



HAL
open science

Analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs nucléaires à eau sous pression

Romain Vuiart

► **To cite this version:**

Romain Vuiart. Analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs nucléaires à eau sous pression. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP121 . tel-03611356

HAL Id: tel-03611356

<https://theses.hal.science/tel-03611356>

Submitted on 17 Mar 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs nucléaires à eau sous pression

Analysis of aging under neutron irradiation of pressurized water reactor vessels

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°576 : particules, hadrons, énergie et noyau :
instrumentation, image, cosmos et simulation (PHENIICS)

Spécialité du doctorat : Énergie Nucléaire

Unité de recherche : Laboratoire de Neutronique (LN), Institut de Radioprotection et
de Sécurité Nucléaire (IRSN), 92260, Fontenay-aux-Roses, France

Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay,
le 23 Novembre 2021, par

Romain VUIART

Composition du Jury

Pierre DÉSESQUELLES

Professeur des Universités (HDR), Université Paris-Saclay - LPGP

Président du Jury

Elsa MERLE

Professeure des Universités (HDR), Grenoble INP - CNRS/IN2P3/LPSC

Rapporteuse & Examinatrice

Andreas PAUTZ

Professeur (HDR), École Polytechnique Fédérale de Lausanne - PSI

Rapporteur & Examineur

Fabienne RIBEIRO

Ingénieure chercheuse (HDR), IRSN Cadarache

Examinatrice

David BERNARD

Ingénieur chercheur, CEA Cadarache

Examineur

Direction de la thèse

Éric DUMONTEIL

Professeur INSTN (HDR), INSTN - CEA Paris-Saclay

Directeur de thèse

Mariya BROVCHENKO

Ingénieure chercheuse, IRSN Fontenay-aux-Roses

Co-Encadrante

Julien TAFOREAU

Ingénieur chercheur, IRSN Fontenay-aux-Roses

Co-Encadrant

À mes parents,

Remerciements

Le diplôme de docteur m'a toujours semblé être un lointain mirage... Et pourtant, vous lisez bien mon manuscrit de thèse... Quelle aventure ce fût... Le chemin pour arriver ici a été semé d'épreuves mais également d'expériences professionnelles et humaines incroyables, pour lesquelles j'aimerais témoigner aujourd'hui ma gratitude, aussi justement que me le permet la langue française.

Mes premières pensées se dirigent vers mon encadrement, sans qui cette thèse n'aurait jamais pu exister, ni aboutir. Merci du fond du cœur à Éric, Mariya et Julien pour votre confiance, votre gentillesse, votre patience, vos conseils et votre dévotion tout au long de ces trois dernières années. Je tiens à ce que vous sachiez qu'à votre contact, j'ai beaucoup appris et beaucoup grandi. Vous avez contribué à faire de moi un meilleur scientifique et une meilleure personne.

Je tiens également à remercier Sophie, Stéphane et Aurélie, qui m'ont donné l'opportunité de faire ma thèse au sein de leur service et de leur laboratoire.

Je souhaite aussi témoigner ma gratitude à Xavier Doligez et à Fausto Malvagi, pour les conseils prodigués tout au long de la thèse.

Je voudrais ensuite remercier les membres du Jury pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Merci à monsieur Pierre Désesquelles d'avoir accepté la présidence du jury de thèse. Merci à madame Elsa Merle et monsieur Andreas Pautz d'avoir accepté d'être mes rapporteur-trice. Merci également à madame Fabienne Ribeiro et monsieur David Bernard d'avoir accepté d'être mes examinateur-trice. Je vous remercie tou-te-s pour votre lecture attentive de mon travail et vos retours qui m'ont permis de l'améliorer.

J'en viens maintenant aux nombreux échanges scientifiques et humains partagés au sein du SNC, qui ont permis de faire de ces trois dernières années une expérience humaine incroyable. Les personnes qui composent le SNC font de ce service un lieu où l'on aime travailler et échanger au delà de simples relations professionnelles. Merci Mathieu, Benjamin D., J-B, Johann, Greg, Franck, Florian, Paul, Nicolas, Vivian, Arthur, Wilfried, Sebastien, Thomas, Raphaëlle, Denis, Quentin, Yann, Luiz, Lucas, Georgios... et toutes et tous, pour les moments partagés à la pause café, lors des matchs de frisbee, autour d'un verre après le travail, lors de sessions de jeux vidéos et j'en passe. Merci également de m'avoir épaulé lors des moments plus difficiles ou juste de m'avoir changé les idées au détour d'une discussion. Je tiens à ce que vous sachiez que tous ces moments, qu'on pourrait croire anodins, ont été extrêmement précieux.

Je tiens également à adresser un remerciement spécial à mes amis doctorant-e-s ou ex-doctorant-e-s du SNC. Vaibhav, Clément, Léa et Kévin, merci à chacun d'entre vous de m'avoir épaulé, d'avoir partagé avec moi les bons et les moins bons moments. Kévin, je te souhaite tout le courage du monde pour la dernière année, tu sais que tu peux compter sur moi si tu en as besoin.

Une autre personne que je tiens à remercier tout spécialement est Benjamin B., que j'ai eu le plaisir d'avoir pour binôme pendant six mois (un peu plus si on compte la rédaction du papier pour l'ANS Winter Meeting). Travailler avec toi a été l'une des expériences les plus enrichissantes de cette thèse.

Merci également à Catherine et Florence pour avoir géré les nombreuses procédures administratives inhérentes à ma thèse.

Ensuite, je tiens à remercier ma famille pour le soutien apporté tout au long de la thèse et dans mes études préalables. Je tiens à remercier plus particulièrement ma mère et ma soeur, qui ont toujours cru en moi et m'ont toujours soutenu, même quand plus personne ne croyait en moi, moi y compris. Ce manuscrit représente l'aboutissement d'un long et périlleux voyage, et j'espère qu'aujourd'hui, vous êtes fières du chemin parcouru. Aucun mot ne serait justement témoigner la gratitude et l'affection que je ressens.

Je tiens également à remercier ma compagne, Léa, qui m'a supporté ces trois dernières années et m'a

permis de tenir dans les heures les plus délicates, où ma santé a trop souvent fait défaut. Un vieil adage dit que derrière chaque accomplissement d'un homme se cache une grande femme et, dans le cas présent, il me semble que cela n'a jamais été aussi vrai.

Je n'oublie également pas Evelyne et Jean-Luc, qui m'ont accueilli chez eux pendant une bonne partie des confinements qui ont jonché la deuxième et la troisième année de ma thèse. Merci d'avoir supporté les placards restés ouverts ou encore les tasses de café qui disparaissent et réapparaissent comme par magie. Je vous suis infiniment reconnaissant de ce que vous avez fait pour moi.

Je tiens aussi à remercier Franck pour son aide et son soutien, notamment dans les travaux de l'appartement.

Mes pensées vont également à mes amis. Clovis, Mélanie, Guillaume, Antoine, Alexandre, Pauline, Pierre, Arthur, Loïck et Clémence, vous m'accompagniez tou-te-s depuis un petit moment... Depuis le lycée pour certain·e·s. Je suis fier de vous avoir comptés à mes côtés pendant ce long voyage. Dans les bons et les mauvais moments. Dans les réussites et les échecs. Lors des soirées, des vacances, des repas improvisés, des travaux de l'appartement... Vous avez toujours été là pour moi, et je vous dois beaucoup. Vous êtes pour moi comme une seconde famille. Celle que j'ai choisie.

J'ai également une pensée pour ma grand-mère Violaine, qui n'a pas eu l'occasion de profiter pleinement de l'accomplissement que représente cette thèse, du fait de sa santé. J'espère tout de même l'avoir rendue fière.

Enfin, j'ai une pensée émue pour toutes les personnes qui nous ont quittés sur le chemin, du fait des aléas de la vie. En premier pour mon père, Lionel, qui m'a transmis, dès mon plus jeune âge, son attrait pour la science et qui, je l'espère, aurait été heureux de voir le scientifique et la personne que je suis devenu. Je pense également à mon grand-père Hubert, ma grand-mère Josiane, mon oncle Franck ainsi qu'à Jacqueline et Roger. Vous me manquez beaucoup.

*When my time comes, forget the wrong that I've done
Help me leave behind some reasons to be missed
Don't resent me, and when you're feeling empty
Keep me in your memory, leave out all the rest
Leave out all the rest*

Linkin Park, "Leave out all the rest".

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Liste des acronymes | v |
| Introduction | 1 |
| 1 État de l'art | 5 |
| <i>Préambule</i> | 6 |
| 1.1 Notions de neutronique | 6 |
| 1.1.1 Interactions neutron-matière | 6 |
| 1.1.2 Fission nucléaire et notions de spectres | 10 |
| 1.1.3 Réaction en chaîne | 14 |
| 1.2 Distributions des neutrons dans un système donné | 16 |
| 1.2.1 Équation du transport des neutrons de Boltzmann | 16 |
| 1.2.2 Théorie multigroupe | 20 |
| 1.2.3 Équation de la diffusion | 23 |
| 1.2.4 Résolution de l'équation de Boltzmann en régime stationnaire | 26 |
| 1.3 Les données nucléaires | 33 |
| 1.3.1 Des expériences aux bibliothèques de données nucléaires | 33 |
| 1.3.2 Traitement des données nucléaires avec NJOY | 34 |
| 1.4 Exploitation des REP en France | 36 |
| 1.4.1 Principe de fonctionnement des REP | 36 |
| 1.4.2 Le combustible et son évolution | 37 |
| 1.4.3 Chargement du combustible et cycle du réacteur | 41 |
| 1.4.4 Notion de pilotage des réacteurs nucléaires | 42 |
| 1.5 Le vieillissement sous irradiation | 45 |
| 1.5.1 Les dégâts d'irradiation | 46 |
| 1.5.2 Fragilisation de l'acier de cuve sous irradiation neutronique | 50 |
| 1.5.3 Le programme de surveillance de l'irradiation en France | 51 |
| 1.5.4 Méthodologies existantes pour quantifier numériquement le vieillissement sous irradiation | 54 |
| 2 Conception du schéma de calcul | 59 |
| <i>Préambule</i> | 60 |
| 2.1 Éléments à prendre en considération pour l'établissement du schéma de calcul | 60 |
| 2.2 Description du cas d'étude | 63 |
| 2.2.1 Les réacteurs 900 MW _e du parc nucléaire français | 63 |
| 2.2.2 Pilotage en mode G des réacteurs de 900 MW _e | 64 |
| 2.3 Les codes utilisés pour l'établissement du schéma de calcul | 65 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.3.1 | Codes utilisés pour résoudre l'équation du transport en régime stationnaire | 65 |
| 2.3.2 | Codes utilisés pour résoudre l'équation de la diffusion en régime stationnaire | 67 |
| 2.4 | Évaluation du terme source de neutrons de fission | 68 |
| 2.4.1 | Évaluation de la distribution spatiale des neutrons de fission . . | 68 |
| 2.4.2 | Modélisation de la distribution énergétique des neutrons de fission | 78 |
| 2.5 | Évaluation des déplacements par atome | 84 |
| 2.5.1 | Modèles NRT-dpa et ARC-dpa dans NJOY | 85 |
| 2.5.2 | Génération des sections efficaces de déplacements | 86 |
| 2.5.3 | Validation des développements | 88 |
| 2.5.4 | Différences entre les modèles sur les évaluations des taux de déplacements par atome | 89 |
| 2.6 | Intégration temporelle des quantités d'intérêt sur un cycle du réacteur . | 89 |
| 2.6.1 | Modélisation | 90 |
| 2.6.2 | Nombre de calculs d'atténuation Monte-Carlo à réaliser par cycle | 91 |
| 2.6.3 | Nombre d'étapes de combustion à modéliser par cycle | 92 |
| 2.7 | Impact des historiques de puissance des réacteurs sur les évaluations du vieillissement de la cuve | 94 |
| 2.7.1 | Schéma de calcul utilisé | 95 |
| 2.7.2 | Réacteur et modélisation | 96 |
| 2.7.3 | Méthodologie de l'étude | 97 |
| 2.7.4 | Résultats | 99 |
| 2.8 | Modélisation du gradient de densité modérateur dans le calcul d'atténuation | 104 |
| 2.8.1 | Méthodologie de l'étude | 104 |
| 2.8.2 | Résultats obtenus | 105 |
| 2.8.3 | Précision du modèle retenu | 106 |
| | <i>Conclusion du chapitre</i> | 106 |
| 3 | Schéma de calcul retenu, biais et incertitudes | 109 |
| | <i>Préambule</i> | 109 |
| 3.1 | Présentation du schéma de calcul retenu | 110 |
| 3.1.1 | Évaluation du terme source de neutrons de fission | 110 |
| 3.1.2 | Modélisation de l'atténuation des neutrons jusqu'à la cuve ou aux capsules | 113 |
| 3.1.3 | Coût de calcul | 117 |
| 3.2 | Biais et incertitudes du schéma de calcul | 118 |
| 3.2.1 | Biais et incertitudes discutés dans la littérature | 119 |
| 3.2.2 | Sensibilité de la fluence cuve à la méconnaissance de la composition isotopique du combustible | 121 |
| 3.2.3 | Récapitulatif des biais et des incertitudes | 130 |
| | <i>Conclusion du chapitre</i> | 133 |
| 4 | Vers la validation du schéma de calcul | 135 |
| | <i>Préambule</i> | 136 |
| 4.1 | Qu'est ce qu'une validation ? | 136 |
| 4.2 | Le benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve du réacteur H.B. Robinson-2 | 136 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.1 | Description du réacteur | 137 |
| 4.2.2 | Le cycle n°9 du réacteur H.B. Robinson-2 | 140 |
| 4.3 | Méthode et modélisation | 143 |
| 4.3.1 | Évaluation du terme source de neutrons de fission | 143 |
| 4.3.2 | Modélisation de l'atténuation des neutrons de fission jusqu'aux sites d'intérêt | 145 |
| 4.4 | Résultats obtenus | 151 |
| 4.4.1 | Distribution spatiale des neutrons de fission | 151 |
| 4.4.2 | Sur les taux de réactions | 153 |
| 4.4.3 | Sur les activités spécifiques dosimètres | 156 |
| | <i>Conclusion du chapitre</i> | 162 |
| 5 | Impact de l'exploitation du réacteur sur le vieillissement de la cuve et validité de la fluence neutronique rapide | 165 |
| | <i>Préambule</i> | 165 |
| 5.1 | Cas d'étude et méthodes | 166 |
| 5.2 | Impact de la longueur du cycle sur le vieillissement de la cuve | 168 |
| 5.3 | Variabilité azimutale du vieillissement de la cuve | 170 |
| 5.4 | Validité de la fluence neutronique rapide par rapport aux déplacements par atome | 172 |
| | <i>Conclusion du chapitre</i> | 176 |
| | Conclusion et perspectives | 177 |
| | Bibliographie | 183 |
| | Liste des figures | 194 |
| | Liste des tableaux | 201 |
| | Liste de publications | 203 |

Liste des acronymes

| | |
|-----------|--|
| k_{eff} | Coefficient de multiplication effectif des neutrons |
| AIC | Alliage d'Argent, d'Indium et de Cadmium |
| AMS | Adaptative Multilevel Splitting |
| ANM | Analytical Nodal Method |
| ARC-dpa | Athermal Recombination Corrected displacements per atom |
| BCA | Approximation des collisions binaires (Binary Collision Approximation en anglais) |
| CASMO | Code déterministe de transport développé par l'entreprise Studsvick |
| CASMO MxN | Mode multi-assemblages du code déterministe CASMO5 |
| CEA | Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives |
| CENDL | Chinese Evaluated Nuclear Data Library, bibliothèque de données nucléaires chinoise |
| CMFD | Coarse Mesh Finite Differences |
| dpa | déplacements par atome (displacements per atom en anglais) |
| DSA | Direct Statistical Approach |
| EDF | Électricité De France |
| ENDF | Evaluated Nuclear Data Files, bibliothèque de données nucléaires américaine |
| ENEA | Agence nationale pour les nouvelles technologies, l'énergie et le développement économique durable, traduit de l'italien |
| FIS | Fragilisation sous Irradiation Supérieure |
| GIEC | Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat |
| GV | Générateur de Vapeur |
| HBR-2 | H.B. Robinson-2 |
| IRSN | Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire |

JEFF Joint Evaluated Fission and Fusion File, bibliothèque de données nucléaires produite par une collaboration internationale sous l'égide de la NEA

JENDL Japanese Evaluated Nuclear Data Library, bibliothèque de données nucléaires japonaise

KIT Karlsruhe Institute of Technology

LANL Los Alamos National Laboratory

MCNP Monte-Carlo N-Particle transport code

MD Dynamique moléculaire (Molecular Dynamics en anglais)

MDF Méthode des Différences Finies

MEF Méthode des Éléments Finis

MOC Méthode des Caractéristiques (Method Of Characteristics en anglais)

MOX Combustible à base d'Oxyde Mixte d'uranium et de plutonium

NEA Chinese Evaluated Nuclear Data Library, bibliothèque de données nucléaires chinoise

NRT-dpa Norgett-Torrens-Robinson displacements per atom

P_{ij} Méthode des premières probabilités de collision

PARCS Code déterministe de diffusion développé par la US.NRC

PKA Premier atome frappé (Primary Knocked Atom en anglais)

PN Puissance Nominale

PSI Programme de Surveillance de l'Irradiation

REB Réacteur à Eau Bouillante

REL Réacteur à Eau Légère

REP Réacteur à Eau sous Pression

RIS Ségrégation sous irradiation (Radiation Induced Segregation en anglais)

RNR Réacteur à Neutrons Rapides

RTE Réseau de Transport d'Électricité

SIMULATE Code déterministe de diffusion développé par l'entreprise Studsvick

TCL Théorème Central Limite

UOX Combustible à base d'Oxyde d'Uranium

US.NRC United States Nuclear Regulatory Commission

Introduction

Le 9 août 2021, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) a publié la première partie de son sixième rapport ¹, qui aborde la compréhension actuelle du changement climatique. Dans ce document, le GIEC fait état de prévisions alarmantes puisqu'il indique que le climat est en train de changer partout dans le monde, à une vitesse supérieure à celle initialement prévue. Ces experts estiment que si l'humanité n'opère pas une réduction immédiate, rapide et à grande échelle de ses émissions de gaz à effet de serre, limiter le réchauffement climatique à +1,5°C par rapport à l'ère pré-industrielle sera impossible. Le GIEC estime même qu'une telle augmentation de la température moyenne de la Terre pourrait être atteinte dès 2030. En outre, il est spécifié dans le rapport que si les émissions de CO₂ venaient à doubler d'ici 2050 (ce qui constitue le scénario le plus pessimiste envisagé), le réchauffement de la planète pourrait atteindre entre +3,3°C et +5,7°C à l'horizon 2081-2100. Ces valeurs sont largement supérieures à l'objectif initialement fixé lors de la COP21 ², qui était de contenir le réchauffement global sous la barre des +2°C. D'après le GIEC, une telle hausse des températures induirait une augmentation significative de la fréquence et de la sévérité des événements climatiques extrêmes (vagues de chaleur, sécheresses, fortes précipitations, etc.), une augmentation du niveau des océans et de nombreuses autres conséquences désastreuses pour la vie sur Terre.

