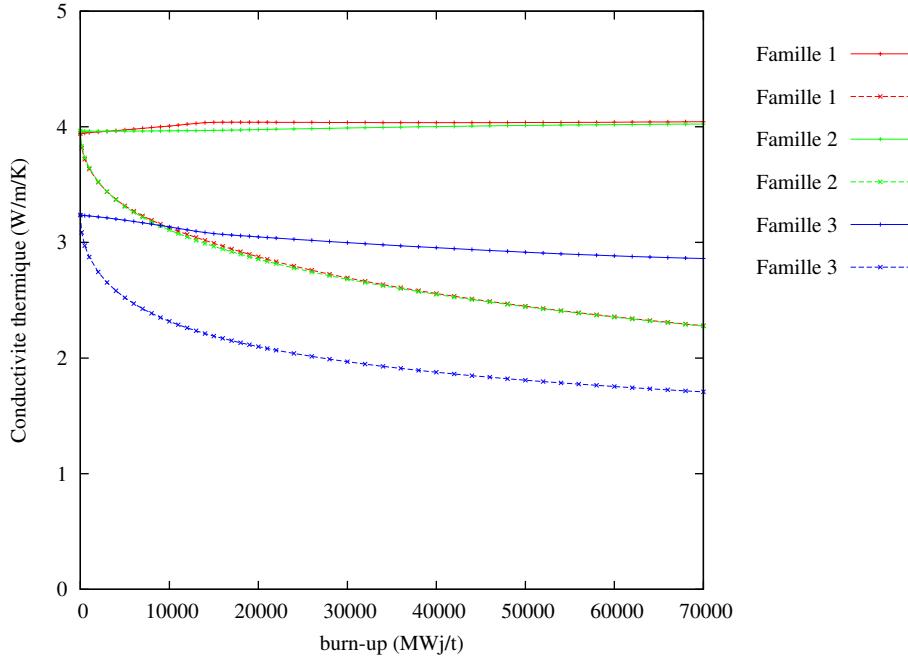


Figure 7.36 Évolution du λ_c des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Lignes pleines : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

Les commentaires faits dans les parties sur les résultats UOX et MOX peuvent de nouveau être faits ici. On note des faits nouveaux cependant.

Comme annoncé dans la sous-section 7.1.2, on voit que la conductivité des crayons de la famille 3, qui contiennent du gadolinium, est plus faible que celle des autres crayons (facteur de pénalisation : 0,7).

Par ailleurs, on voit que le h_{gap} décroît moins vite dans la famille 3 que dans les familles 1 et 2. Cela est du à la forte augmentation de température que les crayons contenant du gadolinium subissent en fin d'irradiation.

Cette augmentation est illustrée dans les figures suivantes où on a représenté les températures moyennes de chaque famille en fonction du burnup :

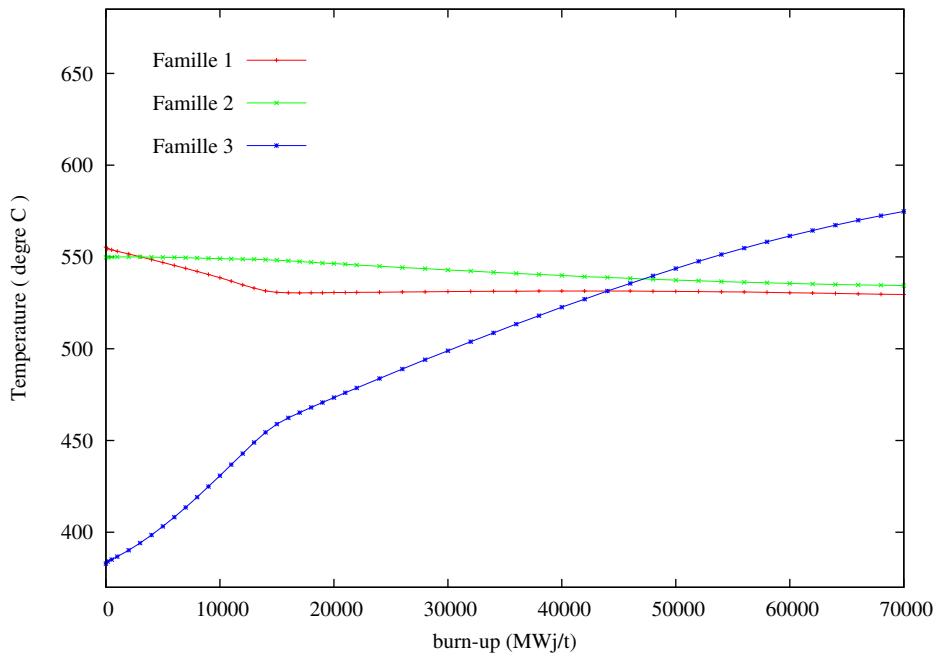


Figure 7.37 Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique.

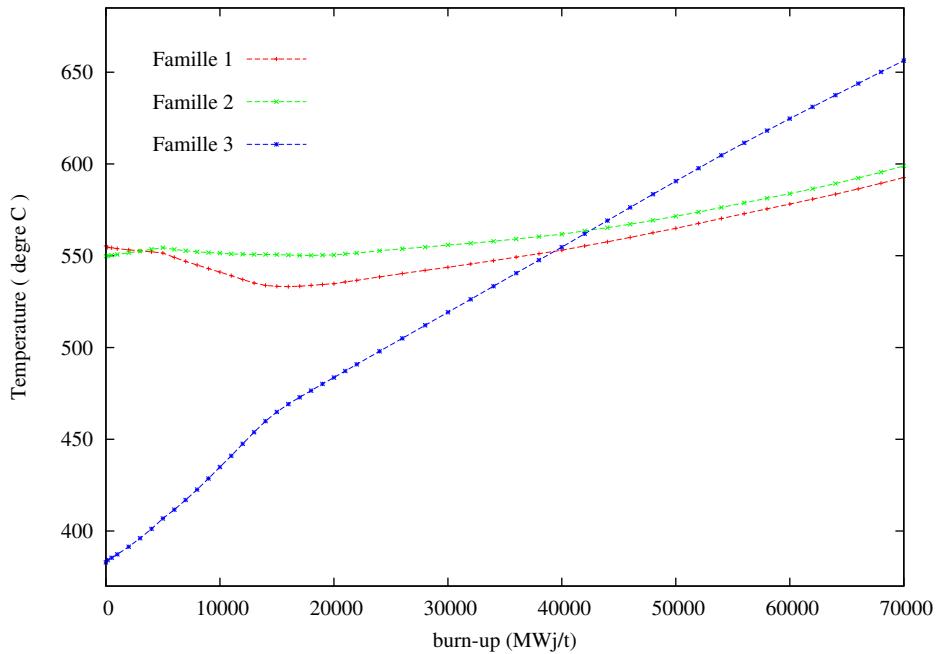


Figure 7.38 Évolution des températures moyennes des 3 familles de crayons en fonction du burnup. Couplage avec vieillissement des crayons pour la thermique.

Dans les deux cas, on voit que la température moyenne des crayons contenant du gadolinium (famille 3) dépasse celle des crayons UOX standards (familles 1 et 2). Cela s'explique par l'augmentation de puissance dans ces crayons qu'on a pu observer en Figure 7.34 et par leur plus faible conductivité thermique.

Observons à présent les répercussions du couplage sur la réactivité et sur les concentrations isotopiques. Les écarts de réactivité sont présentés sur la Figure 7.39.

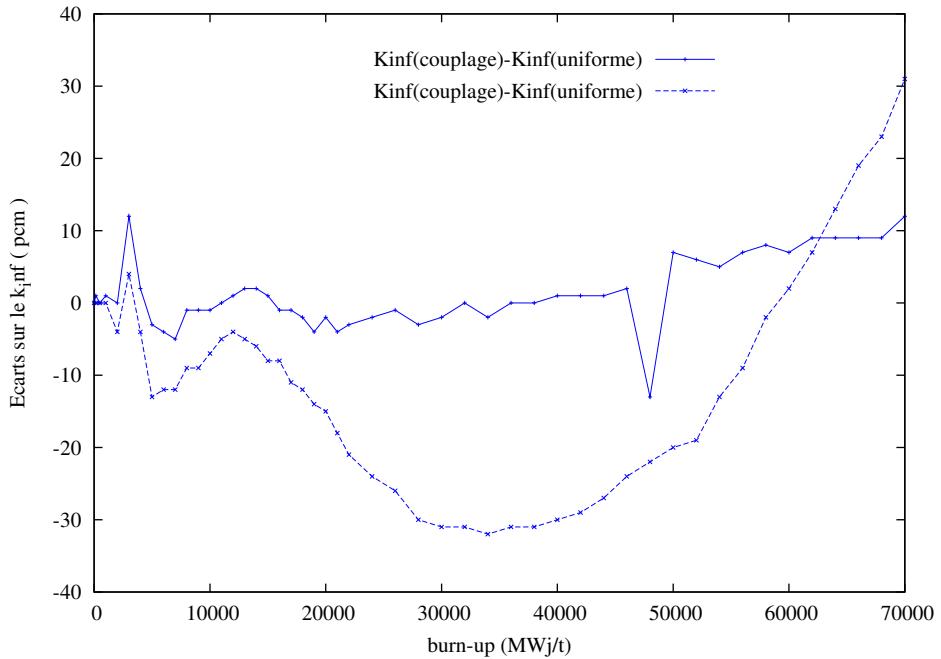


Figure 7.39 Évolution de l'écart sur le k_{inf} en fonction du burnup. Lignes continues : couplage sans vieillissement. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement. Référence : température uniforme 538°C .

Les résultats du couplage sans vieillissement des crayons pour les calculs de thermique font apparaître des écarts faibles de réactivité qui oscillent entre -10 ppcm et $+10 \text{ ppcm}$. La montée en température des crayons contenant du gadolinium au détriment des crayons standards n'affecte pas la réactivité.

Pour le couplage avec prise en compte du vieillissement des crayons pour les calculs de thermique, on observe une tendance similaire au cas UOX : une sous-réactivité en début de cycle et une sur-réactivité en fin de cycle.

Voyons l'effet du couplage sur les concentrations isotopiques du gadolinium. Sur les Figure 7.40, Figure 7.41 et Figure 7.42, on a représenté l'évolution des concentrations des principaux isotopes du gadolinium, le ^{155}Gd , le ^{157}Gd et le ^{158}Gd :

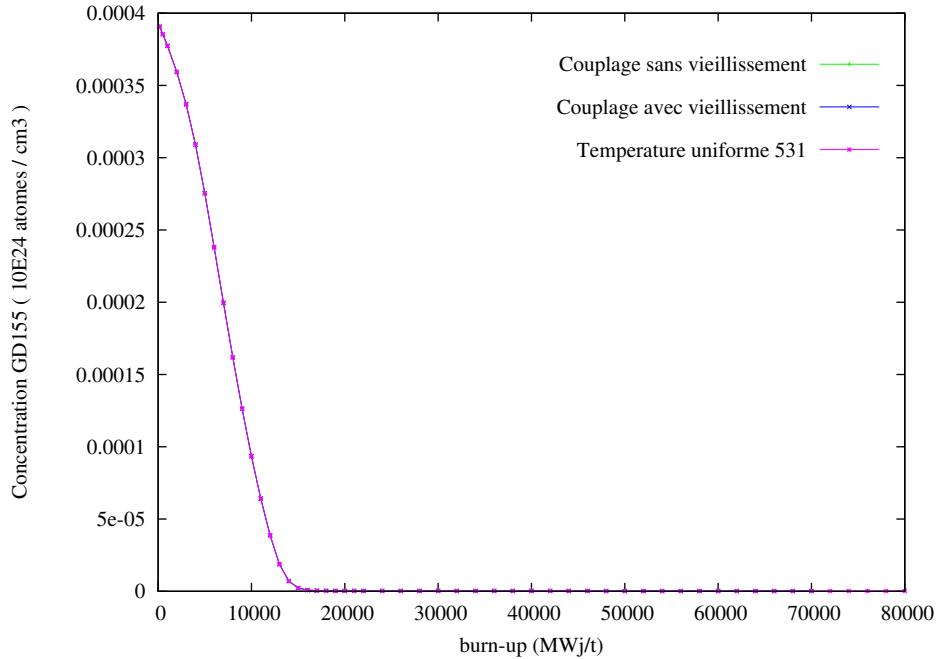


Figure 7.40 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{155}Gd .

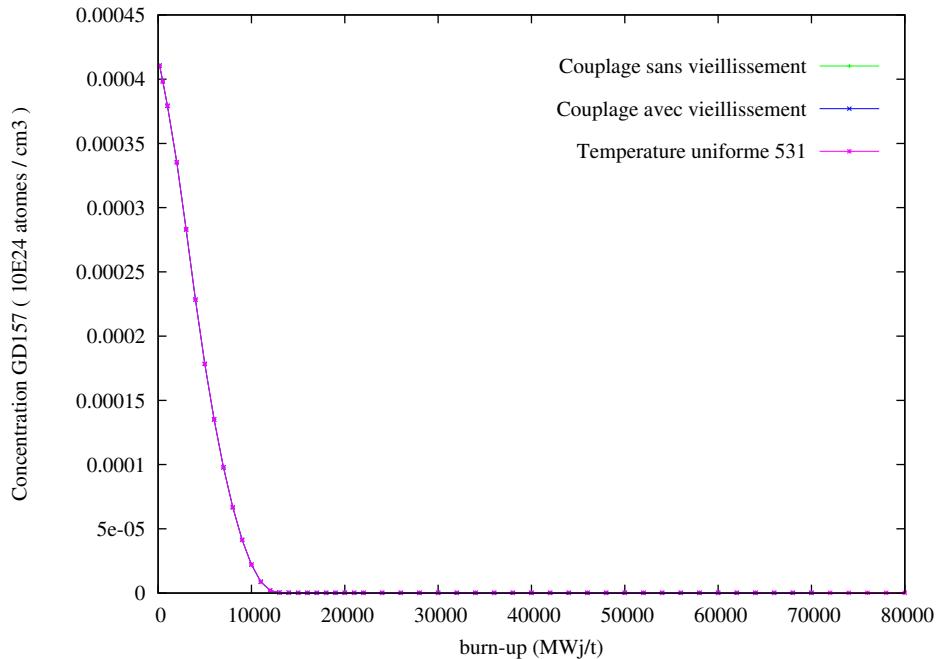


Figure 7.41 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{157}Gd .