Les émissions de dioxyde de carbone (CO₂) provenant des activités humaines sont en perpétuelle augmentation depuis la révolution industrielle et représentent aujourd'hui plus de 35 milliards de tonnes par an. A titre de comparaison, les émissions de l'intégralité des volcans de la planète représentent aujourd'hui moins d'un milliard de tonnes de CO₂ par an ³. Le poids des activités humaines est tel que la concentration de CO₂ dans l'atmosphère est aujourd'hui à un niveau jamais atteint au cours des trois derniers millions d'années. En effet, selon une étude publiée en 2019 dans la revue *Science Advances* [1], la concentration de CO₂ dans l'atmosphère dépasse aujourd'hui les 400 ppm. Il est nécessaire de remonter jusqu'à la fin du Pliocène, époque à laquelle le lointain ancêtre de l'Homme *Australopithecus africanus* commençait seulement à fouler les terres d'Afrique, pour trouver de tels niveaux de CO₂ dans l'atmosphère. De plus, si l'atmosphère terrestre a déjà contenu de telles concentrations de CO₂, les auteurs de cette publication indiquent en revanche que son augmentation se fait actuellement à un rythme sans précédent. Si rien n'est fait, le niveau de CO₂ dans l'atmosphère pourrait même atteindre les 2000 ppm à l'horizon du milieu du 23^{ème} siècle, selon un article paru dans la revue *Nature Communications* en 2017 [2]. Par conséquent, l'origine an-

1. <https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1>

2. <http://www.apc-paris.com/cop-21>

3. <https://www.climate.gov/news-features/climate-qa/which-emits-more-carbon-dioxide-volcanoes-or-human-activities>

thropique du réchauffement climatique est aujourd'hui sans équivoque et des mesures sans précédent doivent être prises pour limiter les émissions de gaz à effet de serre.

La production d'électricité restait encore en 2018 la première source d'émission de gaz à effet de serre dans le monde⁴. Dans ce domaine, la France possède l'un des meilleurs bilans d'Europe⁵, puisque son mix-électrique, composé essentiellement de nucléaire (67,1 % de la production en 2020) et d'énergies renouvelables, lui permet de produire plus de 90% de son électricité de manière décarbonnée⁶. Par conséquent, l'énergie nucléaire constitue aujourd'hui un atout majeur pour le respect des engagements pris par la France lors de la COP21 dans la lutte contre le réchauffement climatique. Cependant, la loi sur la transition énergétique adoptée en août 2015⁷ a fixé les perspectives d'évolution de ce mix-électrique pour les prochaines années. Cette loi a fixé l'objectif de ramener à 50% la part du nucléaire dans la production d'électricité à l'horizon 2025 au profit des énergies renouvelables⁸. Pour remplir ces objectifs de transition énergétique tout en respectant les engagements pris par la France lors de la COP21, l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) a autorisé Électricité De France (EDF), le 23 février 2021, à lisser le renouvellement de son parc via la prolongation, jusqu'à 50 ans, de l'exploitation des Réacteurs à Eau sous Pression (REP) d'une puissance de 900 MW_e⁹. En effet, ces réacteurs atteindront dans les prochaines années (ou ont déjà atteint) une durée d'exploitation de 40 ans, qui correspond à la durée de fonctionnement qui avait été prise en compte lors de leur conception.

Dans la perspective d'extensions supplémentaires de la durée de fonctionnement des REP français, la satisfaction des exigences de sûreté est la priorité. En particulier, il est d'une importance capitale d'être en mesure de garantir que la cuve, composant essentiel¹⁰ et non remplaçable du réacteur, conservera son intégrité structurelle tout au long de l'extension de la durée de fonctionnement et en toutes circonstances (accidentelles incluses). Or, lors de l'exploitation d'un REP, la cuve est bombardée par des neutrons provenant des réactions de fission qui ont lieu dans le cœur. Cette irradiation neutronique cause de nombreux dommages dans la structure du matériau qui compose la cuve. L'accumulation de ces dommages induit une détérioration progressive des propriétés mécaniques de la cuve qui, sur le long terme, pourrait compromettre sa tenue mécanique dans les conditions de fonctionnement les plus sollicitantes. Cependant, l'hypothèse de la rupture de la cuve n'a pas été retenue lors de la conception des REP. Par conséquent, la fragilisation due à l'irradiation ne doit en aucun cas conduire à un risque de rupture de la cuve [3].

Afin de suivre et de prédire l'évolution des propriétés mécaniques de la cuve en fonction de l'irradiation neutronique, EDF met en œuvre le Programme de Surveillance de

4. <https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/edition-numerique/chiffres-cles-du-climat/7-repartition-sectorielle-des-emissions-de>

5. <https://bilan-electrique-2020.rte-france.com/production-emissions-de-co2>

6. <https://www.rte-france.com/actualites/bilan-electrique-francais-2020>

7. <https://www.cohesion-territoires.gouv.fr/loi-relative-la-transition-energetique-pour-la-croissance-verte-tepcv>

8. <https://www.gouvernement.fr/action/la-transition-energetique-pour-la-croissance-verte>

9. <https://www.asn.fr/l-asn-informe/actualites/la-poursuite-de-fonctionnement-des-reacteurs-de-900-mwe-au-dela-de-40-ans>

10. La cuve est un composant essentiel du réacteur car elle constitue, avec le circuit primaire, la seconde barrière de confinement du réacteur.

l'Irradiation (PSI) pour chacune des cuves des réacteurs français. Ce programme repose sur l'établissement d'une formule empirique permettant de quantifier la dégradation des propriétés mécaniques de la cuve en fonction de la fluence neutronique (flux neutronique intégré dans le temps) rapide accumulée au niveau de cette dernière. Le terme rapide désigne ici les neutrons ayant une énergie supérieure à 1 MeV. Cette gamme d'énergie de neutrons a été historiquement retenue car ces derniers sont responsables de la majorité des dommages d'irradiation dans le matériau de cuve [4]. Un inconvénient de cette approche est que la fluence neutronique rapide n'est pas une grandeur directement mesurable. Cette dernière doit donc être évaluée au moyen de méthodes de calcul dont les prédictions sont imputées de biais et d'incertitudes, qui peuvent induire une méconnaissance du niveau réel de fragilisation de la cuve. Une estimation de ces incertitudes est prise en compte dans les marges de sûreté associées aux analyses de la fragilisation sous irradiation des cuves.

Au fur et à mesure que les réacteurs vieillissent, la fluence neutronique rapide accumulée au niveau de la cuve peut s'approcher des valeurs limites évaluées par le PSI. Dès lors, des analyses poussées sur de nombreux aspects, allant des incertitudes inhérentes aux évaluations du vieillissement jusqu'à la validité de la fluence neutronique rapide pour chaque réacteur et chaque position sur la cuve, sont nécessaires afin de garantir la sûreté nucléaire. En outre, les futures évaluations du vieillissement des cuves pourraient s'appuyer sur des grandeurs plus représentatives des dommages d'irradiations, telles que la fluence des neutrons (sans coupure du point de vue de leur énergie) ou les déplacements par atome (dpa). Afin de répondre à ces enjeux, des méthodologies innovantes et polyvalentes doivent être développées.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse, qui a été réalisée au sein du Laboratoire de Neutronique de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN)¹¹. La problématique de l'extension de la durée de fonctionnement des REP constitue un enjeu majeur pour l'IRSN, dans la mesure où l'une de ses missions est d'assister techniquement l'ASN, afin d'assurer que l'exploitation des réacteurs nucléaires français s'effectue dans des conditions de sûreté satisfaisantes. Ainsi, de nombreux travaux de recherche scientifique sont menés à l'IRSN, en soutien aux activités d'expertise, dans l'optique d'améliorer la sûreté nucléaire. C'est par exemple le rôle du Laboratoire de Neutronique, qui mène des programmes de recherche, dans le domaine de la modélisation et dans le domaine expérimental, afin d'améliorer les analyses de sûreté réalisées en criticité ou en physique des réacteurs. Dès lors, l'analyse de la robustesse des évaluations du vieillissement des cuves et le développement des outils nécessaires pour réaliser ces études font partie intégrantes des activités du laboratoire.

Ainsi, ce travail doctoral s'est intéressé à l'analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des REP, du point de vue de la neutronique et des dommages primaires d'irradiation (nombre de paires de Frenkel générées dans l'acier de cuve [5]). Les études ont été conduites au travers de la mise au point d'un schéma de calcul précis et polyvalent, permettant de répondre aux enjeux de recherche et d'expertise inhérents à la thématique du vieillissement des cuves. L'idée initiale était ici de disposer d'un outil capable d'effectuer, avec un temps de calcul raisonnable, des études du vieillissement de la cuve pour n'importe quel scénario concernant l'exploitation du réacteur. Le terme "études du vieillissement" englobe ici la possibilité de considérer de multiples grandeurs ainsi que de multiples localisations sur la cuve ou dans le réacteur.

11. <https://www.irsn.fr/FR/Pages/Home.aspx>

Pour développer un tel schéma de calcul, il est préalablement nécessaire d'étudier et de comprendre l'impact des différents paramètres influant sur l'irradiation neutronique que subit la cuve.

Le présent document est divisé en cinq chapitres. Le 1^{er} chapitre vise à introduire les notions essentielles à la compréhension des travaux de thèse et à faire l'état des méthodologies existantes pour quantifier le vieillissement des cuves sous irradiation neutronique. Ensuite, le 2^{ème} chapitre décrit les études menées lors de la construction du schéma de calcul, qui ont permis d'analyser l'impact de nombreuses variables d'intérêt (description spatiale et énergétique du terme source de neutrons de fission, prise en compte de l'historique de puissance du réacteur, modèle d'évaluation des déplacements par atome, modélisation du gradient de densité du modérateur dans le réacteur, etc.) sur les évaluations du vieillissement. Pour chacun des paramètres testés, le biais ou l'incertitude induit par les approximations de la modélisation retenue dans le schéma de calcul final a pu être quantifié. Après cela, le 3^{ème} chapitre s'attache à décrire en détails le schéma de calcul développé, ses capacités, sa fiabilité ainsi que son coût de calcul associé. Ce chapitre fait également état des avancées qui ont pu être effectuées au cours de cette thèse vers la quantification globale du biais et de l'incertitude inhérents aux évaluations du vieillissement réalisées avec la méthodologie construite au cours de la thèse. En outre, une analyse de la sensibilité de la fluence neutronique rapide vue par la cuve à la méconnaissance de la composition du combustible est détaillée. Le 4^{ème} chapitre présente quant à lui une étude de validation des prédictions de la méthodologie face à des données expérimentales d'activation de dosimètres localisés à divers endroits d'un REP Américain. Enfin, le 5^{ème} et dernier chapitre de ce manuscrit présente certaines analyses effectuées avec le schéma de calcul, qui ont permis de répondre à certains enjeux de la thématique du vieillissement des cuves. Notamment, la validité de la grandeur retenue dans le PSI (la fluence neutronique rapide) a pu être questionnée au regard d'une grandeur plus représentative des dommages primaires d'irradiation : les déplacements par atome.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| <i>Préambule</i> | 6 |
| 1.1 Notions de neutronique | 6 |
| 1.1.1 Interactions neutron-matière | 6 |
| 1.1.2 Fission nucléaire et notions de spectres | 10 |
| 1.1.2.1 Le processus de fission nucléaire | 10 |
| 1.1.2.2 Spectres de fission | 12 |
| 1.1.2.3 Spectres neutroniques | 13 |
| 1.1.3 Réaction en chaîne | 14 |
| 1.2 Distributions des neutrons dans un système donné | 16 |
| 1.2.1 Équation du transport des neutrons de Boltzmann | 16 |
| 1.2.1.1 Équation intégral-différentielle de Boltzmann | 16 |
| 1.2.1.2 Équation intégrale de Boltzmann en régime stationnaire | 19 |
| 1.2.2 Théorie multigroupe | 20 |
| 1.2.3 Équation de la diffusion | 23 |
| 1.2.4 Résolution de l'équation de Boltzmann en régime stationnaire | 26 |
| 1.2.4.1 Résolution déterministe | 27 |
| 1.2.4.2 Résolution Monte-Carlo | 28 |
| 1.3 Les données nucléaires | 33 |
| 1.3.1 Des expériences aux bibliothèques de données nucléaires | 33 |
| 1.3.2 Traitement des données nucléaires avec NJOY | 34 |
| 1.4 Exploitation des REP en France | 36 |
| 1.4.1 Principe de fonctionnement des REP | 36 |
| 1.4.2 Le combustible et son évolution | 37 |
| 1.4.2.1 Le combustible UOX | 37 |
| 1.4.2.2 Le combustible MOX | 38 |
| 1.4.2.3 Évolution du combustible sous irradiation | 39 |
| 1.4.3 Chargement du combustible et cycle du réacteur | 41 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1.4.4 | Notion de pilotage des réacteurs nucléaires | 42 |
| 1.4.4.1 | Quelques généralités | 42 |
| 1.4.4.2 | Les principales chaînes de régulation en suivi de charge | 43 |
| 1.5 | Le vieillissement sous irradiation | 45 |
| 1.5.1 | Les dégâts d'irradiation | 46 |
| 1.5.1.1 | Les dégâts primaires d'irradiation | 46 |
| 1.5.1.2 | L'évolution des dégâts d'irradiation | 49 |
| 1.5.2 | Fragilisation de l'acier de cuve sous irradiation neutronique . | 50 |
| 1.5.3 | Le programme de surveillance de l'irradiation en France . . . | 51 |
| 1.5.4 | Méthodologies existantes pour quantifier numériquement le vieillissement sous irradiation | 54 |
| 1.5.4.1 | Évaluation de la fluence neutronique rapide | 55 |
| 1.5.4.2 | Évaluation des déplacements par atome | 56 |

Préambule

Avant de décrire les travaux effectués lors de cette thèse, il semble important d'introduire les éléments théoriques et linguistiques nécessaires à leur compréhension. Ainsi, ce premier chapitre vise à expliciter les diverses notions, équations et définitions dont le lecteur aura besoin tout au long de la lecture de ce manuscrit.

1.1 Notions de neutronique

Une des composantes de la physique des réacteurs est la neutronique, qui vise à prédire l'évolution de la population de neutrons au sein du cœur. Ainsi, cette section présente les éléments théoriques et les équations qui sont au fondement de la neutronique ainsi que les grandeurs d'intérêt de la physique des réacteurs nécessaires à la compréhension des travaux accomplis.

1.1.1 Interactions neutron-matière

Au cours de leur trajet dans un réacteur nucléaire, les neutrons peuvent entrer en collision avec de nombreux noyaux atomiques, produisant ainsi une large variété de réactions nucléaires. Les interactions des neutrons avec la matière sont décrites en terme de sections efficaces. La section efficace quantifie la probabilité qu'à un flux de particules incidentes (dans le cas présent, des neutrons) d'interagir avec des cibles (ici, des noyaux atomiques) [6, 7].

Une section efficace peut être caractéristique d'un noyau cible individuel (section efficace "microscopique" σ) ou représentative d'un matériau contenant un grand nombre

de noyaux cibles (section efficace "macroscopique" Σ). La section efficace microscopique est liée à la section efficace macroscopique par l'équation 1.1.

$$\Sigma_{r,i}(E) = N_i \sigma_{r,i}(E) \quad (1.1)$$

où, pour une énergie de neutron incident E , un noyau cible i et une réaction r , N est la densité atomique (nombre de noyaux par unité de volume exprimé en cm^{-3}) et σ est la section efficace microscopique (cm^2).

La section efficace microscopique est un terme surfacique, usuellement exprimé en *barn*, soit $10^{-24} cm^2$. Les neutrons sont susceptibles d'effectuer différents types de réactions au sein des réacteurs nucléaires et chaque type d'interaction est décrit par une section efficace partielle caractéristique σ_r ou Σ_r (où r désigne la réaction). La section efficace totale Σ_t ou σ_t est définie comme la somme des sections efficaces partielles. Par conséquent, le rapport σ_r/σ_t ou Σ_r/Σ_t désigne la probabilité que l'interaction neutron-matière, si elle se produit, se fasse par le processus r .

Les interactions neutron-matière se décomposent en deux grandes familles : les réactions de diffusion et les réactions d'absorption. Le critère départageant ces deux familles est la ré-émission (ou non) du neutron incident à la suite de la réaction. Pour les réactions de diffusion, le neutron incident est réémis, pour les réactions d'absorption, il ne l'est pas.

Les deux réactions de diffusion prédominantes en réacteur sont les diffusions élastiques et inélastiques. Les réactions à seuil de type (n,2n), (n,xn) sont également considérées comme des processus de diffusion, mais ont une fréquence d'occurrence moins élevée.

Pour les processus d'absorption, où le neutron est absorbé par le noyau cible, trois types de réactions peuvent intervenir. Premièrement, si le noyau est fissile, une réaction de fission peut être induite par l'absorption du neutron. Lors d'une réaction de fission, le noyau lourd cible se sépare en deux noyaux plus légers (appelés fragments de fission) et peuvent émettre un ou plusieurs neutrons très énergétiques. Deuxièmement, le neutron peut effectuer une capture radiative. Dans ce cas de figure, l'énergie d'excitation du noyau composé (généré par l'absorption du neutron) est intégralement éjectée sous forme de photons. Enfin, il est possible que le rayonnement secondaire suivant l'absorption du neutron par le noyau cible consiste en l'émission d'une particule chargée (proton, particule α , etc.).

Les différents types de sections efficaces partielles qui composent la section efficace totale sont rappelés sous forme de graphique par la figure 1.1.

L'inverse de la section efficace macroscopique totale représente la distance moyenne que parcourt un neutron dans un milieu donné avant d'effectuer une interaction neutron-matière quelconque. Cette grandeur est appelée le libre parcours moyen des neutrons λ et s'exprime en cm [6, 7]. Dans un REP, ce libre parcours moyen est inférieur au centimètre.

De manière générale, trois régions d'énergies de neutron incident E_n ont été iden-

tifiées pour décrire la probabilité d'une interaction neutron-matière¹ :

- la région thermique ($E < 1$ eV) ;
- la région épithermique ($1 \text{ eV} \leq E < 1 \text{ MeV}$) ;
- la région rapide ($E \geq 1 \text{ MeV}$).

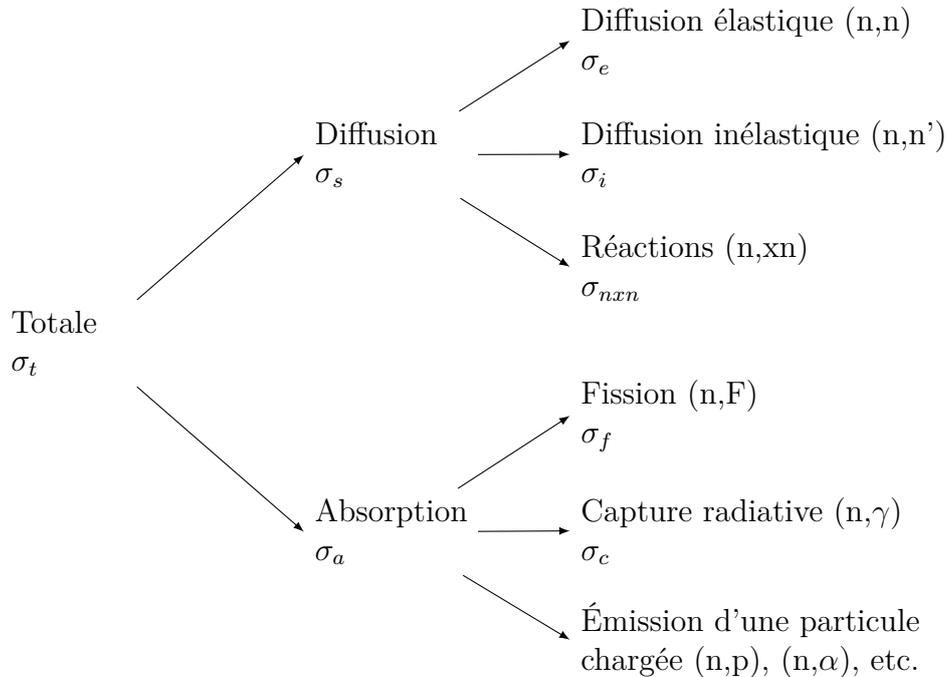


FIGURE 1.1 – Décomposition de la section efficace totale.

Dans un REP, la majorité des réactions de fission résultent de l'absorption d'un neutron thermique par un noyau lourd (i.e. possédant un numéro atomique élevé), comme l'uranium-235 (^{235}U) ou encore le plutonium-239 (^{239}Pu). De manière plus rare, certaines réactions de fission proviennent de neutrons rapides absorbés par des nucléides comme l'uranium-238 (^{238}U) qui a une section efficace de fission importante dans ce domaine d'énergie. Afin d'illustrer ces propos la figure 1.2a présente l'allure des sections efficaces de fission et de capture radiative pour l' ^{235}U . De la même manière, la figure 1.2b présente les mêmes données pour l' ^{238}U .