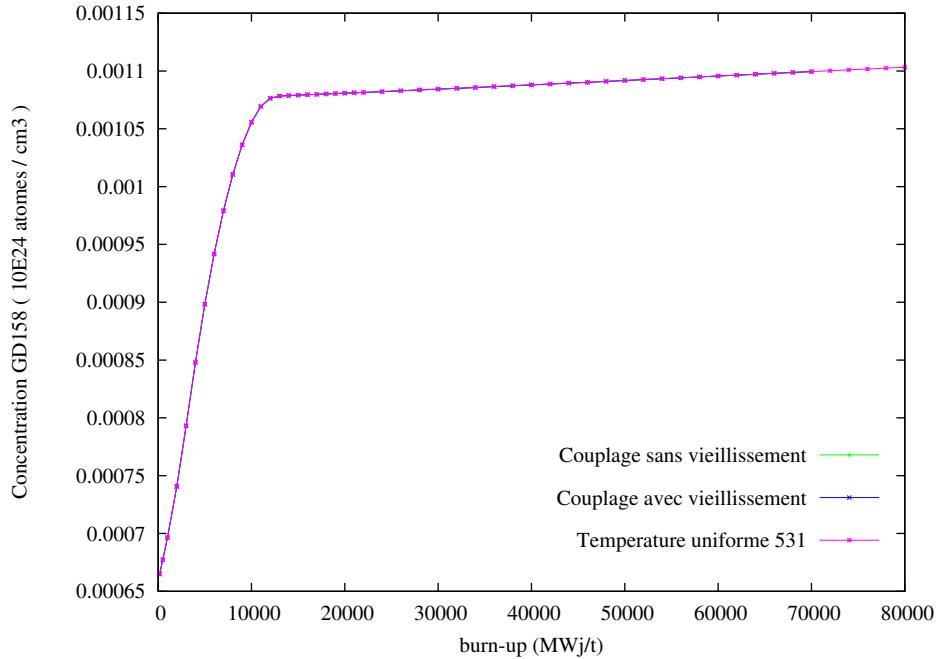


Figure 7.42 Évolution de la concentration isotopique moyenne du ^{158}Gd .

On voit sur les Figure 7.40 et Figure 7.41 la diminution très rapide des concentrations en ^{155}Gd et ^{157}Gd suite à la capture des neutrons qui mène à la formation du ^{158}Gd .

Les écarts de concentrations résultant de l'utilisation du couplage sont représentés sur la Figure 7.43.

On y voit, notamment pour le ^{157}Gd , que l'utilisation du couplage entraîne des écarts importants sur les concentrations des isotopes du gadolinium.

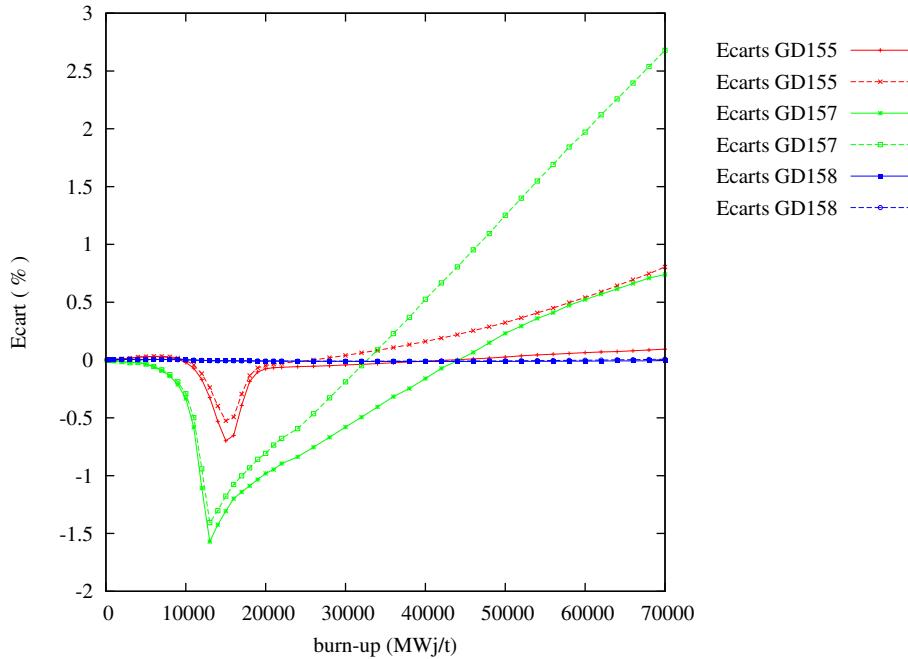


Figure 7.43 Écarts de concentration en ^{155}Gd , ^{157}Gd et ^{158}Gd dus à l'utilisation du couplage. Lignes continues : couplage sans vieillissement des crayons pour la thermique. Lignes pointillées : couplage avec vieillissement.

Résumé du Chapitre

L'implémentation du couplage en évolution a révélé que :

- la puissance dans les crayons contenant du gadolinium augmente fortement au cours de l'irradiation et que la température moyenne dans ces crayons finit par dépasser celle des crayons UOX standards ;
- les écarts de réactivité dus au couplage en évolution pour les combustibles de type UOX, MOX et GADO sont faibles (moins de 80 *pcm* en valeur absolue à mettre en regard des biais de modélisation dans l'autoprotection) ;
- on observe des effets non négligeables sur les concentrations isotopiques, notamment du ^{239}Pu pour l'assemblage UOX et pour les isotopes du gadolinium pour l'assemblage GADO. On pourrait approfondir cet axe de recherche.

CHAPITRE 8 CONCLUSION

8.1 Synthèse des travaux

L'objectif de ce travail de recherche était d'évaluer l'influence de la prise en compte d'un couplage fin neutronique-thermique dans le calcul d'assemblage. Les questions auxquelles on a tenté de répondre sont les suivantes : comment prendre en compte de manière plus fine la distribution de température dans le calcul d'assemblage, qui, jusqu'à aujourd'hui, est considérée comme uniforme et constante en irradiation ? Quelles améliorations sur la précision des calculs peut-on attendre de ce raffinement de modélisation ? Enfin, y a-t-il lieu d'envisager le développement à l'échelle industrielle d'un tel couplage ?

Deux couplages externes ont été développés - l'un au niveau du crayon combustible, l'autre au niveau de l'assemblage - pour permettre la communication entre le code de réseau APOLLO2 et le code de thermique C3THER.

Dans nos calculs de neutronique, nous avons cherché à rester au plus proche du schéma optimisé REL2005, afin de pouvoir juger de la pertinence d'une industrialisation du couplage dans la chaîne de calcul des cœurs ANDROMEDE d'EDF.

L'étude à l'échelle du crayon combustible a permis d'évaluer l'effet du niveau de discréétisation du profil de température régnant au sein du crayon. Le découpage du crayon en 20 couronnes avec homogénéisation du profil de température sur des regroupements de plus en plus grossiers a mis au jour la très faible influence du niveau de discréétisation sur le calcul du k_{inf} : écarts d'amplitude inférieure à 20 pcm .

Puis, les résultats du couplage sur un crayon découpé en 4 couronnes, pour rester au plus proche du schéma de calcul REL2005, ont également fait apparaître le très faible impact d'une modélisation avec une température par couronne par rapport à la modélisation de température effective de Rowlands. Par ailleurs, on a pu observer que la distribution de température n'avait presque aucun effet sur le calcul de la distribution de puissance dans le crayon.

On a alors porté l'étude à l'échelle de l'assemblage. On a commencé par établir des résultats à temps 0 concernant l'influence de fortes disparités dans la distribution de température sur le calcul de la nappe de puissance. Cette influence s'avère très faible.

On a ensuite obtenu les résultats du couplage sur un assemblage UOX en faisant varier l'épaisseur de la lame d'eau. On s'est placé exprès dans ce cadre car les grandes lames d'eau

déplacent la puissance vers le bord d'assemblage.