Sur la figure 1.2a il est intéressant de remarquer que dans le domaine thermique, la section efficace de fission de l' ^{235}U domine sur celle de capture radiative. A contrario, la figure 1.2b montre que la section efficace de fission de l' ^{238}U est négligeable dans le domaine thermique au regard de celle de capture radiative. Cependant, la section efficace de fission de l' ^{238}U augmente manière significative dans le domaine rapide et devient même supérieure à la section efficace de capture radiative pour des énergies de neutrons incident supérieures à 1 MeV. La réaction de fission du ^{238}U est donc considérée comme une réaction "à seuil" et n'a donc lieu que pour des neutrons incidents du domaine rapide.

1. Les délimitations entre les différentes régions d'énergie sont susceptibles de varier en fonction de l'application.

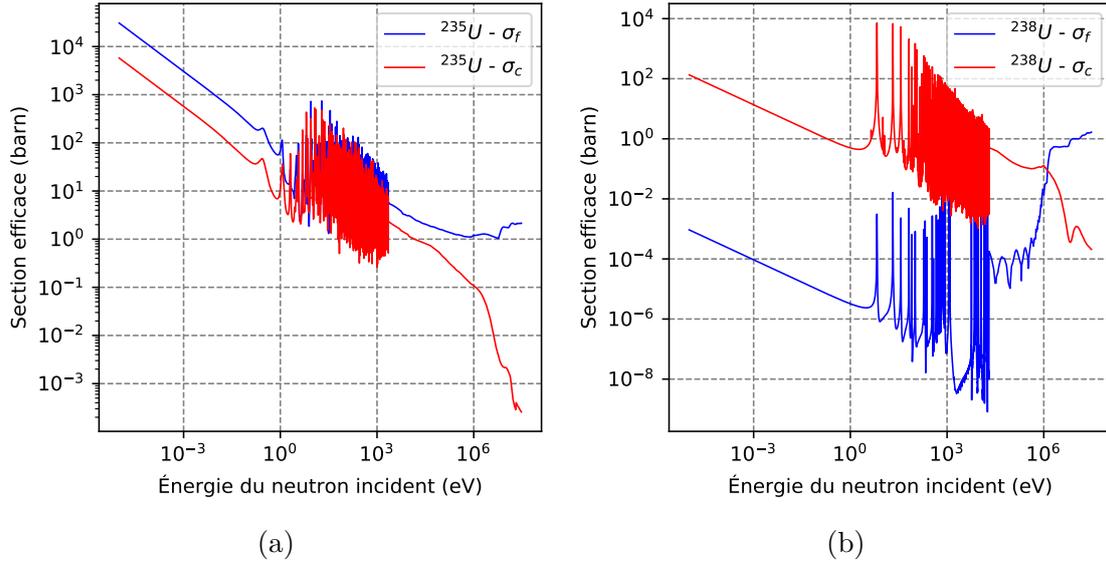


FIGURE 1.2 – Sections efficaces de fission (σ_f) et de capture radiative (σ_c) de l' ^{235}U (a) et de l' ^{238}U (b) générées à 300 K depuis la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 [8].

Enfin, les deux figures révèlent une variation extrêmement rapide des sections efficaces dans la zone épithermique. Ces fortes variations des sections efficaces, appelées résonances, sont observées lorsque l'énergie du neutron incident est proche de l'énergie d'un état excité du noyau cible, révélant ainsi la nature quantique des interactions nucléaires.

La quantité d'interactions neutroniques qui a lieu par unité de temps et de volume est appelée le taux de réaction, noté R . De manière intuitive, le taux de réaction R ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) peut être défini en multipliant la section efficace macroscopique Σ (cm^{-1}) par la quantité de neutrons qui frappent la cible par seconde ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). En considérant un faisceau de neutrons incidents sur une cible, l'intensité de collisions neutroniques sur cette dernière correspond au flux neutronique ϕ incident sur cette dernière. Dans le cas où les neutrons incidents sont mono-énergétiques (ce qui permet de s'affranchir de la dépendance énergétique E), le flux neutronique est défini selon l'équation 1.2 [6, 7].

$$\phi = n \cdot v \quad (1.2)$$

où, n est la densité de neutrons dans le faisceau incident (cm^{-3}) et v est la vitesse du faisceau de neutrons ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$). Par souci de simplicité, l'équation 1.2 considère le système comme étant en régime permanent et dans un état ponctuel, ce qui permet de négliger la dépendance temporelle t ainsi que la dépendances spatiale \vec{r} et directionnelle $\vec{\Omega}$ du flux neutronique.

En considérant cette fois toutes les énergies de neutrons, le taux de réaction par unité de volume associé à une réaction r , noté R_r , est défini selon l'équation 1.3 [6, 7].

$$R_r = \sum_i \int_E \Sigma_{r,i}(E) \phi(E) dE \quad (1.3)$$

où, pour un isotope i et une énergie de neutron E , $\Sigma_{r,i}$ est la section efficace macro-

scopique (cm^{-1}) et ϕ est le flux neutronique dépendant de l'énergie ($cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}$).

Le nombre de neutrons émis par réactions de fission, par unité de temps et de volume est appelé taux de production des neutrons par fission (noté F_n). Il peut être évalué de manière intuitive selon l'équation 1.4.

$$F_n = \sum_i \int_E R_{f,i}(E) \nu_i(E) dE \quad (1.4)$$

où, pour un isotope i et une énergie de neutron E , $R_{f,i}$ est le taux de fission par unité d'énergie de neutron ($cm^{-3}.s^{-1}.eV^{-1}$) et ν_i est le nombre de neutrons émis par fission.

Cependant, la réaction de fission est un processus complexe et l'équation 1.4 n'est qu'une vision simplifiée de la réalité puisqu'elle cache la dimension probabiliste des processus d'émission par fission. Afin de mieux comprendre la réaction de fission, la prochaine section de ce manuscrit vise à la définir avec plus de détails. Cette section sera également l'occasion d'introduire les concepts de spectres neutroniques et de spectres de fission.

1.1.2 Fission nucléaire et notions de spectres

1.1.2.1 Le processus de fission nucléaire

En réacteur, lorsqu'un neutron percute un noyau lourd, il peut être absorbé par ce noyau et son énergie cinétique se répartit entre les nucléons qui composent le noyau. L'atome devient alors instable et cette instabilité peut induire une réaction de fission. Lors d'une réaction de fission, le noyau lourd se sépare en deux noyaux plus légers (appelés fragments de fission ou produits de fission), et le noyau émet :

- un ou plusieurs neutrons de haute énergie (en moyenne entre deux et trois);
- des rayons γ ;
- des neutrinos.

À titre d'exemple, la figure 1.3 présente de manière graphique l'une des réactions de fission typique de l' ^{235}U .

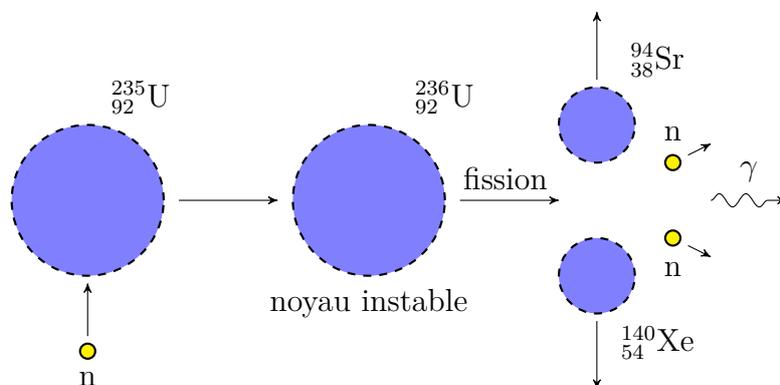


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'une réaction de fission de l'uranium-235.

La réaction de fission présentée en figure 1.3, libère une énergie considérable, de l'ordre de 200 MeV. Cette énergie se décompose en énergie cinétique, portée majoritairement par les fragments de fission et les neutrons, ainsi qu'en rayonnements β^- et γ . Les rayonnements β^- sont générés lors des décroissances des produits de fission. Les rayonnements γ peuvent, quant à eux, être prompts (i.e. émis lors du processus de fission) ou générés également par décroissances des produits de fission.

Le processus présenté en figure 1.3 correspond à l'un des fractionnement du noyau d' ^{235}U les plus probables. La variabilité des deux nucléides émis lors du processus de fission d'un noyau vient du fait que la "sélection" de ces derniers se fait de manière stochastique. En effet, les produits de fission de chaque réaction de fission sont répartis selon des distributions propres au nucléide fissile. La probabilité pour un fragment de fission de nombre de masse A d'être produit par réaction de fission s'appelle le rendement de fission. À titre d'exemple, la figure 1.4 issue de la référence [9] présente les rendements de fission associées aux fissions induites par neutrons thermiques de l' ^{235}U et du ^{239}Pu .

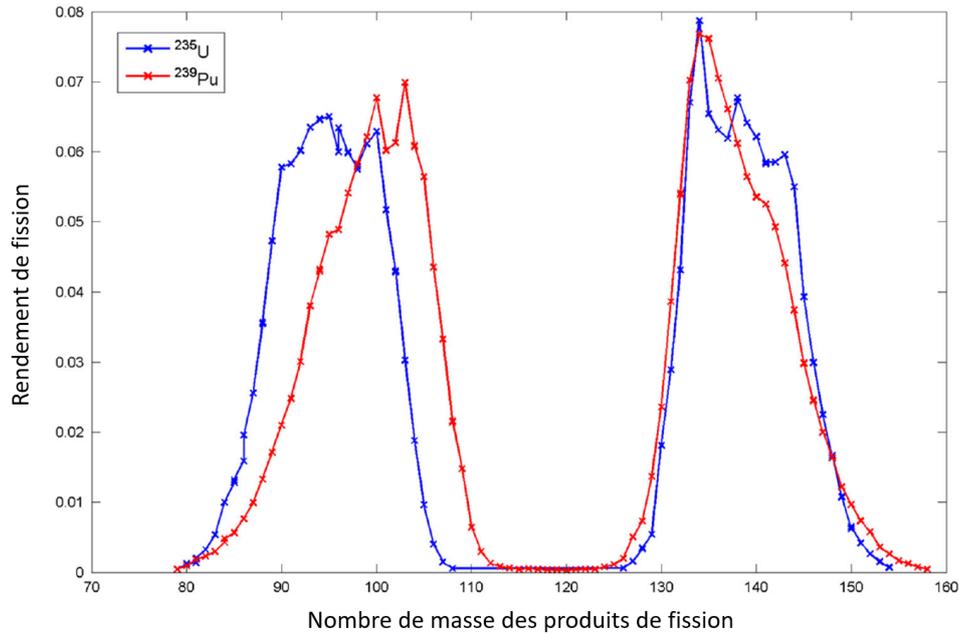


FIGURE 1.4 – Rendements de fissions induites par des neutrons thermiques pour l' ^{235}U et le ^{239}Pu . Les croix indiquent les données provenant de la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII [10]. Les lignes sont affichées pour faciliter la visualisation [9].

Les neutrons émis lors de la réaction de fission du noyau lourd sont appelés neutrons prompts. Ces neutrons représentent la majorité des émissions neutroniques par fission ($\sim 99,35\%$ pour l' ^{235}U). Cependant, une faible fraction des neutrons de fission provient des désintégrations électrofaibles des produits de fission et sont donc émis sur des échelles de temps plus longues. Ces neutrons sont appelés neutrons retardés. Les produits de fission dont les désintégrations successives peuvent mener à une émission de neutrons retardés sont appelés précurseurs.

Les neutrons retardés sont émis en moyenne à une énergie un peu plus faible (entre 0,2 et 0,6 MeV) que les neutrons prompts (de l'ordre de 2 MeV) [7]. Bien que la proportion de neutron retardés soit faible (0,7% pour la fission induite de l' ^{235}U et

0,2% pour celle du ^{239}Pu) [7], ces derniers jouent un rôle fondamental dans la cinétique des réacteurs [7, 11].

1.1.2.2 Spectres de fission

Lorsqu'un neutron (prompt ou retardé) est émis par une réaction de fission, il porte une grande quantité d'énergie cinétique. De la même manière que pour les interactions neutroniques, cette énergie cinétique est décrite de manière probabiliste. En effet, l'énergie d'émission du neutron à la suite d'une réaction de fission est régie par une distribution statistique propre au noyau fissile et à l'énergie du neutron ayant induit la fission. Cette distribution statistique s'appelle le spectre de fission et est noté χ .

Les spectres de fission peuvent être approximés de manière analytique. Pour les principaux noyaux lourds émettant des neutrons prompts par fission dans les REP (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), les approches couramment utilisées sont les spectres de Watt et de Maxwell, dont les distributions de probabilités sont respectivement données par les équations 1.5 et 1.6.

$$\chi(E) = C \exp(-E/a) \sinh(\sqrt{bE}) \quad (1.5)$$

$$\chi(E) = CE^{1/2} \exp(-E/a) \quad (1.6)$$

où E est l'énergie du neutron émis, a (MeV) et b (MeV $^{-1}$) sont des constantes propres au noyau fissile (appelées constantes de spectre de fission) et C est une constante de normalisation.

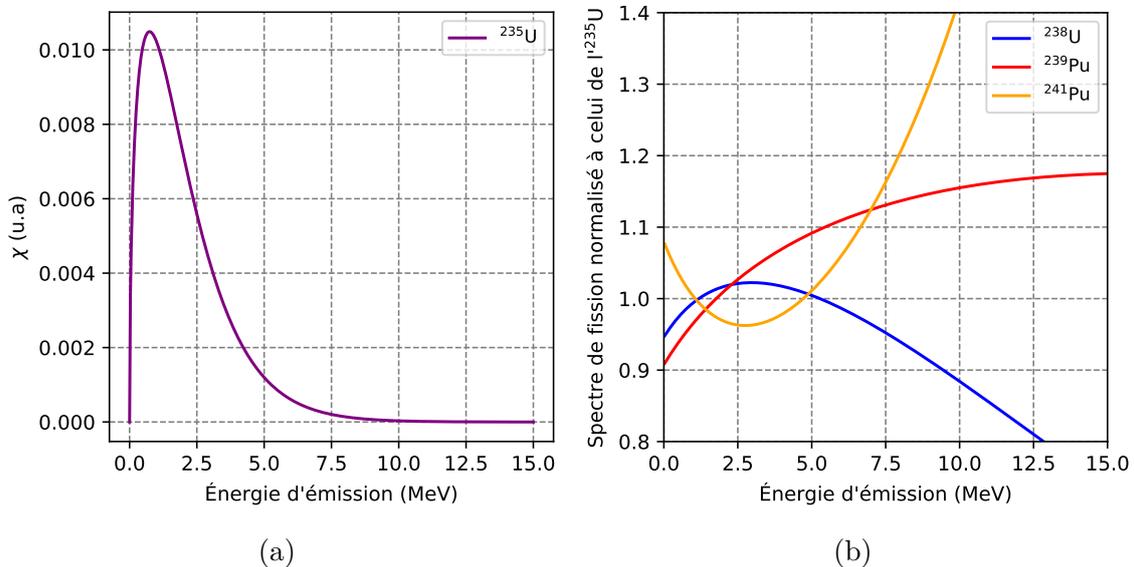


FIGURE 1.5 – Spectre de fission thermique de l'uranium-235 (neutrons émis prompts) (a) et comparaison des spectres de fission de divers nucléides avec ce dernier (b). Les spectres de fission sont ici approximés par des spectres de Watt ou de Maxwell en utilisant les valeurs des constantes a et b indiquées dans la table 2.4 (cf. section 2.4.2.1).

À titre d'exemple, la figure 1.5a présente le spectre de fission de l' ^{235}U approximé par un spectre de Watt. Sur cette figure, il est possible de remarquer que les neutrons

prompts émis par fission de ^{235}U sont émis en moyenne avec une énergie de l'ordre de 2 MeV et que la probabilité d'émission de neutrons avec une énergie supérieure à 10 MeV est négligeable.

Comme expliqué précédemment, les spectres de fission sont fonction du noyau fissile (et de l'énergie incidente du neutron qui induit la fission). Par exemple, les neutrons émis par le ^{239}Pu sont globalement plus énergétiques que ceux émis par l' ^{235}U , comme le montre la figure 1.5b. Ainsi, le spectre de fission du ^{239}Pu est qualifié de plus "dur" que celui de l' ^{235}U .

1.1.2.3 Spectres neutroniques

Le spectre d'énergie des neutrons est une grandeur qui représente la distribution du flux neutronique en fonction de l'énergie des neutrons. De la même manière que pour les sections efficaces, il est généralement découpé en trois régions d'énergies : thermique, épithermique et rapide (cf. section 1.1.1).

Afin d'illustrer la notion de spectre d'énergie des neutrons, la figure 1.6, issue de la référence [12] présente les spectres neutroniques classiques des réacteurs thermiques de type REP et ceux des réacteurs à neutrons rapides (RNR).

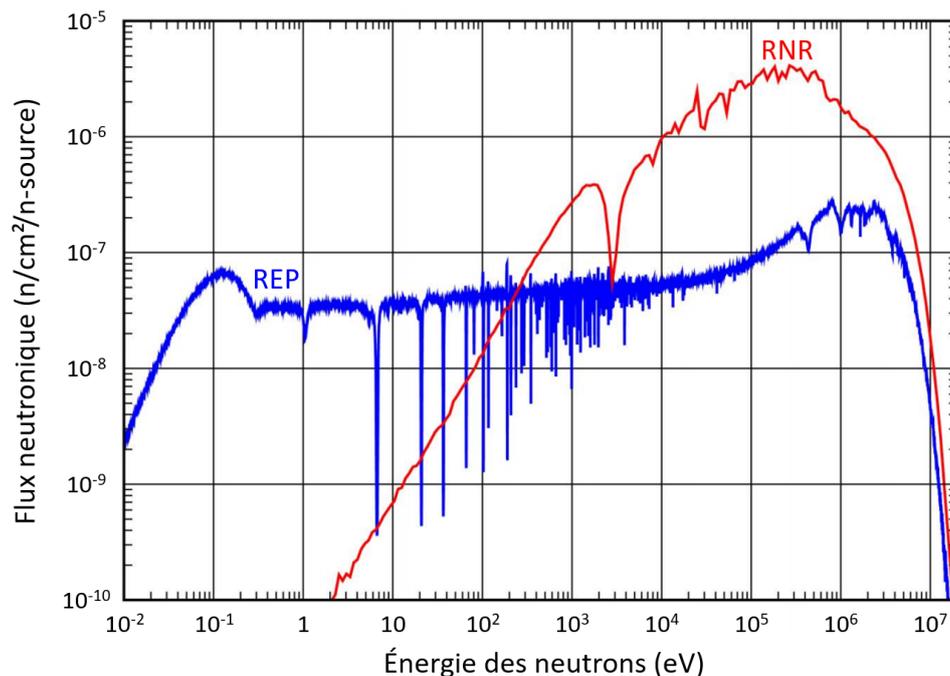


FIGURE 1.6 – Comparaison entre le spectre neutronique des REP et celui des RNR [12].

Au sein des REP, les neutrons sont émis à une énergie élevée (de l'ordre de 2 MeV, cf. figure 1.5a) et sont ralentis par diffusions élastiques sur les atomes d'hydrogène de l'eau qui sert à refroidir le combustible. *De facto*, le caloporteur des REP joue également le rôle de modérateur neutronique. L'eau est un modérateur particulièrement approprié puisque les atomes d'hydrogène qui la composent ont une masse proche de celle du neutron. À chaque collision neutron-hydrogène, le neutron perd une part de son énergie cinétique, jusqu'à arriver dans la région thermique, où sa probabilité d'induire une réaction de fission des noyaux fissiles qui composent le combustible (^{235}U , ^{239}Pu , etc.)

est plus élevée. Ainsi, le spectre neutronique des REP a une allure générale toujours similaire :

- une "bosse" dans la région rapide reflétant le spectre de fission (cf. section 1.1.2.2), mais légèrement dégradé à cause des diffusions ;
- une décroissance dans le domaine épithermique qui reflète les pertes par captures résonantes, notamment par l' ^{238}U (cf. figure 1.2b de la section 1.1.1) ;
- une seconde "bosse" dans la région thermique qui reflète la distribution de Maxwell de l'agitation thermique (mais légèrement décalée vers les hautes énergies), vers laquelle la distribution énergétique des neutrons tend à la suite des collisions élastiques sur les atomes d'hydrogène du modérateur.

A contrario, dans le cas de RNR, le ralentissement des neutrons est aussi faible que possible de sorte à maximiser la probabilité que ces derniers engendrent des fissions dans le domaine rapide, au-dessus du domaine énergétique des grandes résonances de capture. En effet, la figure 1.6 montre que le spectre neutronique des réacteurs à neutrons rapides est bien plus "dur" (c'est à dire bien plus décalé vers les hautes énergies) que le spectre neutronique des REP. En effet, les neutrons thermiques sont inexistantes et la "bosse" rapide est bien plus prononcée que pour les REP. Le caloporteur le plus fréquemment utilisé dans les RNR est le sodium. Cependant, le plomb ou encore les sels fondus² sont également mentionnés dans la littérature concernant les RNR [13, 14, 15, 16]. L'atome de sodium étant plus lourd que l'atome d'hydrogène, les collisions neutron-sodium font perdre moins d'énergie aux neutrons que les collisions neutron-hydrogène dans les REP.

1.1.3 Réaction en chaîne

Comme expliqué dans la section 1.1.2.1, lors de la fission d'un noyau lourd, un ou plusieurs neutrons sont émis. Avec une conception appropriée des matériaux fissiles, modérateurs et absorbants, les neutrons de fission peuvent induire d'autres fissions qui elles mêmes vont libérer d'autres neutrons, induisant d'autres fissions et ainsi de suite... Cette séquence d'évènements est appelée "réaction en chaîne" et constitue le principe de base du fonctionnement des réacteurs nucléaires à fission. Une représentation schématique d'un tel processus est proposée par la figure 1.7. Dans cette figure "P.F" indique un produit de fission, "fis." une fission et "capt. rad." une capture radiative.

Pour caractériser la réaction en chaîne et donc faire le bilan de la population neutronique présente dans le réacteur à un instant donné, le neutronicien utilise le coefficient de multiplication effectif des neutrons k_{eff} . Ce coefficient peut s'exprimer selon l'équation 1.7 et correspond à la moyenne sur les générations du rapport entre le nombre de neutrons produits à la génération $g + 1$ et les neutrons produits à la génération g .

$$k_{eff} = \left\langle \frac{N_{g+1}}{N_g} \right\rangle_g = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption} + \text{Fuite}} \quad (1.7)$$

où, pour une génération de neutrons g , N_g correspond à la quantité de neutrons produits.

2. Les réacteurs à sels fondus utilisent un combustible liquide circulant sous forme de fluorures ou de chlorures fondus.

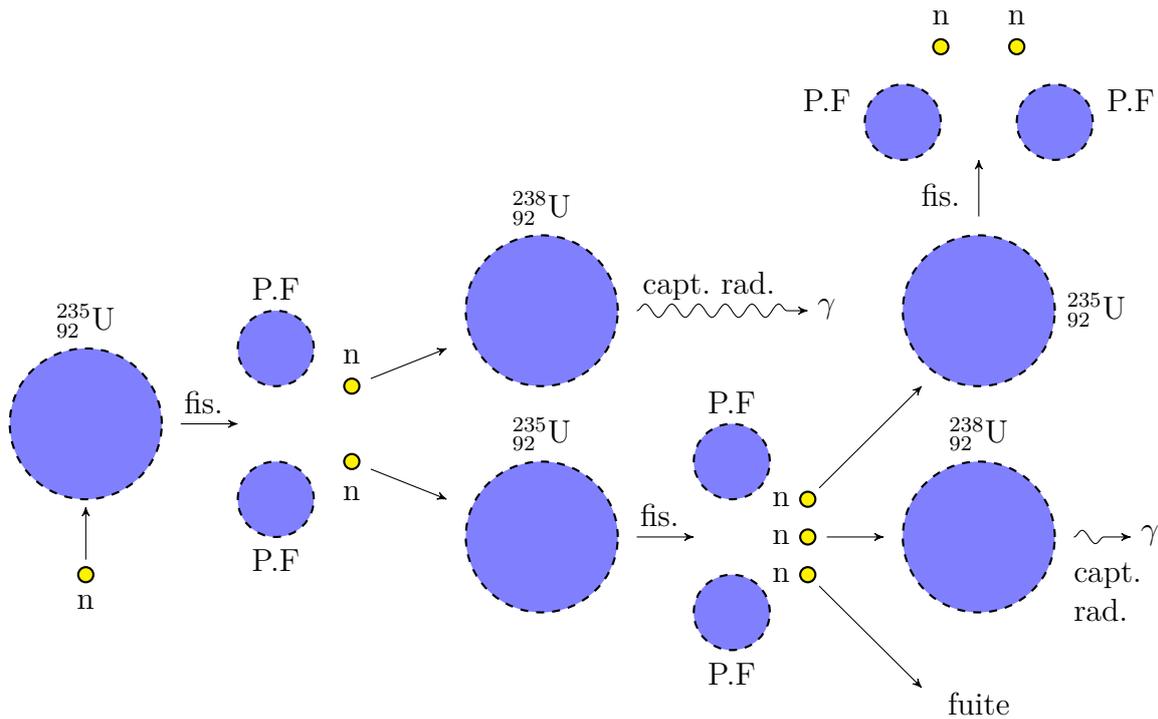


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une réaction en chaîne

En absence de toute source externe, le coefficient de multiplication effectif permet de quantifier la dynamique du système :

- $k_{eff} = 1$ indique un système critique. La réaction en chaîne est stable, i.e. il y a un équilibre parfait entre la production et la perte de neutrons ;
- $k_{eff} < 1$ indique un système sous-critique. Les pertes de neutrons dépassent la génération par fission et la réaction en chaîne n'est pas maintenue ;
- $k_{eff} > 1$ indique un système sur-critique. La réaction en chaîne s'amplifie et il y a ainsi croissance de la population neutronique.

La réactivité ρ d'un système est quantifiée à partir du coefficient multiplicatif effectif k_{eff} et correspond à l'écart relatif à la criticité ($k_{eff} = 1$), comme le montre l'équation 1.8. La réactivité s'exprime en "pour-cent-mille" (1 pcm = $1 \cdot 10^{-5}$). Elle est égale à zéro pour un réacteur critique, inférieure à zéro pour un réacteur sous-critique et supérieure à zéro pour un réacteur sur-critique.

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (1.8)$$

où k_{eff} est le coefficient de multiplication effectif des neutrons dans le système considéré.

Pour permettre aux réacteurs de fonctionner pendant une longue période de temps (les périodes d'opération entre deux rechargements du combustible sont de l'ordre de 18 mois dans les REP français³), une quantité initiale de combustible plus importante que

3. <https://www.edf.fr/groupe-edf/espaces-dedies/l-energie-de-a-a-z/tout-sur-l-energie/produire-de-l-electricite/le-cycle-de-vie-d-une-centrale-nucleaire>

celle nécessaire pour obtenir la criticité, est chargée dans le réacteur. Cette quantité excédentaire de combustible induit un excès de réactivité en début de cycle qui est compensé par l'ajout d'un poison neutronique soluble dans le modérateur (comme le bore, sous forme d'acide borique) ainsi que par l'insertion de barres absorbantes. Au fur et à mesure de la diminution de la quantité de matière fissile contenue dans le cœur, la concentration de poison neutronique dans le modérateur ainsi que les positions des barres sont ajustées afin de garder un système critique (cf. section 1.4.4.2).

1.2 Distributions des neutrons dans un système donné

1.2.1 Équation du transport des neutrons de Boltzmann

L'équation du transport des neutrons, dite équation de Boltzmann, décrit la distribution des neutrons dans l'espace, l'énergie et le temps. Il existe plusieurs formes de cette équation, impliquant des méthodes de résolution différentes.

- la forme intégral-différentielle qui fait le bilan entre la disparition et l'apparition des neutrons dans un élément de volume ;
- la forme intégrale où le transport est considéré à l'échelle de neutrons individuels au lieu de traiter la population neutronique dans son ensemble, décrite par le flux neutronique.

1.2.1.1 Équation intégral-différentielle de Boltzmann

Forme générale

L'équation intégral-différentielle de Boltzmann effectuée, pour un intervalle élémentaire de temps dt autour d'un instant t , le bilan neutronique dans un volume élémentaire $D \equiv d\vec{r}.dE.d\vec{\Omega}$, où \vec{r} , E et $\vec{\Omega}$ représentent respectivement l'espace, l'énergie et la direction du mouvement ($\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}$, où v est la vitesse du neutron).

L'établissement de l'équation intégral-différentielle de Boltzmann, dans le cadre de la neutronique, nécessite de poser certaines hypothèses⁴ afin de modéliser plus simplement les interactions entre les neutrons et les noyaux [11, 17] :

- le nombre de neutrons dans le système est suffisamment important pour pouvoir définir une densité de neutrons ;
- entre deux collisions, les neutrons se déplacent en ligne droite et avec une énergie constante ;
- les interactions entre neutrons sont considérées comme négligeables vis à vis des interactions neutrons-matière ;
- la probabilité qu'un neutron devienne un proton par décroissance β^- est négligée ;
- les effets relativistes sont également négligés.

4. Les hypothèses posées ici peuvent être considérées comme vérifiées dans le cadre d'un réacteur à eau sous pression.

Le flux en phase (ou flux angulaire) $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ est la grandeur moyenne qui satisfait l'équation du transport des neutrons, permettant ainsi de décrire la population neutronique par unité de volume et à un instant donné. Ce dernier est à différencier du flux scalaire $\phi(\vec{r}, E, t)$ qui est obtenu par intégration du flux angulaire sur toutes les directions.

Ainsi, l'équation intégró-différentielle de Boltzmann permet de définir la variation temporelle du flux en phase $\frac{1}{v} \frac{\partial \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} d\vec{r}.dE.d\vec{\Omega}$ comme la somme algébrique de six termes :

- la disparition des neutrons par fuite au travers des surfaces délimitant le domaine D ;
- la disparition par absorption et diffusion dans le domaine D ;
- l'arrivée de neutrons dans le domaine D à la suite des diffusions ;
- la source de neutrons prompts émis de manière isotrope par fissions spontanées ou après absorption d'un neutron (fissions induites) ;
- la source de neutrons retardés (à la suite de fissions spontanées ou induites) ;
- la source de neutrons externes (également appelée source autonome).

Afin de faciliter la lecture de l'équation, il semble pertinent de poser ici deux hypothèses supplémentaires, qui peuvent être considérées comme réalistes dans le cas d'un REP en fonctionnement :

- les fissions spontanées sont considérées comme négligeables au regard des fissions induites ;
- les sources de neutrons externes sont négligées.

En considérant toutes les hypothèses posées jusque ici, l'équation intégró-différentielle de Boltzmann s'exprime selon l'équation 1.9.

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v} \frac{\partial \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = & \overbrace{-\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{disparition par fuites}} - \overbrace{\sum_i N_i(\vec{r}, t) \sigma_{t,i}(E) \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{disparition par diffusions et absorptions}} \\
 & + \overbrace{\frac{1}{4\pi} \sum_i N_i(\vec{r}, t) \int_0^\infty \nu_{p,i}(E') \sigma_{f,i}(E') \chi_{p,i}(E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E', t) dE'}^{\text{source de neutrons prompts émis par fission induite}} \\
 & + \overbrace{\sum_i N_i(\vec{r}, t) \int_{4\pi} \int_0^\infty \sigma_{s,i}(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega'}^{\text{arrivée de neutrons à la suite des diffusions}} \\
 & + \overbrace{\frac{1}{4\pi} \sum_i \lambda_{d,i} N_i(\vec{r}, t) \chi_{d,i}(E)}^{\text{source de neutrons retardés}}
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

où, pour un nucléide i , des neutrons prompts p et des neutrons retardés d :

- N est la densité atomique (nombre de nucléides par unité de volume) ;
- ν est le nombre moyen de neutrons émis par fission ;
- χ est le spectre en énergie des neutrons émis de manière isotrope ;
- λ est la constante de décroissance radioactive, correspondant pour les émissions de neutrons retardés à la voie (β^-, n) .

En négligeant les sources de neutrons retardés, l'équation 1.9 peut s'écrire sous une forme plus compacte, comme le montre l'équation 1.10.

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = -\mathbf{L}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \mathbf{H}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \mathbf{F}\phi(\vec{r}, E, t) \quad (1.10)$$

avec les opérateurs de Boltzmann \mathbf{L} et \mathbf{H} définis respectivement par les équations 1.11 et 1.12 ainsi que la source de neutrons prompts de fission $\mathbf{F}\phi(\vec{r}, E, t)$ définie par l'équation 1.13. L'opérateur \mathbf{L} représente les disparitions de neutrons du domaine D et l'opérateur \mathbf{H} représente les arrivées de neutrons dans le domaine D par diffusion.

$$\mathbf{L}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \sum_i N_i(\vec{r}, t) \sigma_{t,i}(E) \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \\ \sum_i N_i(\vec{r}, t) \int_{4\pi} \int_0^\infty \sigma_{s,i}(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}\phi(\vec{r}, E, t) = \\ \frac{1}{4\pi} \sum_i N_i(\vec{r}, t) \int_0^\infty \nu_{p,i}(E') \sigma_{f,i}(E') \chi_{p,i}(E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E', t) dE' \end{aligned} \quad (1.13)$$

L'équation intégral-différentielle est la forme de l'équation de Boltzmann utilisée dans les méthodes déterministes de résolution du transport du neutron [18].

Forme stationnaire

Dans la majorité des problèmes de neutronique (calculs de conception, calculs d'évolution du réacteur au cours du cycle, etc.) une solution stationnaire de l'équation du transport est recherchée et les variations temporelles sont modélisées par une succession d'états stationnaires. En partant de ce constat, il est possible de supprimer la variable temps de l'équation 1.10 afin de définir la forme stationnaire de l'équation intégral-différentielle de Boltzmann (cf. équation 1.14).

$$\mathbf{L}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{H}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \mathbf{F}\phi(\vec{r}, E) \quad (1.14)$$

Cependant, il existe différentes variantes de l'équation 1.14 qui visent chacune à répondre à un type de problème spécifique.

Comme expliqué précédemment, un réacteur nucléaire est avant tout un système effectuant des réactions en chaîne pour multiplier les neutrons (cf. section 1.1.3). L'évolution temporelle de la quantité de neutrons présents dans le système dépend de l'équilibre neutronique, c'est-à-dire du rapport entre les productions et les pertes. Comme expliqué précédemment, il est possible d'utiliser le coefficient de multiplication effectif des neutrons k_{eff} (cf. équation 1.7) pour caractériser l'évolution de la population neutronique. Il est alors possible, d'ajuster artificiellement le terme de neutrons source de fission dans l'équation 1.14 afin de transformer cette dernière en une équation aux valeurs propres. Ainsi, l'équation du transport en régime stationnaire pour les calculs critiques est définie selon l'équation 1.15 [19].

$$\mathbf{L}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{H}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \frac{1}{k_{eff}}\mathbf{F}\phi(\vec{r}, E) \quad (1.15)$$

Enfin, dans les cas où les détecteurs sont éloignés des sites de fission (exemple : l'évaluation du vieillissement des cuves des réacteurs nucléaires), il peut être nécessaire de découpler le problème de la localisation des sites de fission et celui de la réponse des détecteurs. Pour ce faire, une approche commune est d'effectuer des calculs stationnaires à source fixe. Ces derniers consistent à imposer une source de neutrons connue Q qui résulte d'un calcul critique précédent et à déterminer la distribution de neutrons résultante dans le réacteur en résolvant l'équation de Boltzmann stationnaire. Ainsi, l'équation du transport stationnaire à source fixe est définie selon l'équation 1.16 [19].

$$\mathbf{L}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{H}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (1.16)$$

Les formes stationnaires de l'équation intégral-différentielle de Boltzmann sont celles résolues par les méthodes déterminites comme la méthode des caractéristiques (MOC = Method Of Characteristics) [18], la méthode des harmoniques sphériques (méthode P_n) [18], la méthode des ordonnées discrètes (méthode S_n) [18], etc.

1.2.1.2 Équation intégrale de Boltzmann en régime stationnaire

Il est possible d'écrire l'équation de Boltzmann stationnaire de sorte à ce que toutes les variables de l'espace des phases apparaissent dans des opérateurs intégraux [11].

La figure 1.8 montre que le flux angulaire en un point donné de l'espace des phases $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est la résultante de deux termes :

- le premier terme vient des neutrons émis au point $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$ avec une énergie égale à E et dans la direction $\vec{\Omega}$, notés $S(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$ sur la figure 1.8. La probabilité que le parcours de ces neutrons jusqu'au point \vec{r} se fasse sans collision est égale à $\exp(-\tau(s))$, où $\tau(s) = \int_0^s \Sigma_t(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, E) ds'$ est le parcours optique. Ainsi, une intégration sur toutes les distances s permet d'obtenir la première contribution au flux en phase $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\int_0^\infty ds \exp(-\tau(s)) S(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$$

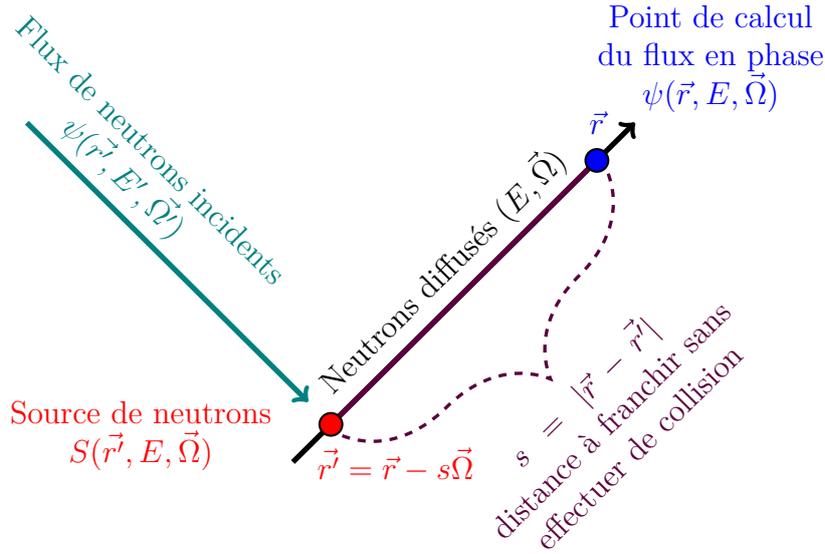


FIGURE 1.8 – Établissement de l'équation intégrale de Boltzmann en régime stationnaire. Le flux angulaire résulte des neutrons provenant de la source et des diffusions.

- le second terme vient des neutrons d'énergie E' et de direction $\vec{\Omega}'$ qui subissent une diffusion en \vec{r}' leur donnant une énergie E et une direction $\vec{\Omega}$. En appliquant le même raisonnement qu'au point précédent, il est possible d'évaluer le second terme qui contribue au flux en phase $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\int_0^\infty ds \exp(-\tau(s)) \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$$

Le flux en phase est défini comme la somme des deux contributions explicitées précédemment. Ainsi, il est possible d'établir l'équation intégrale de Boltzmann en régime stationnaire, qui s'écrit selon l'équation 1.17.