On a fait deux hypothèses de calcul sur la façon dont variait la puissance avec l'épaisseur de la lame d'eau, dont l'une conduisait à l'élévation de température dans l'assemblage et l'autre à sa stagnation. Chacune de ces hypothèses a conduit à des résultats qui montraient un très faible impact du couplage sur le calcul du facteur de point chaud. Ces résultats indiquaient par ailleurs que l'hétérogénéité de température occasionne des écarts de réactivité très faibles aussi longtemps que le niveau global de la température reste à peu près constant. En revanche, on a constaté qu'une hausse globale du niveau de température faisait chuter la réactivité. Enfin, on a relevé que le temps d'un calcul complet du flux était environ doublé par l'emploi d'une distribution de température (par rapport à une température uniforme), sans compter que le couplage nécessite jusqu'à 4 itérations (donc un temps de calcul effectif multiplié par 8).

Enfin, le couplage a été introduit dans le calcul d'évolution pour des assemblages de type UOX, MOX et UOX gadolinié. L'intérêt du couplage a résidé dans sa capacité à rendre compte de l'élévation de température observée pour tous les types d'assemblages précédents. Notamment, on a pu constater que la puissance et la température dans les crayons contenant du gadolinium augmentaient fortement au cours de l'irradiation (sous les hypothèses faites au sujet de la conductivité thermique).

Les écarts de réactivité occasionnés par l'utilisation du couplage se sont avérés relativement faibles : d'une amplitude inférieure à 80 *pcm* pour les trois types d'assemblage ; les écarts les plus forts étant constatés pour l'assemblage UOX.

En revanche, on a noté des écarts relatifs sur les concentrations isotopiques en fin d'irradiation non négligeables, notamment une surproduction de ^{239}Pu dans l'assemblage UOX, et des écarts sur la concentration des isotopes du gadolinium dans l'assemblage GADO.

8.2 Discussion et perspectives

Pour répondre à la question initiale d'évaluer l'influence de la prise en compte d'un couplage neutronique-thermique dans le calcul d'assemblage : ce qui émerge du résumé des résultats ci-dessus est la faible, voire très faible influence du couplage que nous avons implémenté.

Mettre en place le couplage avec APOLLO2 a nécessité de modifier la modélisation de l'autoprotection, ce qui a conduit à des écarts plus importants que ceux obtenus en exécutant le couplage. Pour permettre un traitement efficace d'un profil de température dans l'autoprotection, le module d'autoprotection d'APOLLO2 demanderait à être étendu pour permettre au moins l'utilisation du modèle des mélanges, ou, plus radicalement, permettre d'utiliser

des méthodes plus modernes que la méthode par équivalence utilisée dans ce projet, comme la Subgroup Projection Method (SPM) (Hébert, 2014) basée sur des tables de probabilités. Par ailleurs, bien que le couplage que nous avons implémenté soit un couplage externe (donc naïf), il a néanmoins révélé que le temps de calcul d'un calcul complet du flux suivant un schéma proche du REL2005 était environ doublé par l'emploi d'une distribution de température.

L'industrialisation d'un couplage efficace opérant au niveau du calcul d'assemblage nécessiterait une profonde modification du schéma de calcul REL2005 et du code APOLLO2.

Une entreprise d'une telle envergure ne semble pas justifiée pour les bénéfices attendus, tels qu'ils ressortent de l'étude réalisée.

Un point qui mériterait d'être approfondi est l'examen plus minutieux des écarts sur les concentrations isotopiques en fin d'irradiation. Si des écarts réellement significatifs devaient être constatés, le rapport bénéfice-investissement de l'industrialisation d'un tel couplage pourrait de nouveau faire l'objet d'une analyse.

Par manque de temps, cet examen n'a pas pu être mené comme nous l'aurions voulu.

Pour évaluer l'impact de tels éventuels écarts, on peut imaginer la construction d'une base de données réacteur avec un calcul d'assemblage utilisant le couplage, et se servir de cette base de données réacteur pour réaliser des calculs de cœur dans différentes configurations et voir si les écarts se répercutent voire s'amplifient en bout de chaîne.

Les ressources développées durant ce projet sont à la disposition du département SINETICS pour réaliser de telles études complémentaires.

Une autre piste pourrait consister à réaliser le calcul d'assemblage en utilisant toujours la même distribution de température qui pourrait être hétérogène et changer seulement aux points de burnup pour lesquels on refait un calcul d'autoprotection.

Une telle distribution de température serait calculée une fois pour toutes pour chaque type d'assemblage par un couplage fin. Cela permettrait de s'affranchir d'un couplage systématique qui semble trop lourd pour une utilisation industrielle.

RÉFÉRENCES

- Canbakan, Axel (2014). Validation d'un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques. Mémoire de Maîtrise. École Polytechnique de Montréal.
- Capellan, Nicolas (2009). *Couplage 3D neutronique thermohydraulique. Développement d'outils pour les études de sûreté des réacteurs innovants*. Thèse de doctorat, Université Paris XI - Orsay.
- Coste-Delclaux, Mireille (2006). *Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2*. Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers.
- Coste-Delclaux, Mireille (2012). Formalisme d'Autoprotection du Code APOLLO2. Rapport technique, CEA - Direction de l'Énergie Nucléaire.
- Dario, Pieck (2013). *Optimisation de l'utilisation du gadolinium comme poison consommable dans le combustible nucléaire : Vers un REP sans bore*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille.
- de Kruijf, W. J. M. and Janssen, A. J. (1996). The Effective Fuel Temperature to be Used for calculating Resonance Absorption in a $^{238}\text{UO}_2$ Lump with a Nonuniform Temperature Profile. *NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING* (vol. 123).
- Fortin, André and Garon, André (2009). Les éléments finis : de la théorie à la pratique. Polycopié de cours. Disponible sur internet.
- Hfaiedh, Noureddine (2006). *Nouvelle Méthodologie de Calcul de l'Absorption Résonnante*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg.
- Hypolite, Marie (2013). COCCINELLE v3.12 : Note de Principe, des Modèles Physiques et des Modèles Numériques. Rapport technique, EDF R&D. Département SINETICS. H-I27-2013-00114-FR.
- Hébert, Alain (2009). *Applied Reactor Physics*. Presses Internationales Polytechnique.
- Hébert, Alain (2014). Representations of the temperature correlation effect in lattice calculations. *Review of Applied Physics* (vol. 3).
- MacFarlane, R. and Muir, D. (2012). The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 2012. Rapport technique, Los Alamos National Laboratory.
- Marguet, Serge (2013). *La physique des réacteurs nucléaires (2^e édition)*. Collection EDF R&D.

Perruchot-Triboulet, Sophie (1996). *Validation et extensions du module d'autoprotection du code de transport neutronique multigroupe APOLLO2*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille.

Santamarina, A. and Bernard, D. and Blaise, P. and Coste, M. and Courcelle, A. and Huynh, T. and Jouanne, C. and Leconte, P. and Litaize, O. and Mengelle, S. and Noguère, G. and Ruggiéri, J-M. and Sérot, O. and Tommasi, J. and Vaglio, C. and Vidal, J-F. (2009). The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library. Rapport technique, Nuclear Energy Agency.

Schwartz, N. and Hoareau, F. and Marguet, S. and Girardi, E. and Couyras, D. (2010). SIMUCOEUR : Schéma de calcul industriel pour les assemblages et cœurs REP. Rapport technique, EDF R&D - SINETICS. H-I27-2009-03477-FR.

Tapucu, Altan (2010). Thermal study of nuclear reactors. Polycopié de cours. Disponible sur internet.

Thouvenin, Gilles and Guillot, Emilien (2014). C3THER : Description des modèles. Rapport technique, EDF R&D. Département MMC. H-T25-2013-00235-FR.

ANNEXE A Résultats du couplage crayon sur un combustible MOX.