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \int_0^\infty ds \exp(-\tau(s)) S(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \\ &+ \int_0^\infty ds \exp(-\tau(s)) \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \end{aligned} \quad (1.17)$$

Cette forme de l'équation de Boltzmann est résolue par deux types de traitements du transport des neutrons : la méthode déterministe des probabilités de première collision (P_{ij}) [18] et la méthode probabiliste dite Monte-Carlo [20].

1.2.2 Théorie multigroupe

Jusqu'à ce point du manuscrit, l'énergie des neutrons E a été considérée comme une grandeur continue. Cependant, la majorité des méthodes déterministes de résolution de l'équation de Boltzmann se placent dans le cadre de l'approximation multigroupe [7, 18], de sorte à faciliter le traitement numérique du transport.

Dans le cadre de l'approche multigroupe, le domaine en énergie des neutrons est discrétisé en un certain nombre d'intervalles (appelés groupes d'énergie). L'ensemble de ces groupes forme donc un maillage énergétique sur lequel sera résolue l'équation du transport. Les neutrons au sein d'un même groupe d'énergie sont considérés comme mono-cinétiques et seule une répartition moyenne des neutrons à l'intérieur de chaque groupe est évaluée. Le nombre de groupes d'énergie considérés dépend quand à lui de la précision désirée des simulations ainsi que du domaine d'énergie étudié. Ainsi, pour un groupe d'énergie de neutrons g , l'équation du transport stationnaire à source fixe (cf. équation 1.16) peut se réécrire comme :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \sum_i N_i(\vec{r}) \sigma_{t,i}^g \psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_i N_i(\vec{r}) \sum_{g'} \int_{4\pi} \sigma_{s,i}(g' \rightarrow g, \Omega' \rightarrow \Omega) \psi^{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\Omega' + Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (1.18)$$

Le flux neutronique en phase $\psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ d'un groupe d'énergie g est donc la variable qui satisfait l'équation de Boltzmann dans sa forme multigroupe. Il est défini comme l'intégrale sur le groupe g du flux en phase ponctuel $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, comme le montre l'équation 1.19.

$$\psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_g \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE = \int_{E_{g-1}}^{E_g} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE \quad (1.19)$$

où E_g est l'énergie maximale de neutrons dans le groupe d'énergie g .

Les sections efficaces multigroupes σ^g sont, quant à elles, définies selon le principe de conservation du taux de réaction $\sigma^g \phi^g$, c'est-à-dire qu'elles sont définies comme les moyennes sur chaque groupe d'énergie g des sections efficaces ponctuelles pondérées par le flux scalaire ponctuel $\phi(\vec{r}, E)$:

$$\sigma^g(\vec{r}) = \frac{\int_g \sigma(\vec{r}) \phi(\vec{r}, E) dE}{\phi^g(\vec{r})} \quad (1.20)$$

Avec le formalisme de l'équation 1.20, l'équation multigroupe d'un groupe d'énergie g correspondrait tout simplement à l'intégrale sur ce groupe de la forme ponctuelle de l'équation de Boltzmann. Cependant, ce formalisme soulève certaines difficultés pratiques :

- les sections efficaces multigroupes constituent une donnée d'entrée pour les codes de neutroniques afin de résoudre l'équation de Boltzmann. Cependant, le formalisme de l'équation 1.20 impose de connaître le flux ponctuel pour calculer les sections efficaces. Or, pour connaître le flux ponctuel, il est nécessaire d'avoir d'ores et déjà résolu l'équation de Boltzmann. . . ;
- les sections efficaces multigroupes seraient intrinsèques à la géométrie du problème à résoudre (dans la mesure où elles dépendraient de \vec{r} , et ce même dans un milieu homogène).

La solution de ces problèmes consiste donc à remplacer le flux ponctuel par un flux de pondération $\phi^g(E)$, comme le montre l'équation 1.21. Le flux de pondération est indépendant de l'espace et est choisi *a priori* pour ressembler au flux scalaire ponctuel.

$$\sigma^g = \frac{\int_g \sigma(\vec{r}) \phi^g(E) dE}{\int_g \phi^g(E) dE} \quad (1.21)$$

En utilisant l'équation 1.21, les sections efficaces multigroupes sont indépendantes de l'espace et peuvent être calculées une fois pour toutes, en amont du calcul de transport (lors de la génération des bibliothèques multigroupes). Dans ce formalisme, les sections efficaces multigroupes sont dites "à dilution infinie".

L'approximation multigroupe peut être considérée comme raisonnable pour les noyaux non résonnants pour lesquels les sections efficaces varient doucement avec l'énergie des neutrons. Pour les noyaux résonnants, dans leur domaine des résonances, l'approximation multigroupe telle que posée par l'équation 1.21 devient inacceptable si le maillage énergétique est trop grossier. En effet, l'existence de résonances implique une dépréciation du flux à l'approche de ces dernières, ce qui conduit à une faible évolution des taux de réaction. Cette compensation dans le calcul des taux de réaction (cf. équation 1.3) entre augmentation de section efficace macroscopique et diminution du flux neutronique est communément appelé le phénomène "d'autoprotection" des résonances. Une illustration du phénomène d'autoprotection des résonances est proposée par la figure 1.9 issue de la référence [11].

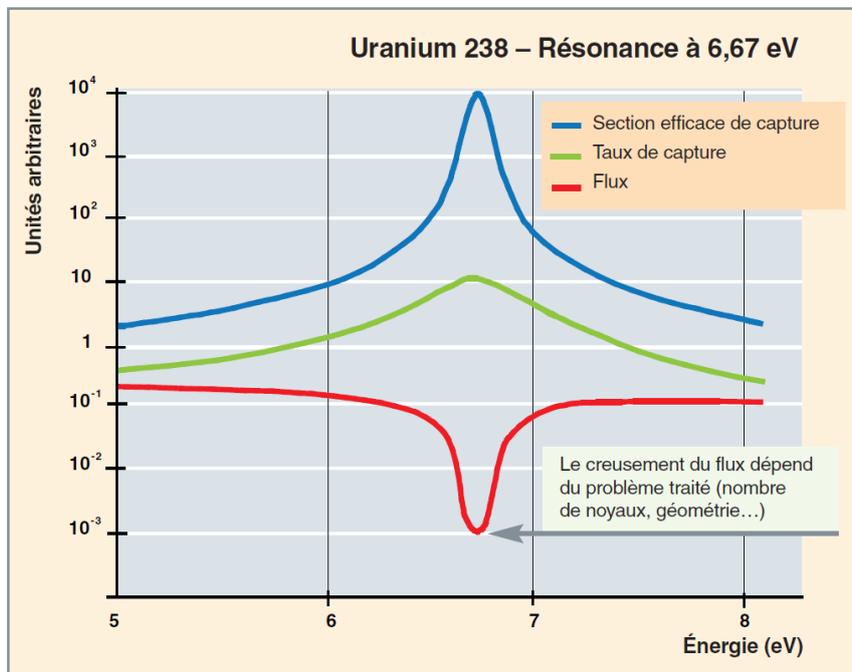


FIGURE 1.9 – Le phénomène d'autoprotection pour la résonance à 6,67 eV de l'uranium-238 [11].

Ainsi, une bibliothèque de sections efficaces multigroupes avec un maillage énergétique trop grossier serait parfaitement incapable de prendre en compte le phénomène

d'autoprotection. Une solution évidente à ce problème consisterait à augmenter significativement le nombre de groupes d'énergie employés dans le calcul de transport. Cependant, cette solution ne peut pas être satisfaisante dans la mesure où le temps de calcul est proportionnel au nombre de groupes d'énergie considérés. Ainsi, des méthodes ont été développées afin de calculer des sections efficaces multigroupes dites autoprotégées, qui prennent en compte le phénomène physique d'autoprotection [21, 22, 23, 24]. L'objet de ce manuscrit de thèse n'étant pas de faire une revue détaillée de ces méthodes, ces dernières ne seront pas abordées plus en détails.

1.2.3 Équation de la diffusion

La résolution de l'équation de Boltzmann nécessite une grande quantité de ressources informatiques. En effet, la consommation de mémoire vive des méthodes déterministes est telle, qu'il est aujourd'hui difficile de réaliser une résolution stationnaire de l'équation de Boltzmann à l'échelle d'un réacteur, tout en considérant les trois dimensions de l'espace. Une telle résolution de l'équation de Boltzmann est aujourd'hui majoritairement effectuée par le biais de méthodes Monte-Carlo, qui sont moins gourmandes en mémoire vive. Cependant, les temps de calculs des méthodes Monte-Carlo sont relativement élevés. Pour palier à ce problème, il est usuel d'utiliser une forme simplifiée de l'équation de Boltzmann, appelée l'équation de la diffusion.

Avant d'établir l'équation de la diffusion, il est nécessaire d'introduire la notion de courant neutronique.

Notion de courant neutronique

Le courant neutronique J est la grandeur qui permet de quantifier le nombre de neutrons traversant un élément de surface, rapporté à l'unité de surface et l'unité de temps [7].

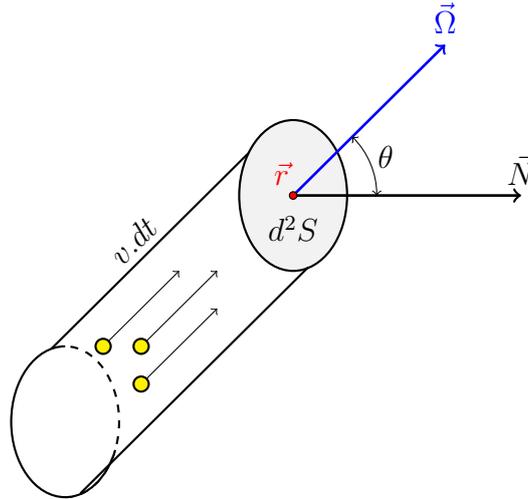


FIGURE 1.10 – Définition du courant neutronique

Soit un élément de surface d^2S placé perpendiculairement à vecteur unitaire normal \vec{N} au point \vec{r} de l'espace. Les neutrons de vitesse v traversant d^2S selon une direction $\vec{\Omega}$ (formant un angle θ avec la normale) dans un intervalle de temps allant de t à $t + dt$

se situent alors dans un cylindre élémentaire sur le contour de l'élément de surface, de génératrices parallèles à $\vec{\Omega}$ et de longueur $v \cdot dt$ (cf. figure 1.10). Cette quantité de neutrons d^3n se calcule selon l'équation 1.22 [18].

$$d^3n = n(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) [d^2S(v \cdot dt) \vec{\Omega} \cdot \vec{N}] \quad (1.22)$$

En se rappelant la définition du courant neutronique posée il y a quelques paragraphes, il est possible d'identifier le vecteur courant angulaire $\vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t)$ au sein de l'équation 1.22, comme le montre l'équation 1.23.

$$\frac{d^3n}{d^2S dt} = n(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) v \vec{\Omega} \cdot \vec{N} = \vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) \cdot \vec{N} \quad (1.23)$$

Ainsi, le vecteur courant angulaire est défini comme :

$$\vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = n(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) v \vec{\Omega} = \vec{\Omega} \psi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) \quad (1.24)$$

Enfin, le vecteur courant scalaire $\vec{J}(\vec{r}, v, t)$ est obtenu par intégration du vecteur courant angulaire sur toutes les directions de neutrons $\vec{\Omega}$, comme le montre l'équation 1.25.

$$\vec{J}(\vec{r}, v, t) = \int_{4\pi} \vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) d\vec{\Omega} \quad (1.25)$$

qui peut se décomposer comme :

$$\vec{J}(\vec{r}, v, t) = \underbrace{\int_{\cos(\theta) > 0} \vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) d\vec{\Omega}}_{\text{neutrons traversant } d^2S \text{ dans le sens de la normale } \vec{N}} - \underbrace{\int_{\cos(\theta) < 0} \vec{J}(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) d\vec{\Omega}}_{\text{neutrons traversant } d^2S \text{ dans le sens inverse à la normale } \vec{N}} \quad (1.26)$$

Équation de continuité

Afin d'établir l'équation de la diffusion, la première étape consiste à effectuer un bilan neutronique dans un domaine quelconque de l'espace. Afin d'effectuer ce bilan neutronique dans le cadre de l'équation de la diffusion, il est d'usage de poser deux hypothèses :

- les neutrons sont étudiés ici dans le cadre de l'approximation multigroupe (cf. section 1.2.2). Ainsi, les neutrons d'un même groupe d'énergie sont considérés comme étant mono-cinétiques (E n'est donc plus une variable) ;
- les densités de neutrons sont considérées comme des grandeurs scalaires intégrées sur $\vec{\Omega}$.

Ainsi, la variation de la population neutronique $\frac{1}{v} \frac{\partial \phi^g(\vec{r}, t)}{\partial t}$ dans un domaine quelconque de l'espace résulte de trois phénomènes :

- les sources qui font croître la population neutronique ;
- les absorptions qui font décroître la population neutronique ;
- les entrées/sorties de neutrons dans le domaine considéré.

Ces considérations sont reprises par l'équation de continuité suivante :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi^g(\vec{r}, t)}{\partial t} = \overbrace{Q^g(\vec{r}, t)}^{\text{source}} - \overbrace{\Sigma_a^g(\vec{r}) \phi^g(\vec{r}, t)}^{\text{absorptions}} - \overbrace{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}^g(\vec{r}, t)}^{\text{entrées/sorties}} \quad (1.27)$$

Afin de résoudre l'équation 1.27, un lien doit donc être établi entre le vecteur courant neutronique $\vec{J}^g(\vec{r})$ et le flux neutronique $\phi^g(\vec{r})$.

Évaluation du vecteur courant : loi de Fick

La loi de Fick est empruntée à la chimie et traduit le fait que les mouvements de matière au sein d'une solution ont tendance à s'effectuer des régions plus concentrées vers les régions moins concentrées. Par exemple, une goutte de colorant versée dans un verre d'eau finira toujours par s'uniformiser dans la solution, même sans agiter le liquide. Par analogie, la loi de Fick établit un lien entre le courant neutronique et le gradient du flux neutronique, qui traduit le fait que les neutrons ont tendance à migrer des régions où ils sont nombreux vers celles où ils le sont moins (cf. équation 1.28 [7, 18]).

$$\vec{J}^g(\vec{r}, t) \simeq -D^g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi^g(\vec{r}, t) = -\frac{1}{3\Sigma_t^g(\vec{r})} \vec{\nabla} \phi^g(\vec{r}, t) \quad (1.28)$$

où D^g est le coefficient de diffusion du groupe d'énergie g .

La validité de l'équation 1.28 repose sur les hypothèses suivantes :

- les diffusions sont isotropes dans le système de coordonnées du laboratoire (en réalité les diffusions sont plus souvent isotropes dans le référentiel du centre de masse) ;
- le milieu est homogène (i.e. Σ_t^g est une constante) au voisinage de dS. En d'autres termes, les dimensions du milieu sont grandes devant le libre parcours moyen des neutrons ;
- les variations du flux neutronique en fonction de l'espace ne sont pas trop rapides.

Dans le cadre des calculs à l'échelle d'un REP, la validité de la loi de Fick peut être compromise dans les zones présentant des fortes discontinuités de flux comme à l'interface entre deux assemblages ayant une teneur en plutonium très différente ou encore en bordure de cœur, à l'interface avec le réflecteur neutronique.

Établissement de l'équation de la diffusion

Ainsi, l'établissement de l'équation de la diffusion s'effectue en injectant la loi de Fick (cf. équation 1.28) dans l'équation de continuité (cf. équation 1.27), comme le montre l'équation 1.29.

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi^g(\vec{r}, t)}{\partial t} = Q^g(\vec{r}, t) - \Sigma_a^g(\vec{r}) \phi^g(\vec{r}, t) + \vec{\nabla} \cdot [D^g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi^g(\vec{r}, t)] \quad (1.29)$$

En pratique, le milieu dans lequel est décrit cette équation est considéré comme homogène, ce qui induit que Σ_a^g et D^g peuvent être considérés comme indépendants de \vec{r} .

Ainsi, dans un milieu homogène, l'équation de la diffusion s'exprime selon l'équation 1.30.

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi^g(\vec{r}, t)}{\partial t} = Q^g(\vec{r}, t) - \Sigma_a^g \phi^g(\vec{r}, t) + D^g \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \phi^g(\vec{r}, t)] \quad (1.30)$$

En remarquant que l'opérateur $\vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla}]$ correspond à l'opérateur laplacien Δ , il est possible de simplifier l'écriture de l'équation 1.30, qui s'exprime alors selon l'équation 1.31.

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi^g(\vec{r}, t)}{\partial t} = Q^g(\vec{r}, t) - \Sigma_a^g \phi^g(\vec{r}, t) + D^g \Delta \phi^g(\vec{r}, t) \quad (1.31)$$

Enfin, en régime stationnaire, l'équation 1.31 prend la forme de l'équation 1.32.

$$D^g \Delta \phi^g(\vec{r}) - \Sigma_a^g \phi^g(\vec{r}) + Q^g(\vec{r}) = 0 \quad (1.32)$$

La forme stationnaire de l'équation de la diffusion est celle résolue (entre autres) par les approches déterministes nodales [18] qui impliquent un temps de calcul très faible. En effet, un calcul déterministe de diffusion nécessite une dizaine de minutes sur un cœur de processeur pour évaluer une nappe de taux de réaction à l'échelle du cœur du réacteur (en trois dimensions d'espace). L'intérêt de l'équation de la diffusion réside donc dans sa facilité de résolution au regard de l'équation de Boltzmann.

La résolution déterministe de l'équation de la diffusion implique l'utilisation de méthodes complexes et variées (la méthode des différences finies (MDF), la méthode des éléments finis (MEF), les méthodes nodales, etc. [18]) qui ne seront pas abordées dans le cadre de ce manuscrit de thèse. Seules les méthodologies de résolution de l'équation de Boltzmann utilisées au cours de cette thèse sont brièvement abordées dans la prochaine section.

1.2.4 Résolution de l'équation de Boltzmann en régime stationnaire

L'équation de Boltzmann peut être résolue de manière déterministe ou stochastique. La méthode Monte-Carlo constitue la référence pour modéliser avec précision le transport des neutrons. Cependant, les temps de calculs associés à ces calculs étant conséquents, de nombreuses méthodes déterministes ont été développées pour construire des approximations numériques de l'équation de transport intégral-différentielle de Boltzmann. Ces approximations reposent généralement sur une discrétisation énergétique, angulaire et spatiale du flux neutronique.

Cependant, ce manuscrit de thèse ne cherche pas à présenter de manière exhaustive les méthodes de résolution de l'équation de Boltzmann et de leurs principes de fonctionnement. Ainsi, cette section se concentre uniquement sur les méthodes qui ont été utilisées au cours de cette thèse.

1.2.4.1 Résolution déterministe

La méthode des probabilités de première collision (P_{ij})

Soit un volume dans lequel le physicien cherche à évaluer le flux neutronique au sein d'un groupe d'énergie g (ϕ^g) et une source de neutrons émis en un point \vec{r}' de l'espace, en dehors de l'objet considéré. La méthode probabilités de première collision (P_{ij}) [18] repose sur les hypothèses suivantes :

- le volume à traiter est découpé en M sous volumes V_j ;
- les densités d'émissions des neutrons $Q^g(\vec{r}')$ dans des volumes V_i (i allant de 1 à M) sont approximées par leur valeur moyenne Q_i^g (cf. équation 1.33).

$$Q_i^g = \frac{1}{V_i} \int_i Q^g(\vec{r}') d^3r' \quad (1.33)$$

De manière succincte, la méthode P_{ij} consiste à calculer le flux neutronique dans le volume V_j (ϕ_j^g) en fonction de la densité d'émission dans les volumes V_i (Q_i^g) par une simple multiplication d'un vecteur par une matrice (cf. équation 1.34).

$$V_j \Sigma_j^g \phi_j^g = \sum_{i=1}^M V_i Q_i^g P_{ij}^g \quad (1.34)$$

où P_{ij}^g est la matrice de probabilités qu'un neutron émis dans un volume homogène V_i de façon uniforme, isotrope et dans un groupe d'énergie g , subisse sa première collision dans un volume homogène V_j .