Températures

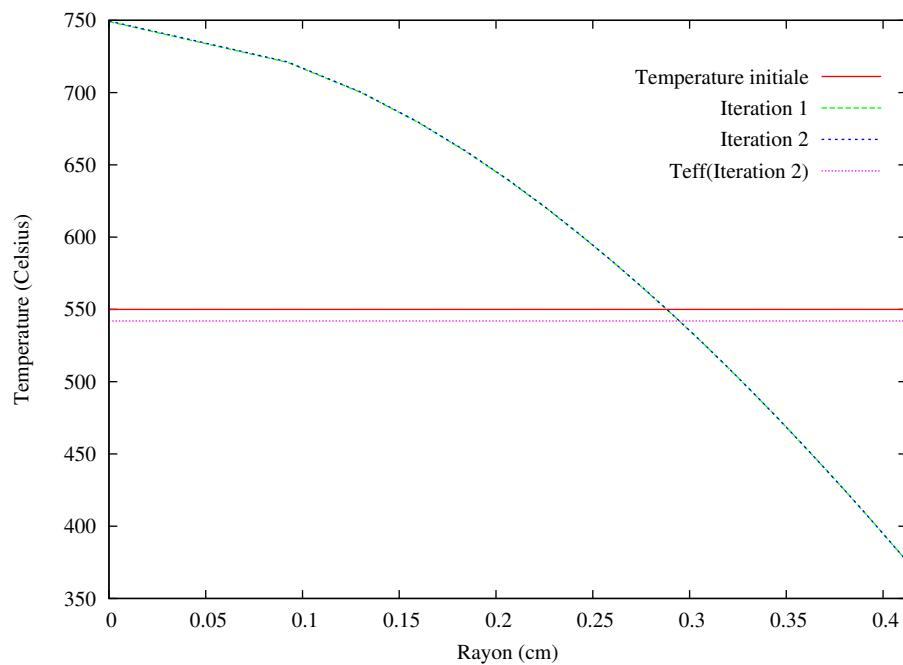


Figure A.1 Profils de température des itérations successives du couplage crayon (MOX).

Puissances

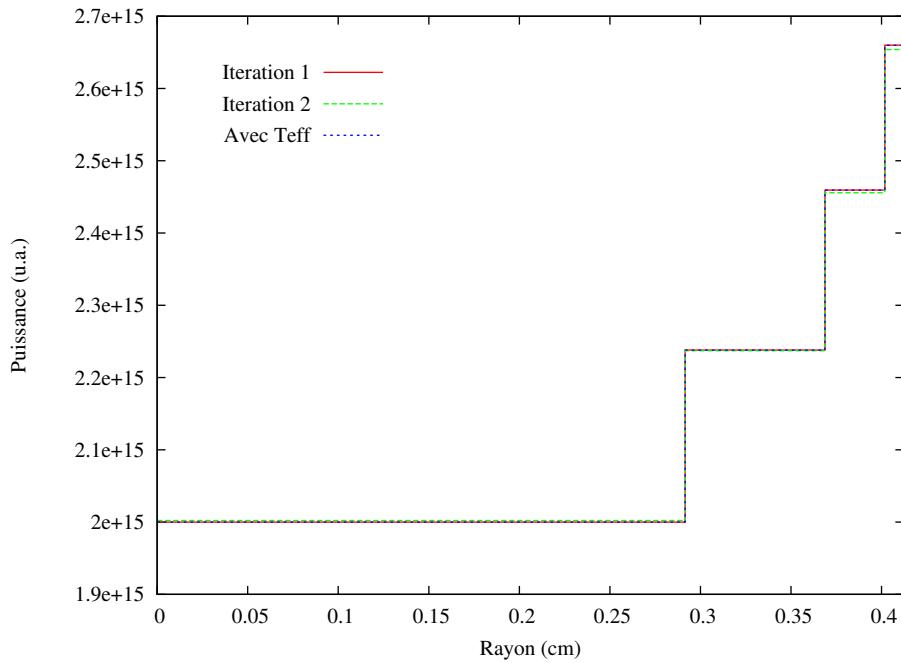


Figure A.2 Distributions radiales de puissance des itérations successives du couplage crayon (MOX).

Absorption

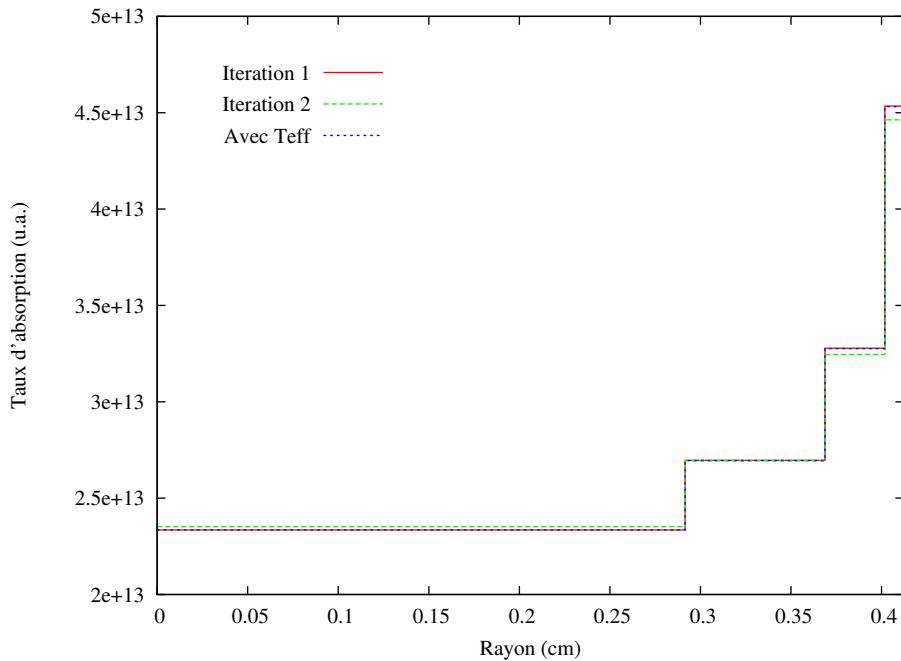


Figure A.3 Taux d'absorption des itérations successives du couplage crayon (MOX).

Capture sur l' ^{238}U

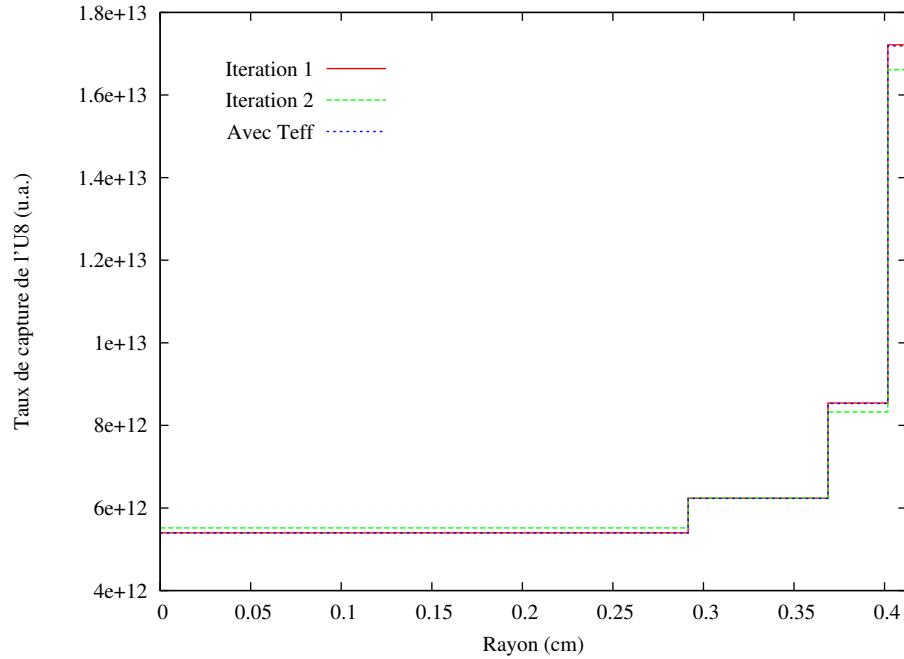


Figure A.4 Taux de capture sur l' ^{238}U des itérations successives du couplage crayon (MOX).