Ainsi, la méthode P_{ij} permet de considérer un grand nombre de groupes énergétiques sans coût de calcul très élevé. A contrario, augmenter la discrétisation spatiale en utilisant cette méthode se révélerait très couteux et cette première étape est donc effectuée sur un maillage spatial grossier.

La méthode des caractéristiques (MOC)

De manière brève, la méthode des caractéristiques (MOC pour Method Of Characteristics en anglais) [18] est un outil mathématique permettant de résoudre des équations aux dérivées partielles en cherchant des droites (les caractéristiques) le long desquelles ces équations se réduisent à des équations différentielles plus simples à résoudre.

Les avantages et inconvénients de la MOC sont opposés à ceux de la méthode P_{ij} . En effet, la MOC permet de considérer un maillage spatial très fin mais nécessite de se limiter à une discrétisation énergétique plus grossière, de sorte à garder un temps de calcul raisonnable.

Schéma de calcul à double niveau P_{ij} /MOC

Afin de résoudre l'équation intégro-différentielle de Boltzmann (cf. équation 1.9), certains codes déterministes utilisent un schéma de calcul couplant la méthode P_{ij} et la méthode MOC.

Dans ce type de schéma de calcul, la méthode P_{ij} est utilisée dans un premier temps pour évaluer des spectres détaillés en énergie qui seront ensuite utilisés dans la condensation énergétique des sections efficaces. Ainsi, cette première étape permet de prendre en compte l'autoprotection de résonances (cf. section 1.2.2) dans l'évaluation du flux neutronique. Cependant, comme expliqué précédemment, l'utilisation de la méthode P_{ij} implique la nécessité de considérer un maillage spatial grossier. Afin de pallier à cette limitation, une seconde étape de calcul est nécessaire et c'est ici que la méthode MOC intervient.

Les codes déterministes utilisant le schéma de calcul P_{ij} /MOC effectuent donc, dans un deuxième temps, une résolution bidimensionnelle de l'équation stationnaire de Boltzmann en utilisant la MOC et en se basant sur les résultats du premier calcul effectué avec la méthode P_{ij} . Ce type de schéma de calcul est donc dit "à double niveau" car il effectue deux résolutions de l'équation du transport des neutrons en utilisant deux méthodes fondamentalement différentes.

Les schémas de calcul à double niveau, tels que le P_{ij} /MOC, sont très intéressants car ils permettent de tirer le meilleur de chacune des deux méthodes employées. Ils constituent donc un moyen d'obtenir, avec un temps de calcul raisonnable, des évaluations précises du flux neutronique en prenant en compte le phénomène d'autoprotection. C'est le schéma de calcul P_{ij} /MOC qui est utilisé par le code déterministe CASMO5, qui a été employé au cours de cette thèse (cf. section 2.3.1.1).

1.2.4.2 Résolution Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo permet de trouver une solution statistique à la forme intégrale de l'équation de Boltzmann (cf. équation 1.17). Dans cette méthode, le transport des neutrons est considéré à l'échelle de neutrons individuels au lieu de traiter la population neutronique dans son ensemble, comme dans le cas de la forme intégral-différentielle de l'équation de Boltzmann (cf. équation 1.10).

Principe général de la méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo est une méthode probabiliste qui simule la réalité microscopique en modélisant "l'histoire" d'un grand nombre de particules afin d'estimer des grandeurs macroscopiques caractéristiques [20], comme le flux neutronique ϕ ou le coefficient de multiplication effectif des neutrons k_{eff} . L'histoire d'une particule désigne ici son cheminement de son émission à sa disparition, en passant par sa propagation dans le milieu et ses interactions (diffusions, capture, fission, etc.) avec les noyaux des atomes composant la matière.

Soit la valeur "vraie" d'une observable z d'intérêt définie comme :

$$\langle z \rangle = \int_a^b z(x)f(x)dx \quad (1.35)$$

où $f(x)$ représente la fonction de densité de probabilité de la variable z sur l'intervalle $[a,b]$ avec $a < b$ qui n'est a priori pas connue ici.

Le cœur de la méthode Monte-Carlo consiste à utiliser la loi des grands nombres afin (cf. équation 1.37) d'estimer la "vraie" valeur de l'observable z . En effet, la loi des

grands nombres indique que la moyenne empirique \bar{z} (cf. équation 1.36) d'un échantillon de mesures $z(x_i)$ tend à approcher la valeur "vraie" $\langle z \rangle$ lorsque la taille de l'échantillon N tend vers l'infini [20].

$$\bar{z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z(x_i) \quad (1.36)$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \bar{z} = \langle z \rangle \quad (1.37)$$

Une telle estimation stochastique de la valeur moyenne doit nécessairement s'accompagner d'une incertitude d'évaluation, qui est fonction de la qualité de l'échantillon. Afin d'estimer l'incertitude sur la moyenne empirique calculée, les méthodes Monte-Carlo s'appuient sur le théorème central limite (TCL). Le TCL stipule que les quantités $z(x_i)$ sont distribuées selon une gaussienne et que la variance $\sigma^2(\bar{z})$ associée à \bar{z} peut être estimée sans biais selon l'équation 1.38 [11].

$$\sigma^2(\bar{z}) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (z(x_i) - \bar{z})^2 \quad (1.38)$$

Dans le cas où $N \gg 1$, la déviation standard σ (qui est assimilée ici à l'incertitude statistique du calcul) s'exprime comme :

$$\sigma(\bar{z}) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N (z(x_i) - \bar{z})^2} \quad (1.39)$$

En s'appuyant sur ces deux principes mathématiques fondamentaux (la loi des grands nombres et le TCL), la méthode Monte-Carlo permet d'évaluer des grandeurs macroscopiques (ainsi que leur incertitude statistique) en simulant un grand nombre d'histoires de neutrons et en moyennant leur contributions individuelles à la réponse du détecteur considéré. Ces simulations d'histoires de neutrons sont réalisées dans une géométrie décrite de manière aussi précise que souhaitée par l'utilisateur ainsi qu'en se basant sur des données nucléaires ponctuelles en énergie et en angle (sections efficaces, transferts en énergies et en angles, spectres d'émission des particules, etc.) fournies dans les évaluations internationales. Ces traitements des variables spatiales, énergétiques et angulaires donnent aux codes Monte-Carlo le statut de référence au regard des méthodes déterministes, qui résolvent l'équation du transport sur un maillage spatial et dans le cadre de l'approximation multigroupe.

Ainsi, la loi des grands nombres et le TCL induisent que, plus le nombre d'histoires N ayant contribué à la réponse du détecteur est élevé, plus la valeur moyenne évaluée converge vers la valeur "vraie" et plus l'incertitude statistique est faible (puisque cette dernière décroît de manière proportionnelle à $1/\sqrt{N}$ comme le montre l'équation 1.39). Ainsi, la valeur moyenne calculée n'est considérée comme représentative que si le nombre d'histoires de neutrons ayant contribué à la réponse du détecteur est assez grande, sinon les résultats obtenus peuvent être fortement biaisés [25, 26]. Lorsque la valeur moyenne de la réponse du détecteur est suffisamment représentative de la valeur "vraie" et que les incertitudes statistiques sont suffisamment faibles, il est dit que le calcul Monte-Carlo est statistiquement convergé.

Notion d'intervalle de confiance

En mathématiques, un intervalle de confiance permet de définir une marge d'erreur autour de la moyenne empirique \bar{z} (cf. équation 1.36) calculée sur un échantillon distribué selon une loi normale. En pratique, l'intervalle de confiance est une probabilité qu'à la valeur "vraie" $\langle z \rangle$ de l'observable d'intérêt de se trouver au sein d'une certaine plage de valeurs. L'intervalle de confiance $c(e)$ est défini comme [11] :

$$c(e) = p \{ \bar{z} - e \leq \langle z \rangle \leq \bar{z} + e \} \quad (1.40)$$

où e est un réel positif.

En règle générale, l'intervalle de confiance est défini en fonction de la déviation standard de la moyenne empirique $\sigma(\bar{z})$ (cf. équation 1.39) et les valeurs correspondantes de l'intervalle de confiance sont :

- $c(\sigma(\bar{z})) = 0,689$ (i.e. la valeur "vraie" a 68,9% de chance de se trouver dans l'intervalle $\bar{z} \pm \sigma(\bar{z})$);
- $c(2\sigma(\bar{z})) = 0,954$ (i.e. la valeur "vraie" a 95,4% de chance de se trouver dans l'intervalle $\bar{z} \pm 2\sigma(\bar{z})$);
- $c(3\sigma(\bar{z})) = 0,997$ (i.e. la valeur "vraie" a 99,7% de chance de se trouver dans l'intervalle $\bar{z} \pm 3\sigma(\bar{z})$);

Ces intervalles sont communément dénommées comme intervalles de confiance à 1σ , à 2σ et à 3σ . À titre d'exemple, dans le domaine de la sûreté-criticité, la valeur calculée du coefficient multiplicatif effectif des neutrons k_{eff} est donnée a minima avec un intervalle de confiance à 3σ [11].

Cas d'applications de la méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo est généralement utilisée pour résoudre deux formes de l'équation du transport des neutrons : la forme critique et la forme à source fixe.

Les calculs de criticité visent à modéliser l'histoire des neutrons au sein d'un système de sorte à déterminer son coefficient de multiplication effectif k_{eff} ou encore la distribution des neutrons de fission dans le cœur du réacteur. Dans ce cas, c'est la méthode de l'itération de la puissance qui est mise en oeuvre [11]. Le principe de cette méthode est de simuler l'histoire de batchs successifs de neutrons, en utilisant comme point de naissance des neutrons du batch $(n + 1)$, les sites de fission identifiés lors du batch (n) . La source de neutrons du premier batch est définie de manière arbitraire et la distribution des neutrons dans le cœur converge vers un état d'équilibre au fur et à mesure que le nombre de batchs simulés augmente : c'est le processus de convergence de la source.

De manière générale, la convergence de la source s'obtient en simulant un certain nombre de batchs successifs de neutrons sans prendre en compte les contributions des neutrons aux réponses des détecteurs. Ces cycles sont dits "inactifs" et visent à propager la source vers la distribution spatiale représentative du cas considéré. Ils sont suivis de cycles "actifs", qui sont utilisés pour quantifier les quantités d'intérêt. Dans la pratique, il est possible de réduire le nombre de cycles inactifs à simuler en utilisant une

source initiale pré-convergente, qui est évaluée de manière préalable sur un cas d'étude relativement similaire. Il reste important de noter que le processus de convergence de la source nécessite de choisir avec soin les paramètres de la simulation Monte-Carlo (nombre de cycles inactifs, nombre de cycles actifs, nombre de particules par cycle). Dans le cas contraire, de fortes corrélations spatiales peuvent se développer (effet de "clustering") et gêner l'estimation des grandeurs moyennes [27, 28].

Dans le cadre des calculs à source fixe, le principe est de modéliser le parcours de neutrons tirés aléatoirement selon une distribution de probabilités spatiales et énergétiques pré-calculées (appelée terme source). Ainsi, le code Monte-Carlo modélise l'histoire de N particules tirées aléatoirement sur le terme source, de leur émission à leur disparition. Ainsi, il est possible d'effectuer des calculs du flux de neutrons émis depuis le cœur dans les structures d'un réacteur nucléaire. Par conséquent, ce type de calcul Monte-Carlo peut être utilisé pour évaluer le flux neutronique incident sur la cuve des REP en plaçant des "détecteurs" au sein de cette dernière et en modélisant le transport des neutrons émis depuis le cœur jusqu'à la cuve.

En pratique, la probabilité qu'un neutron émis depuis le cœur du réacteur atteigne la cuve est relativement faible. En effet, la majorité des neutrons de fission émis dans le cœur sont absorbés à l'intérieur de ce dernier, puisque ceci est le principe même de la réaction en chaîne qui fait fonctionner les REP (cf. section 1.1.3). Les neutrons qui s'échappent du cœur sont majoritairement émis en bordure de ce dernier, et ces neutrons doivent encore traverser différentes structures métalliques ainsi qu'une épaisse lame d'eau (qui composent le réflecteur) avant d'atteindre la cuve. Il est donc aisé de comprendre que dans cette situation, la majorité des neutrons émis dans le cœur n'atteindra pas la cuve. Ainsi, il serait nécessaire de modéliser un nombre conséquent d'histoires de neutrons pour atteindre la convergence statistique, d'autant plus si la zone d'intérêt est un point spécifique sur la cuve. Simuler un tel nombre d'histoires induirait des temps de calculs importants. Pour résoudre ce problème, des méthodes d'accélération du calcul Monte-Carlo à source fixe sont nécessaires.

Accélération des simulations Monte-Carlo

Jusqu'à ce point, nous avons abordé le principe des méthodes Monte-Carlo quand elles sont effectuées de manière standard, c'est à dire lorsque les histoires des neutrons sont modélisées en utilisant les lois naturelles d'occurrence des phénomènes physiques induits par le neutron. Cependant, comme expliqué précédemment, de telles simulations s'accompagnent parfois de temps de calculs très conséquents. Par conséquent, il peut être intéressant d'utiliser des techniques d'accélération des calculs Monte-Carlo, appelées méthodes de biaisage ou méthodes de réduction de variance, qui permettent de mettre l'accent sur les neutrons qui ont le plus de chance de contribuer à la réponse du détecteur. Les simulations employant ce type de techniques sont généralement qualifiées de non-standards.

Parmi les nombreuses méthodes de biaisage et de réduction de variance existantes [20, 29, 30], seule la méthode des Weight Windows (fenêtres de poids) a été utilisée dans le cadre de cette thèse afin d'accélérer la convergence des calculs Monte-Carlo à source fixe. La méthode de Weight Windows est basée sur le principe du "splitting"

(fractionnement en français) et de la roulette russe [20].

Dans le cadre de cette méthode, chaque particule possède un poids statistique W et l'espace est découpé en cellules géométriques auxquelles sont affectées un poids central W_C , une limite de poids inférieure W_L et une limite de poids supérieure W_U (cf. figure 1.11). En règle générale, la valeur de W_L est définie par l'utilisateur et les valeurs de W_C et W_U sont calculées de manière proportionnelle à W_L (par défaut, $W_U = 5W_L$ et $W_C = 3W_L$) [31]. Ainsi, lorsqu'une particule (i.e. un neutron) de poids W entre dans une cellule de l'espace des phases, différents cas de figure sont possibles :

- si $W < W_L$, alors la particule est supprimée en entrant dans la cellule avec une probabilité $1 - W/W_C$. Dans le cas où la particule survit (avec une probabilité de W/W_C), son poids devient alors égal à W_C . C'est ce processus de tirage aléatoire et d'ajustement du poids de la particule qui est communément dénommé "Roulette Russe".
- si $W > W_U$, alors la particule est remplacée, lors de son entrée dans la cellule, par $n = W/W_C$ particules filles de propriétés physiques (vitesse, direction, ...) identiques à la particule mère et de poids $W/n = W_C$. Dans le cas où W/W_C ne serait pas un entier, alors la particule initiale est remplacée avec la probabilité $p = W/W_C - n$ (où n est l'arrondi à l'inférieur de W/W_C) par n particules de poids W_C et avec la probabilité $1 - p$ par $n + 1$ particules de poids W_C . C'est ce processus de fractionnement de la particule mère en de multiples particules filles qui est appelé "Splitting".

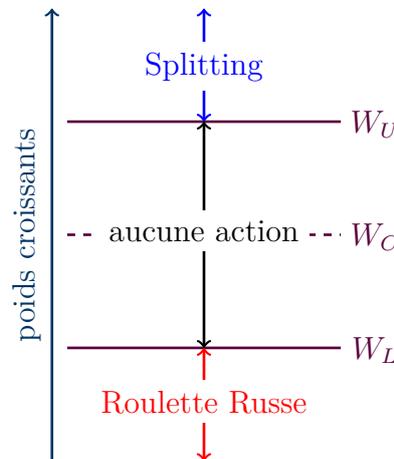


FIGURE 1.11 – Illustration du principe de la méthode des Weight Windows

En pratique, les zones d'intérêt de la géométrie dites 'importantes' (où la particule a une probabilité élevée de contribuer à la réponse du détecteur) sont affectées d'un poids W_L faible et les zones peu importantes sont affectées d'un poids W_L élevé. Ainsi, la méthode des Weight Windows permet de multiplier les particules qui se trouvent dans les zones d'intérêt et de supprimer les particules se trouvant dans des zones où leur probabilité de contribution au détecteur est faible. Il est donc possible ici de comprendre qu'une telle méthode va artificiellement accélérer la convergence statistique du calcul Monte-Carlo en effectuant une meilleure exploration de l'espace des phases dans les zones d'intérêt. Il est également intéressant de remarquer que le résultat obtenu en

utilisant une telle méthodologie n'est pas biaisé car la somme des poids des particules filles est égal au poids de la particule mère.

La carte de poids utilisée pour définir l'importance des différentes cellules de l'espace des phases peut être définie de manière manuelle par l'utilisateur. Cependant, cette carte est aujourd'hui majoritairement définie de manière automatique grâce à des générateurs de paramètres. Dans le cadre de cette thèse, c'est l'outil ADVANTG 3.0 [32] qui a été retenu. Ce dernier est basé sur la méthode Forward Weighted Cadis [33], qui utilise le code déterministe DENOVO [34]. Dans la mesure où le travail de cette thèse n'a pas porté spécifiquement sur ces outils/méthodes, il semble judicieux de ne pas les aborder plus en détails ici.

1.3 Les données nucléaires

Les données nucléaires constituent les éléments de base de toute simulation neutronique puisqu'elles contiennent les paramètres physiques fondamentaux nécessaires à la modélisation des interactions nucléaires pour plusieurs énergies de particules incidentes et pour un large ensemble de matériaux et d'isotopes.

1.3.1 Des expériences aux bibliothèques de données nucléaires

Les données nucléaires fournies aux utilisateurs se présentent sous la forme de bibliothèques de données appelées Evaluated Nuclear Data Files (ENDF). La bibliothèque de données nucléaires développée et maintenue par les américains est nommée ENDF/B [10]. De la même manière, la bibliothèque Joint Evaluated Fission and Fusion File (JEFF) [8] résulte d'une collaboration internationale sous l'égide de la Nuclear Energy Agency (NEA). Il est également possible de citer la bibliothèque japonaise JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) [35] ou encore la bibliothèque chinoise CENDL (Chinese Evaluated Nuclear Data Library) [36].

Dans la mesure où les interactions nucléaires sont des phénomènes complexes (cf. section 1.1.1), il est globalement impossible de les décrire de manière purement théorique et avec précision. Par conséquent, les paramètres physiques inclus dans les bibliothèques de données nucléaires sont généralement évalués en utilisant un processus itératif combinant des modèles physiques théoriques et des expériences d'acquisition de données [19].

Deux types d'expériences sont utilisés pour effectuer les évaluations :

- les expériences différentielles qui permettent de mesurer des quantités microscopiques en fonction de l'énergie des neutrons, comme les sections efficaces, les rendements de fission et les distributions angulaires ;
- les expériences intégrales qui mesurent des quantités macroscopiques comme les sections efficaces intégrées sur le flux de neutrons, qui peuvent ensuite être utilisées pour valider et ajuster les bibliothèques de données nucléaires.

Les bibliothèques de données nucléaires qui résultent de ces expériences correspondent aux valeurs moyennes des quantités d'intérêt. Cependant, ces bibliothèques ne peuvent

pas être utilisées telles quelles dans les codes de simulation neutronique et doivent donc être transformées par des codes dits de traitement de données.

1.3.2 Traitement des données nucléaires avec NJOY

Comme expliqué précédemment, les interactions neutron-matière dépendent de l'énergie du neutron incident et de la température du matériau cible. Il a également été vu que la dépendance énergétique des sections efficaces peut être traitée de manière continue (utilisé par les codes Monte-Carlo) ou dans le cadre du formalisme multi-groupe (notamment utilisé par les codes déterministes, cf. section 1.2.2).