Réactivité

Tableau A.1 Écarts de réactivité entre les différentes itérations du couplage crayon (MOX).

	Températures utilisées				k_{inf}	Δk_{inf} (pcm)
	cour. 1	cour. 2	cour. 3.	cour. 4		
Itération 1	550°C	550°C	550°C	550°C	1.06795	réf.
Itération 2	641°C	493°C	417°C	384°C	1.06810	+15
Avec T_{eff}	542°C	542°C	542°C	542°C	1.06826	+31

ANNEXE B Influence de l'utilisation de 2 zones de températures sur la nappe de puissance.

Afin d'étudier l'influence de l'utilisation de 2 zones de températures distinctes par rapport à l'utilisation d'une température uniforme équivalente, nous avons utilisés les distributions de température et obtenus les écarts sur la nappe de puissance suivants :

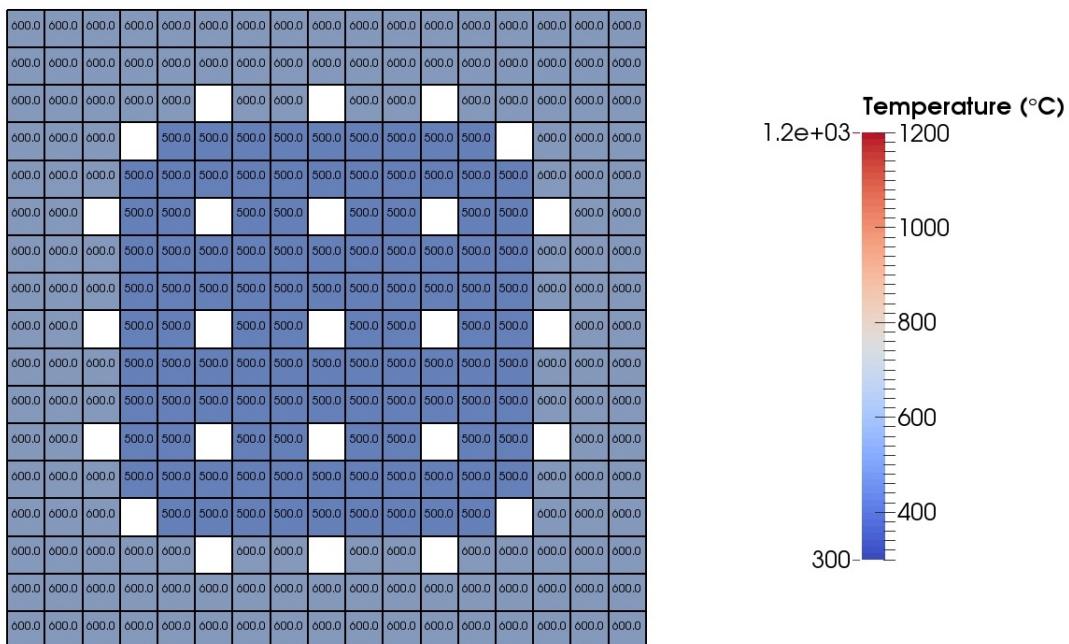


Figure B.1 Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 600°C . Crayons au centre : 500°C .

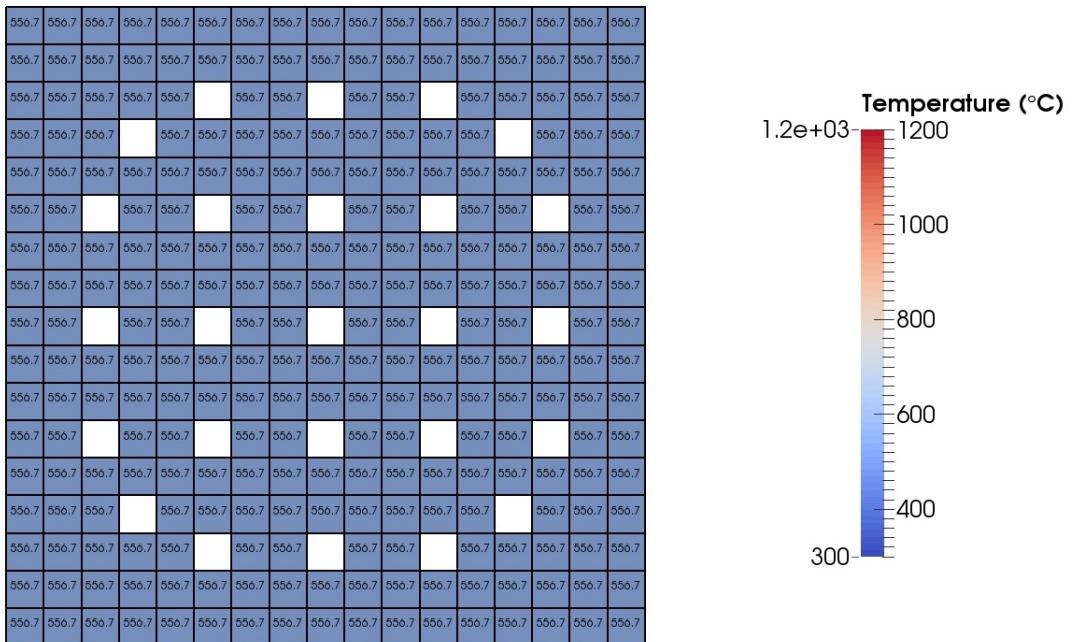


Figure B.2 Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 557°C .

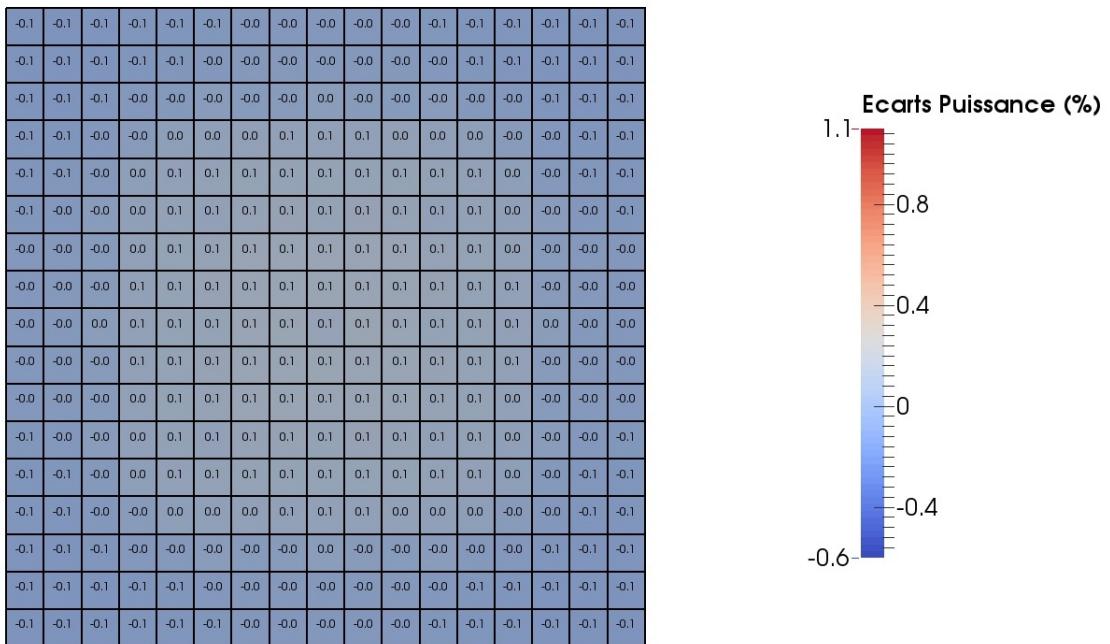


Figure B.3 Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température ($600^{\circ}\text{C}/500^{\circ}\text{C}$) et un calcul avec température uniforme équivalente (557°C).

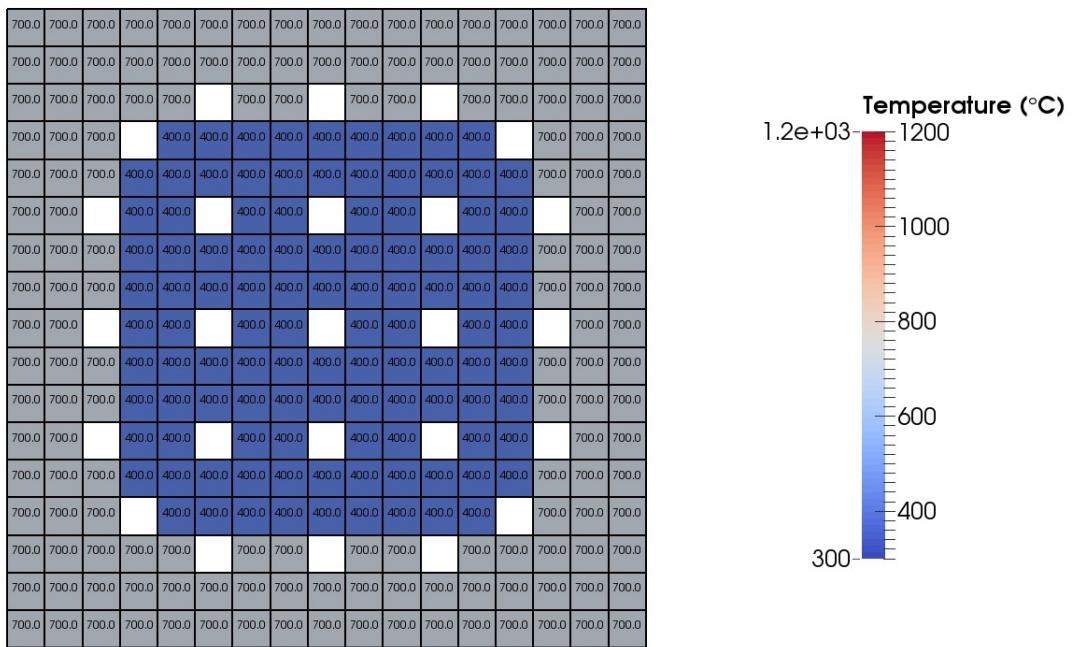


Figure B.4 Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 700°C. Crayons au centre : 400°C.

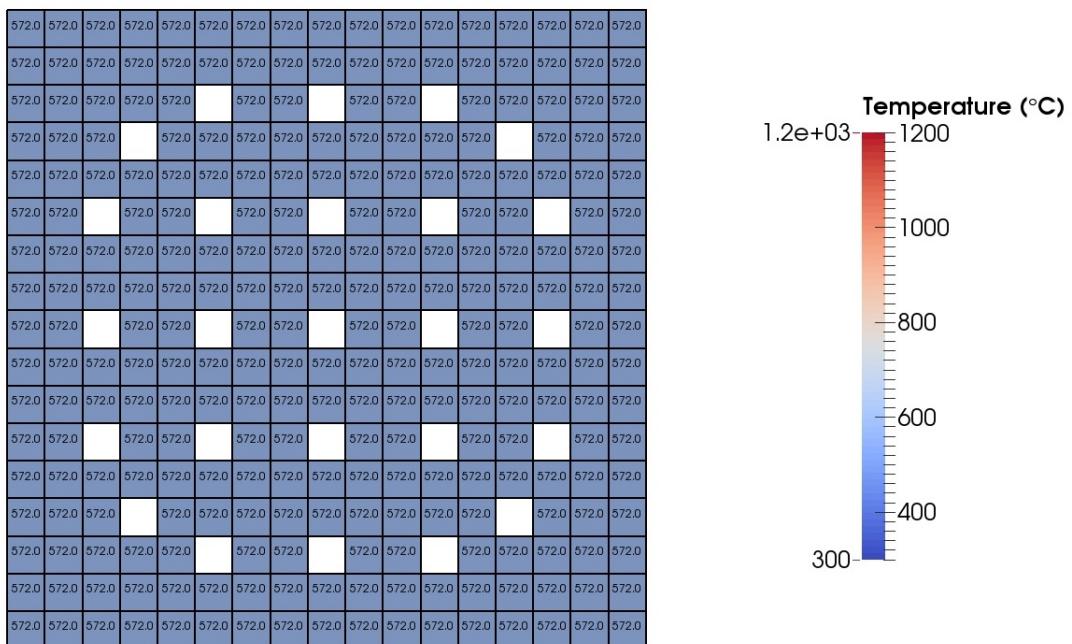


Figure B.5 Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 572°C.

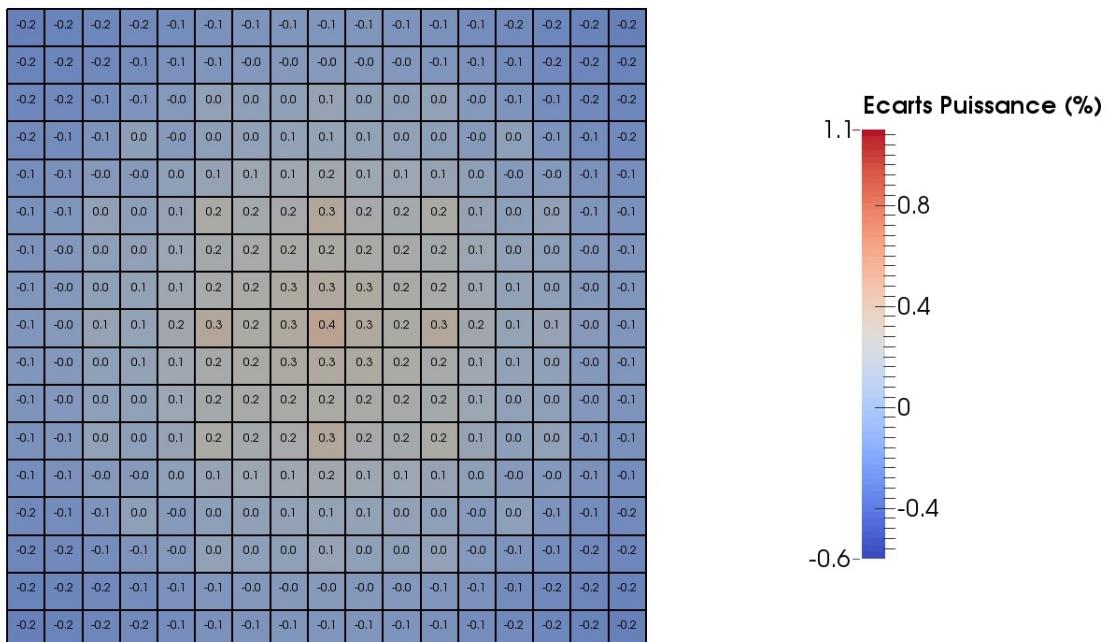


Figure B.6 Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température ($700^{\circ}\text{C}/400^{\circ}\text{C}$) et un calcul avec température uniforme équivalente (572°C).