Les bibliothèques de données nucléaires au format ENDF fournissent une représentation ponctuelle des données de base nécessaires à la modélisation des interactions nucléaires. Par conséquent, une série de traitements est nécessaire pour transformer ces données en sections efficaces continues ou multigroupes, qui pourront être utilisées par les codes de simulation neutronique. Un système de traitement des données très largement utilisé est le code NJOY [37], qui est développé au sein du Los Alamos National Laboratory⁵. Dans le cadre de cette thèse, c'est la version 2016 de ce code (couramment dénommée NJOY2016) qui a été utilisée pour générer les bibliothèques de sections efficaces utilisées par le code Monte-Carlo MCNP6 (cf. section 1.2.4.2).

NJOY2016 contient de nombreux modules [37] qui s'enchainent dans un ordre précis. À titre d'illustration, la figure 1.12 présente l'enchainement de modules utilisé pendant la thèse pour générer les bibliothèques de sections efficaces pour MCNP6.

La première étape est réalisée par le module "RECONR". Elle consiste à reconstruire, sur un maillage d'énergie de neutrons incidents linéarisé, les sections efficaces d'un noyau cible dans son état fondamental ($T = 0K$), à partir des paramètres de résonance fournies dans le fichier ENDF. À la fin de cette procédure, les sections efficaces d'interaction neutron-matière sont fournies sous forme de fonctions tabulées sur une grille suffisamment fine pour qu'une interpolation linéaire puisse être réalisée entre les valeurs tabulées [38]. Les sections efficaces sont ensuite élargies via la prise en compte de l'effet Doppler (module "BROADR") par convolution des valeurs à 0K avec la distribution des vitesses des noyaux cibles à une température quelconque [19]. À ce stade, les sections efficaces peuvent d'ores et déjà être utilisées par les codes de Monte-Carlo et l'utilisation de modules supplémentaires dépend des besoins des utilisateurs.

Dans le cadre de cette thèse, le module "HEATR" a été utilisé pour générer les sections efficaces de déplacement atomique qui peuvent être utilisées pour évaluer le vieillissement des matériaux sous irradiation (cf. section 1.5.1). Il est également important de corriger les sections efficaces de diffusion dans le domaine thermique afin de prendre en compte l'effet des liaisons moléculaires. Ceci est particulièrement important pour les REL (REP, REB) dans lesquels l'eau joue un rôle majeur dans le ralentissement des neutrons (cf. section 1.1.3). En effet, à basse énergie, la section efficace de l'hydrogène n'est pas la même lorsque l'hydrogène est libre ou lié à une molécule d'eau [38]. La prise en compte de ce type de phénomènes est effectuée par le module "THERMR" de NJOY. Enfin, il peut parfois être utile d'utiliser le module "GASPR" afin de calculer

5. <https://www.lanl.gov>

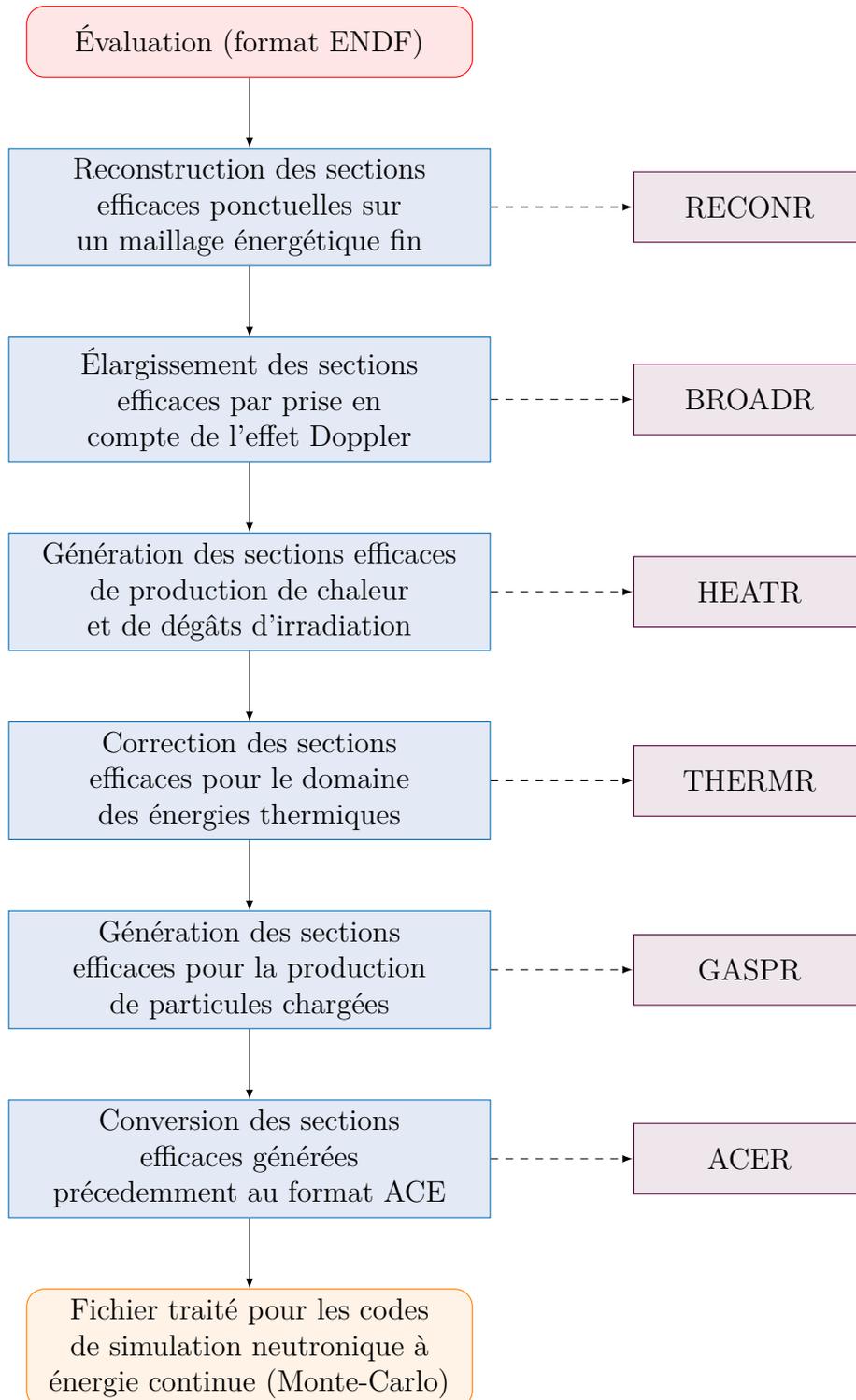


FIGURE 1.12 – Traitement d'un fichier ENDF avec NJOY pour une utilisation avec MCNP6. Les blocs bleus représentent les étapes utilisées pour obtenir un fichier approprié pour les calculs de criticité et à source fixe et les blocs violets font référence aux modules de NJOY.

les sections efficaces de production de produits légers tels que les protons, le deutérium, le tritium, qui peuvent s'accumuler sous forme de gaz.

1.4 Exploitation des REP en France

1.4.1 Principe de fonctionnement des REP

À l'heure où est écrit ce document, l'intégralité des réacteurs nucléaires industriels en opération sur le sol français sont des réacteurs à eau sous pression (REP). De manière succincte, les REP se composent de trois circuits d'eau indépendants qui "communiquent" via des échanges de chaleur : le circuit primaire, le circuit secondaire et le circuit tertiaire (respectivement en jaune, bleu et vert sur la figure 1.13) :

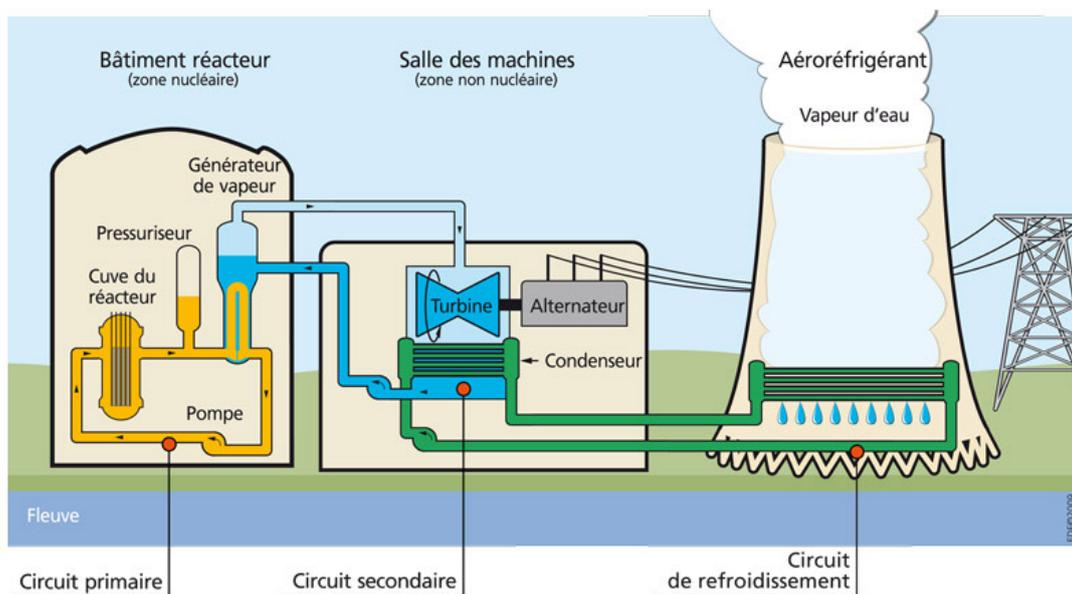


FIGURE 1.13 – Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire avec une tour aéroréfrigérante⁶.

- le circuit primaire contient de l'eau liquide qui circule en boucle fermée et qui assure deux fonctions. D'une part, elle assure le rôle de modérateur neutronique, c'est à dire qu'elle ralentit les neutrons afin de faciliter la réaction en chaîne (cf. section 1.1.3). D'autre part, elle joue le rôle de fluide caloporteur, c'est à dire qu'elle récupère la chaleur émise par les réactions de fission qui ont lieu dans le coeur du réacteur et la transmet au générateur de vapeur (GV). Le GV va ensuite utiliser cette énergie thermique pour faire s'évaporer l'eau du circuit secondaire. La température de l'eau du circuit primaire varie entre 285°C et 325°C. Par conséquent, l'eau du primaire doit être maintenue sous pression à 155 bars [39] par un pressuriseur afin de rester liquide.
- le circuit secondaire est également un circuit fermé qui contient à la fois de l'eau liquide et de l'eau sous forme de vapeur. La vapeur est générée au niveau du

6. https://www.irs.fr/FR/connaissances/Installations_nucleaires/Les-centrales-nucleaires/reacteurs-nucleaires-France/Pages/1-reacteurs-nucleaires-France-Fonctionnement.aspx

GV qui transfère l'énergie collectée dans le circuit primaire à l'eau du circuit secondaire. Cette vapeur est ensuite utilisée pour mettre en mouvement une turbine qui, reliée à un alternateur, va transformer l'énergie mécanique portée par cette vapeur en énergie électrique. Ensuite, un autre échangeur de chaleur, appelé "condenseur", utilise l'eau froide du circuit tertiaire afin de refroidir et liquéfier la vapeur du circuit secondaire ;

- le circuit tertiaire (également appelé circuit de refroidissement) est un circuit ouvert qui alimente en eau froide le condenseur qui sert à liquéfier l'eau du circuit secondaire. L'eau du circuit tertiaire est reliée à une source froide, i.e. une rivière, un fleuve, la mer ou une tour aéroréfrigérante.

Les 58 REP déployés actuellement en France sont dits de deuxième génération. Ils produisent une puissance de 900 MW_e (paliers CP0 et CPY), 1300 MW_e (paliers P4 et P'4) ou 1450 MW_e (palier N4). Ces réacteurs utilisent deux types de combustible : le combustible à base d'Oxyde d'Uranium (UOX) et le combustible à base d'Oxyde Mixte d'uranium et de plutonium (MOX).

1.4.2 Le combustible et son évolution

Les combustibles UOX et MOX qui sont utilisés dans les cœurs des réacteurs se présentent sous la forme d'assemblages combustibles. Une vue schématique d'un assemblage combustible est proposée par la figure 1.14 issue de la référence [40].

De manière succincte, un assemblage combustible de REP est composé d'une structure comprenant un pied (embout inférieur), une tête (embout supérieur) et 25 tubes guides sur lesquels sont fixées les grilles de maintien des 264 crayons combustibles (et de mélange du fluide caloporteur). Les crayons absorbants des grappes de contrôle (cf. section 1.4.4) coulisent dans les tubes guides, sauf dans le tube central qui est réservé à l'instrumentation du cœur [40]. Les crayons combustibles sont constitués d'un tube de zirconium dans lequel sont empilées des pastilles de combustible, qui peuvent être de type UOX ou MOX selon le type d'assemblage considéré.

1.4.2.1 Le combustible UOX

Le combustible UOX est fait d'une poudre de dioxyde d'uranium (UO₂). Au moment de sa fabrication, les principaux nucléides présents dans ce type de combustible sont l'²³⁵U et l'²³⁸U. Il a été vu précédemment que les neutrons des REP sont modérés par les atomes d'hydrogène de l'eau du circuit primaire et que l'²³⁵U a une section efficace de fission importante dans le domaine des énergies thermiques. A contrario, l'²³⁸U effectue majoritairement des captures radiatives dans cette région d'énergies de neutrons. Compte tenu de la faible teneur en ²³⁵U de l'uranium naturel (de l'ordre de 0,719% d'²³⁵U contre 99,275% d'²³⁸U [13]), les combustibles UOX doivent contenir de l'uranium enrichi en ²³⁵U (usuellement entre 3% et 5% [39]). Ce processus d'enrichissement s'accompagne nécessairement d'une production parallèle d'uranium appauvri.

Lors du fonctionnement du réacteur, les captures neutroniques réalisées par les noyaux en présence dans les assemblages UOX vont générer différents isotopes du plutonium (²³⁸Pu, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, etc.). Parmi les isotopes du plutonium ainsi produits, le ²³⁹Pu et le ²⁴¹Pu sont des nucléides fissiles qui vont participer à la production

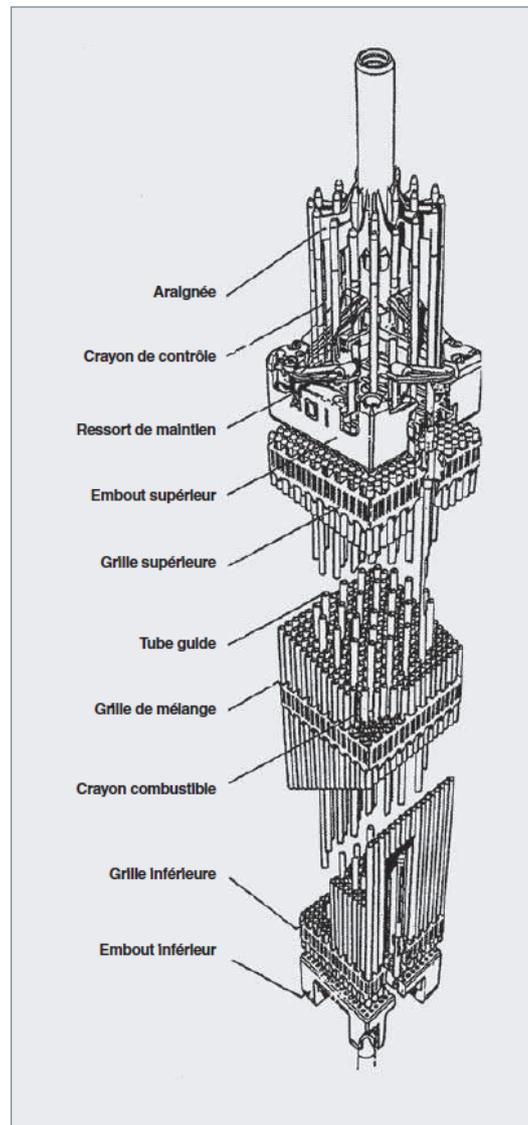


FIGURE 1.14 – Vue schématique d'un assemblage de REP [40].

de neutrons et d'énergie. Les isotopes qui ont la capacité de produire un nucléide fissile à la suite de la capture d'un neutron sont qualifiés de "fertiles". À titre d'exemple, l' ^{238}U est un isotope fertile qui peut produire le nucléide fissile ^{239}Pu à la suite d'une capture neutronique. Ainsi, au fur et à mesure de l'irradiation, l' ^{235}U initialement présent dans le combustible est consommé alors que du ^{239}Pu et du ^{241}Pu sont créés, à tel point qu'en fin de vie d'un assemblage combustible UOX, les isotopes du plutonium sont responsables de la majorité des fissions dans l'assemblage combustible. Le combustible UOX usé est ensuite utilisé dans le processus de fabrication du combustible MOX.

1.4.2.2 Le combustible MOX

Le combustible MOX est fabriqué en retraitant les combustibles UOX usés dans le but de valoriser le plutonium qu'ils contiennent. Le combustible MOX se compose d'un mélange de dioxyde d'uranium (UO_2) et de dioxyde de plutonium (PuO_2). L' UO_2 utilisé dans la fabrication du combustible MOX contient de l'uranium appauvri (sa teneur en ^{235}U est d'environ 0,2%) qui est issu de la fabrication des combustibles UOX.

De manière générale, la teneur en plutonium dans les assemblages MOX varie entre 5% et 10% [40] et ces derniers sont tri-zonés, c'est à dire qu'ils possèdent trois zones de teneur en plutonium.

Le combustible MOX a été introduit à partir de 1987⁷ et est aujourd'hui utilisé dans certains REP 900 MW_e (appelés REP-MOX). Les REP-MOX sont qualifiés de réacteurs hétérogènes puisqu'ils contiennent des assemblages combustibles UOX et des assemblages combustibles MOX. La quantité d'assemblages MOX chargés dans ce type de réacteur est limitée à 30% du total des assemblages en présence dans le cœur⁸.

L'opération d'un REP-MOX est sensiblement différente de celle d'un REP-UOX. En effet, du fait de la présence d'une quantité plus importante de plutonium fissile dans les REP-MOX, le spectre en énergie des neutrons est plus rapide que celui des neutrons d'un REP-UOX. De plus, un nombre plus faible de neutrons retardés est émis après une fission sur un assemblage MOX que sur un assemblage UOX, ce qui rend le combustible plus sensible aux variations rapides de réactivité. Pour toutes ces raisons, les moyens de contrôle de la réactivité (ajout de poison neutronique soluble dans le modérateur et insertion de grappes absorbantes) doivent être renforcés dans les REP-MOX et le pilotage du réacteur est ajusté.

Après irradiation, les combustibles MOX usés sont entreposés dans l'attente d'une potentielle utilisation future du plutonium.