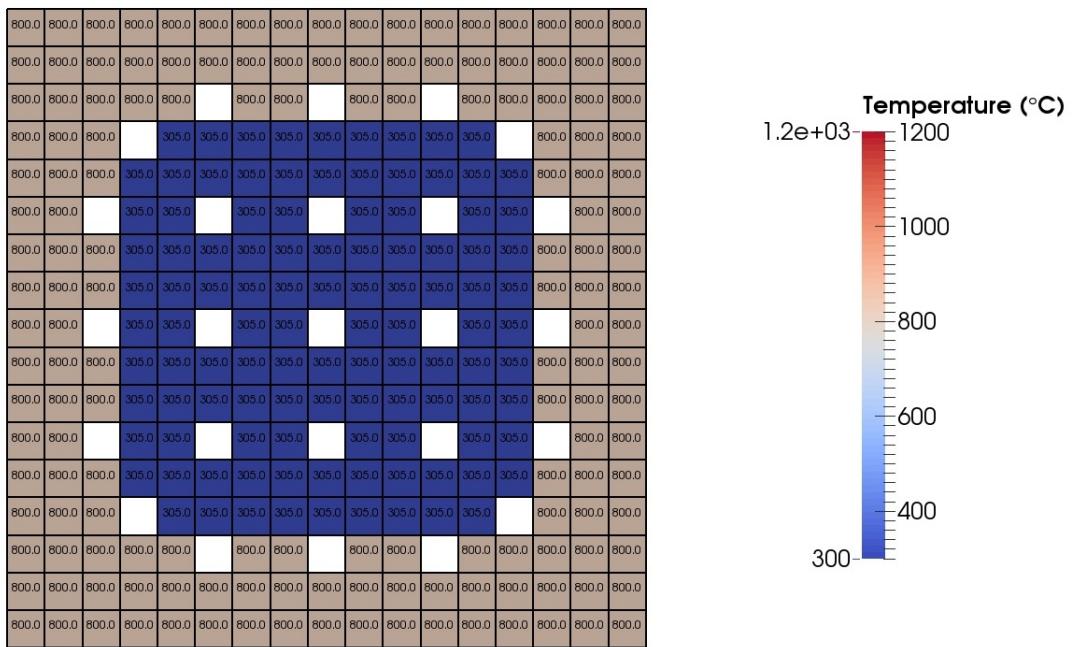


Figure B.7 Assemblage divisé en 2 zones de température. Crayons en périphérie : 800°C . Crayons au centre : 300°C .

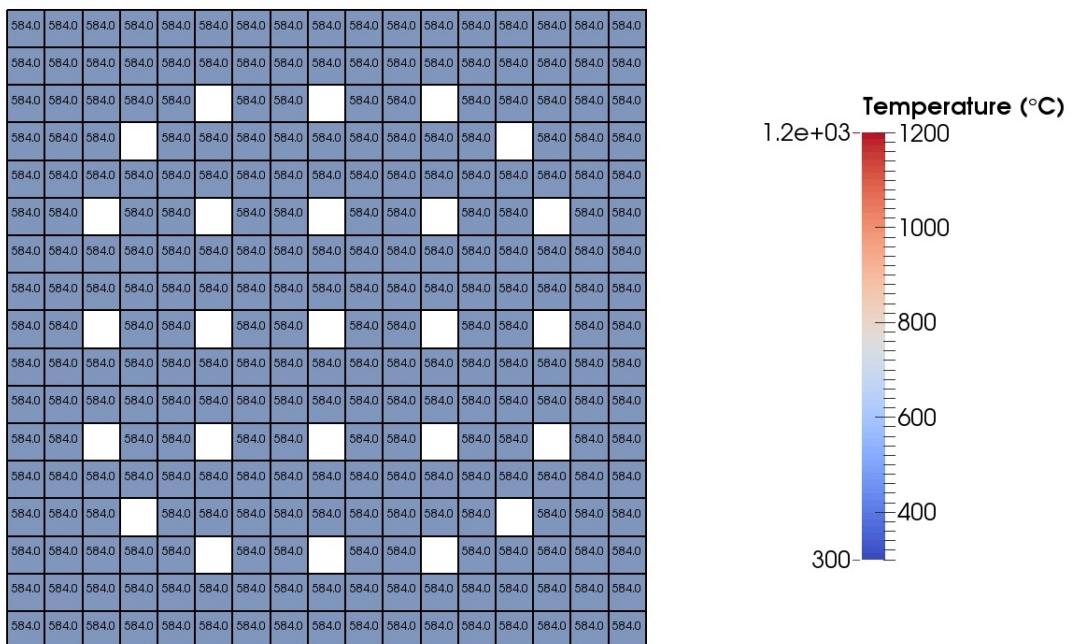


Figure B.8 Assemblage à température uniforme équivalente. Tous les crayons : 584°C.

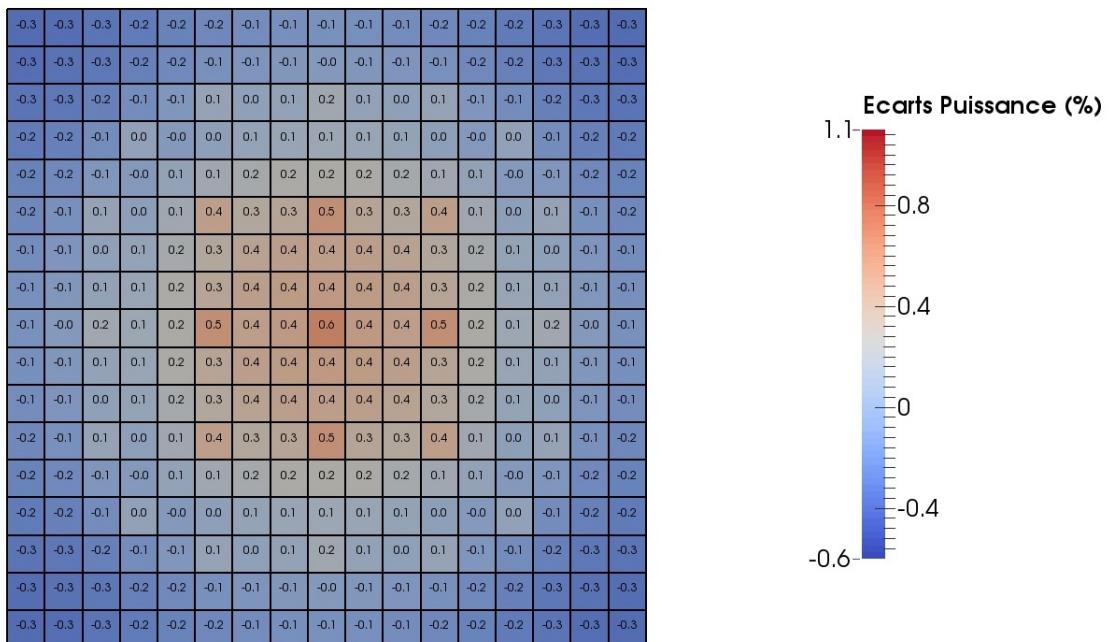


Figure B.9 Écarts sur la nappe de puissance entre un calcul avec deux zones de température ($800^{\circ}\text{C}/300^{\circ}\text{C}$) et un calcul avec température uniforme équivalente (584°C).