1.4.2.3 Évolution du combustible sous irradiation

L'évolution sous irradiation de la composition isotopique du combustible nucléaire est décrite par un ensemble d'équation différentielles du premier ordre, appelées les équations de Bateman. Dans un élément de volume V (ce qui permet d'omettre ici la dimension spatiale), l'équation de Bateman généralisée s'exprime comme [11] :

$$\frac{dN_i}{dt} = \underbrace{\sum_{j \neq i} \zeta_{j \rightarrow i}(t) N_j(t)}_{\substack{\text{formation du nucléide } i \\ \text{par réactions nucléaires} \\ \text{sur le nucléide } j}} + \underbrace{\sum_{j \neq i} \lambda_{j \rightarrow i} N_j(t)}_{\substack{\text{formation du nucléide } i \\ \text{par désintégration} \\ \text{radioactive du nucléide } j}} - \underbrace{\lambda_i N_i(t)}_{\substack{\text{disparition du} \\ \text{nucléide } i \text{ par} \\ \text{désintégration} \\ \text{radioactive}}} - \underbrace{\zeta_i(t) N_i(t)}_{\substack{\text{disparition du} \\ \text{nucléide } i \\ \text{par réactions} \\ \text{nucléaires}}} \quad (1.41)$$

où :

- i et j représentent deux nucléides différents ;
- N_k est la concentration en noyaux de l'isotope k dans le volume V ;
- λ_k est la constante de décroissance radioactive de l'isotope k (s^{-1}) ;
- $\zeta_{j \rightarrow i}$ représente le taux de production du nucléide i par réactions nucléaires sur le nucléide j , qui est défini selon l'équation 1.42 dans laquelle $\sigma_{r,j \rightarrow i}(E)$ représente

7. https://www.irs.fr/FR/connaissances/Installations_nucleaires/cycle_combustible/fabrication_combustible_MOX/Pages/MOX.aspx

8. <https://www.senat.fr/rap/o97-612/o97-61212.html>

la section efficace microscopique de la réaction r induite par un neutron d'énergie E sur le nucléide j conduisant à la formation du nucléide i ;

$$\zeta_{j \rightarrow i}(t) = \sum_r \int_0^\infty \sigma_{r,j \rightarrow i}(E) \bar{\phi}(E, t) dE \quad (1.42)$$

- ζ_i représente le taux de disparition du nucléide i par réactions nucléaires, qui est défini selon l'équation 1.43 dans laquelle $\sigma_{r,i}(E)$ représente la section efficace microscopique de la réaction r induite par neutron d'énergie E sur le nucléide i , conduisant à la disparition du nucléide i ;

$$\zeta_i(t) = \sum_r \int_0^\infty \sigma_{r,i}(E) \bar{\phi}(E, t) dE \quad (1.43)$$

dans les équations 1.42 et 1.43, $\bar{\phi}$ représente le flux neutronique moyen dans le volume V .

Ainsi, chaque équation de Bateman effectue le bilan entre la production et la disparition des noyaux atomiques d'un nucléide i particulier, dans le but de calculer l'évolution temporelle de sa concentration N_i . L'équation 1.41 montre que les noyaux atomiques du nucléide i peuvent :

- apparaître suite à une réaction nucléaire sur un noyau atomique d'un autre nucléide j ;
- apparaître suite à la désintégration radioactive d'un noyau atomique d'un autre nucléide j ;
- disparaître par désintégration radioactive ;
- disparaître par réactions nucléaires.

La figure 1.15, issue de la référence [41], illustre la chaîne de production des principaux actinides produits dans les REP français, et donc les évolutions correspondantes de la composition du combustible.

Afin de quantifier l'usure des assemblages combustibles, il est d'usage d'utiliser le taux de combustion BU (également appelé burnup en anglais) de l'assemblage. Le taux de combustion correspond à l'énergie thermique émise par les fissions nucléaires et (n, γ) dans une unité de masse de combustible et se calcule selon l'équation 1.44.

$$BU_x = \frac{\bar{P}_{th,x} \cdot T_{opération,x}}{M_{H.M,x}} \quad (1.44)$$

où $\bar{P}_{th,x}$ est la puissance thermique moyenne (GW) de l'assemblage combustible x sur sa durée d'opération $T_{opération,x}$ (*jours*) et $M_{H.M,x}$ représente la masse de métaux lourds initialement présents dans l'assemblage x (*tonnes*). Ainsi, le taux de combustion s'exprime généralement en GWj/t .

Enfin, la puissance thermique (P_{th} , exprimé en W) d'un assemblage x est définie par l'équation 1.45.

$$P_{th,x} = \sum_i \int_E \kappa_{f,i} \cdot \sigma_{f,i}(E) N_{i,x}(t) \bar{\phi}_x(E, t) \quad (1.45)$$

où, pour un isotope i , $\kappa_{f,i}$ est l'énergie thermique émise par la fission d'un noyau du nucléide i , $\sigma_{f,i}$ est la section efficace microscopique de fission du nucléide i , $N_{i,x}$ est la concentration en noyaux du nucléide i par unité de volume dans l'assemblage x et $\bar{\phi}_x$ est le flux neutronique moyen dans l'assemblage x .

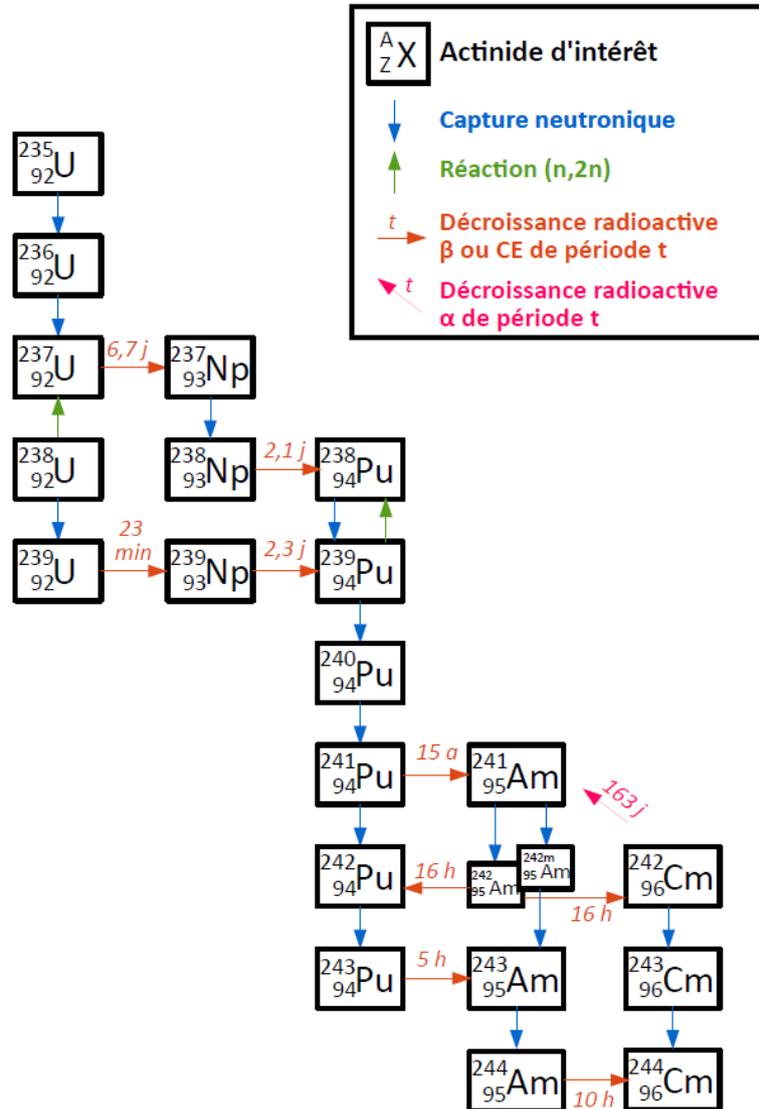


FIGURE 1.15 – Chaîne de production des principaux actinides dans le cycle nucléaire français [41].

1.4.3 Chargement du combustible et cycle du réacteur

Le fonctionnement d'un réacteur est entrecoupé de périodes d'arrêt qui servent à effectuer les diverses opérations de maintenance dans le cœur et à procéder à son chargement/déchargement en combustible. La période d'opération qui s'écoule entre deux

rechargements du réacteur est dénommée le "cycle" du réacteur.

Le chargement du réacteur consiste à placer les assemblages combustibles dans le cœur du réacteur en vue d'un redémarrage. Cette opération s'accompagne également d'un déchargement des assemblages en fin de vie, qui seront ensuite entreposés dans les piscines d'entreposage du bâtiment combustible. La position finale des assemblages dans le cœur est déterminée par le "plan de chargement". Ce plan est calculé au préalable, en prenant en compte les particularités de chaque assemblage (type de combustible, taux de combustion, présence de grappes absorbantes...) de façon à respecter les limites imposées par le respect de la sûreté nucléaire (puissance locale atteinte, efficacité des moyens de contrôle, niveau d'irradiation sur la cuve...) tout en permettant l'atteinte des objectifs économiques du cycle (durée de campagne, taux de combustion de décharge des assemblages...) [42].

Le chargement est effectué cuve ouverte, dans les conditions normales de température et de pression. Les assemblages contenant des barres absorbantes sont maintenus avec leurs barres et la concentration de bore dans le modérateur est augmentée (à plus de 2000 ppm) afin que la sûreté soit garantie tout au long de l'opération [42].

1.4.4 Notion de pilotage des réacteurs nucléaires

1.4.4.1 Quelques généralités

Les réacteurs nucléaires permettent de produire de l'électricité de manière stable et indépendante des conditions météorologiques. De plus, les réacteurs à eau sous pression sont conçus pour s'autoréguler face à de petites variations de puissance. En effet, si la réactivité du réacteur tend à augmenter, la température du fluide caloporteur augmente également et le jeu des contres réactions neutroniques [43] fait baisser la puissance. Ainsi le réacteur est capable de répondre à de faibles variations de puissance en régime permanent sans intervention des moyens de contrôle de la centrale [44]. Ces éléments venant s'ajouter à l'argument économique (rentabilité de l'installation), il semblerait logique de faire fonctionner en permanence les 56 réacteurs français en "base" (proche de leur pleine puissance).

Cependant, lorsque la part du nucléaire dépasse un certain seuil dans le mix électrique d'un pays, l'aptitude des centrales nucléaires à faire varier leur puissance pour contribuer à l'équilibre offre-demande devient nécessaire pour assurer la sûreté du système électrique [43]. Dans le cas où un réacteur nucléaire viendrait à faire varier sa puissance de sorte à adapter sa production d'électricité à la demande, il ne fonctionne plus en "base" mais en "suivi de charge".

Dans les deux cas, les variations de puissance du réacteur s'accompagnent d'une stratégie d'utilisation des moyens de contrôle de la réactivité, c'est à dire les grappes de commande et la concentration de bore dans le modérateur. Cette stratégie est appelée "mode de pilotage" et diffère selon si le réacteur n'effectue pas de variations rapides de puissance (mode de pilotage A en France [43]) ou si il fonctionne en suivi de charge (mode de pilotage G en France [43]).

Lors du pilotage des REP, différentes grandeurs sont contrôlées par l'opérateur, comme la température du fluide primaire, la distribution axiale de puissance dans le

cœur, la pression du circuit primaire et le niveau du générateur de vapeur. La manière dont ces grandeurs sont suivies par l'opérateur est décrite de manière détaillée dans les références [43, 44]. De la même manière, ces références décrivent les nombreuses chaînes de régulation qui permettent de maintenir les grandeurs contrôlées aux valeurs de consigne.

Dans le cadre de cette thèse, les réacteurs considérés ont toujours été des réacteurs 900 MW_e opérant en suivi de charge, selon le mode de pilotage G. Par conséquent, la suite de cette section se contente d'aborder les systèmes de régulation les plus pertinents dans le cadre d'un réacteur opérant en suivi de charge, à savoir les barres de contrôle et le bore soluble.

1.4.4.2 Les principales chaînes de régulation en suivi de charge

Lors du fonctionnement du réacteur, l'insertion de grappes absorbantes et la dilution de bore soluble sont les moyens utilisés pour contrôler la réaction en chaîne (cf. section 1.1.3). En effet, ces deux éléments permettent d'introduire de l'antiréactivité dans le réacteur. Dès lors, la variation de la quantité d'antiréactivité ainsi introduite permet d'accélérer ou de ralentir la réaction en chaîne et donc de contrôler le niveau de puissance du réacteur. La suite de cette section décrit plus en détails ces deux systèmes de régulation.

Grappes de contrôle

Les grappes de contrôle se présentent sous forme de 24 barres absorbantes suspendues à une pièce de structure appelée "araignée" (cf. figure 1.14), qui permet de commander simultanément le mouvement des barres. Ces grappes de contrôle sont insérées par le haut du cœur, dans des tubes guides situés dans les assemblages combustible. L'insertion de ces barres dans les assemblages permet de réguler la réaction en chaîne.

En fonctionnement normal, l'insertion ou l'extraction des grappes de contrôle est effectuée par pas successifs d'environ 1,6 cm. Un REP de 900 MW_e compte 225 pas d'insertion alors qu'un REP de 1300 MW_e compte 260 pas. En cas de situation accidentelle, toutes les grappes sont libérées et chutent par gravité. Dans ce cas de figure, il faut de l'ordre de deux secondes aux grappes pour s'insérer totalement, mais leur action neutrophage commence dès le début de leur insertion.

Il existe deux grandes familles de barres absorbantes, qui sont plus ou moins neutrophages. Les barres les plus absorbantes sont communément appelées "barres noires". En règle générale, ces barres sont composées de carbure de bore (B₄C) dans leur partie haute et d'un alliage d'Argent, d'Indium et de Cadmium (AIC) dans leur partie basse. Les barres grises, moins absorbantes, sont généralement composées de crayons AIC et de crayons d'acier [44].

En règle générale, les grappes en présence dans le cœur sont regroupés par groupes. Chaque groupe de barres est composé d'un ensemble de grappes absorbantes de même composition, localisées dans différents assemblages du cœur. L'insertion des grappes de contrôle s'effectue groupe par groupe, c'est à dire que toutes les grappes de contrôle d'un même groupe se situent au même pas d'insertion, au même moment.

De par leur propriétés absorbantes, les barres ont un effet direct sur la réaction en chaîne et donc sur la puissance thermique libérée par les assemblages. L'insertion des barres de contrôle ont par conséquent un impact important sur la distribution radiale et axiale de puissance dans le cœur.

L'effet radial de l'insertion des barres de contrôle est très dépendant de la position des barres de chaque groupe dans le cœur ainsi que de l'ordre dans lesquels les groupes de barres sont insérés. Du point de vue axial, il convient de rappeler ici que les barres de contrôle sont insérées depuis le haut du cœur. Ainsi, le début de l'insertion des grappes de contrôle tend à "pousser" la distribution de puissance vers le bas du cœur. Cependant, lorsque ces dernières atteignent le milieu du cœur, cet effet s'inverse et la puissance a tendance à remonter dans le haut du cœur.

Des limites d'insertion ont donc été introduites pour les différentes barres de contrôle afin de disposer d'une marge d'antiréactivité suffisante en cas d'arrêt d'urgence et également pour limiter l'augmentation de la réactivité en cas d'éjection accidentelle d'une barre de contrôle.

Bore soluble

Du bore soluble est inséré dans le circuit primaire sous forme d'acide borique afin d'ajuster la réactivité du cœur. En effet, le bore-10 (^{10}B) est un puissant absorbeur de neutrons thermiques. Ainsi, son introduction dans l'eau du circuit primaire permet de capturer un grand nombre de neutrons et donc de réguler la réaction en chaîne.

L'insertion de bore soluble dans le modérateur permet d'introduire un poison neutronique de manière homogène dans le réacteur, ce qui présente l'avantage de n'induire que peu de déformation de la distribution radiale et axiale de puissance dans le cœur (dans le cas des REP). Cependant, la modification de la concentration de bore dans le circuit primaire est un processus "lent" comparé aux insertions de barres. Ainsi, ce moyen de régulation est principalement utilisé pour compenser la baisse de réactivité liée à l'usure du combustible tout au long du cycle. À titre d'exemple, la figure 1.16 présente l'évolution de la concentration de bore dans le modérateur dans le cas d'un réacteur 900 MW_e fonctionnant en base.

Le bore soluble est également utilisé pour compenser les variations de réactivité liées à l'évolution des concentrations de poisons neutroniques dans le combustible comme le xénon-135 (^{135}Xe), qui sont souvent trop importantes pour être compensées seules par les barres de contrôle.

Pour modifier la concentration en bore dans le circuit primaire, un liquide à concentration fixe en bore (0 ppm pour une dilution et 7700 ppm pour une borication [44]) est injecté dans le circuit primaire au niveau des pompes. Une quantité équivalente de liquide est retirée du circuit primaire. La modification de la concentration de bore dans le circuit primaire $[B]$ n'est donc pas instantanée mais suit une évolution exponentielle comme le montre l'équation 1.46 [44].

$$[B](t) = ([B](t=0) - [B]_{inj}) e^{-\frac{Q}{V}t} + [B]_{inj} \quad (1.46)$$

où, Q est le débit d'injection dans le circuit primaire, V est le volume total de liquide dans le circuit primaire et $[B]_{inj}$ est la concentration en bore du liquide injecté.

L'équation 1.46 permet de remarquer que la vitesse de variation de la concentration en bore dans le primaire dépend du débit d'injection. Dans la mesure où le débit d'injection du liquide de dilution ou de borication est limitée, il est assez aisé de comprendre que la vitesse de variation de la concentration de bore dans le primaire l'est également.

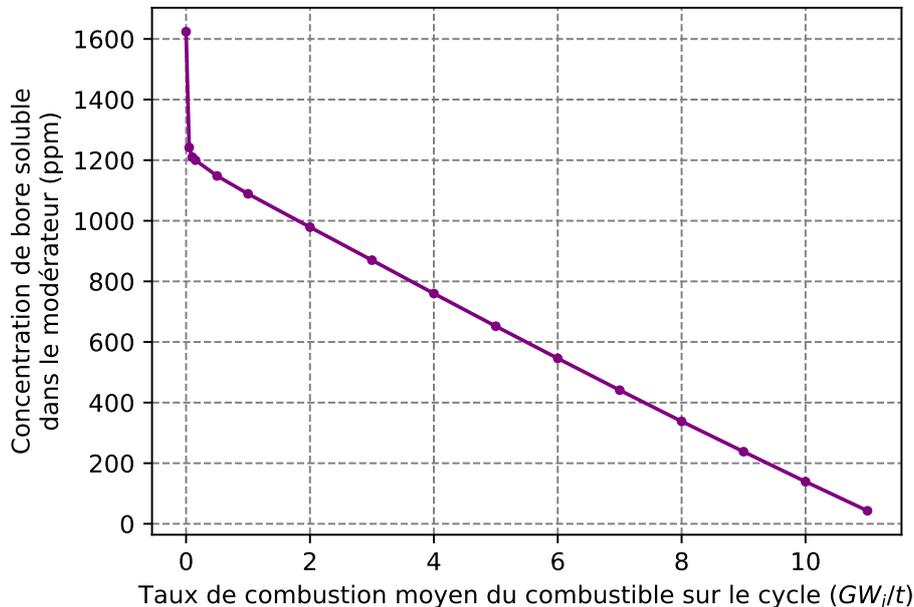


FIGURE 1.16 – Évolution de la concentration de bore soluble dans le modérateur sur un cycle combustible caractéristique d'un réacteur 900 MW_e fonctionnant en base.

Cette équation permet également de remarquer que la vitesse de variation de la concentration de bore dans le primaire dépend de la concentration initialement présente. Ainsi, pour un réacteur en début de cycle (pour lequel la concentration de bore présente dans le modérateur est plus élevée, comme le montre la figure 1.16) la concentration de bore dans le circuit primaire peut varier plus rapidement que pour un réacteur en fin de cycle.

1.5 Le vieillissement sous irradiation

Les cuves des REP sont soumises à une forte irradiation neutronique venant des réactions de fissions qui ont lieu dans le cœur du réacteur. Les nombreuses collisions élastiques de ces neutrons avec les atomes de la matière engendrent des dégâts d'irradiation qui modifient la micro-structure des matériaux et, sur le long terme, leurs propriétés macroscopiques. Cette modification progressive des propriétés macroscopiques des matériaux est appelée le "vieillissement sous irradiation".

Cette section vise à présenter succinctement la compréhension actuelle de la génération des dégâts d'irradiation dans l'acier de cuve afin de permettre au lecteur de visualiser la dimension multi-physiques et multi-échelles de ce problème complexe. Ensuite, les principaux effets de l'accumulation de dégâts d'irradiation sur les propriétés macroscopiques de la cuve des REP seront présentés. Tout au long de ces explications,

le lecteur pourra se référer à la figure 1.17, qui fournit une vue d'ensemble des multiples dimensions spatiales et temporelles en jeux ici.

Après ces rappels généraux, cette section présentera les stratégies déployées par les exploitants pour quantifier le vieillissement sous irradiation neutronique de l'acier qui compose la cuve des REP. Enfin, cette section terminera par un bref état des méthodologies de calcul existantes pour quantifier le vieillissement sous irradiation.

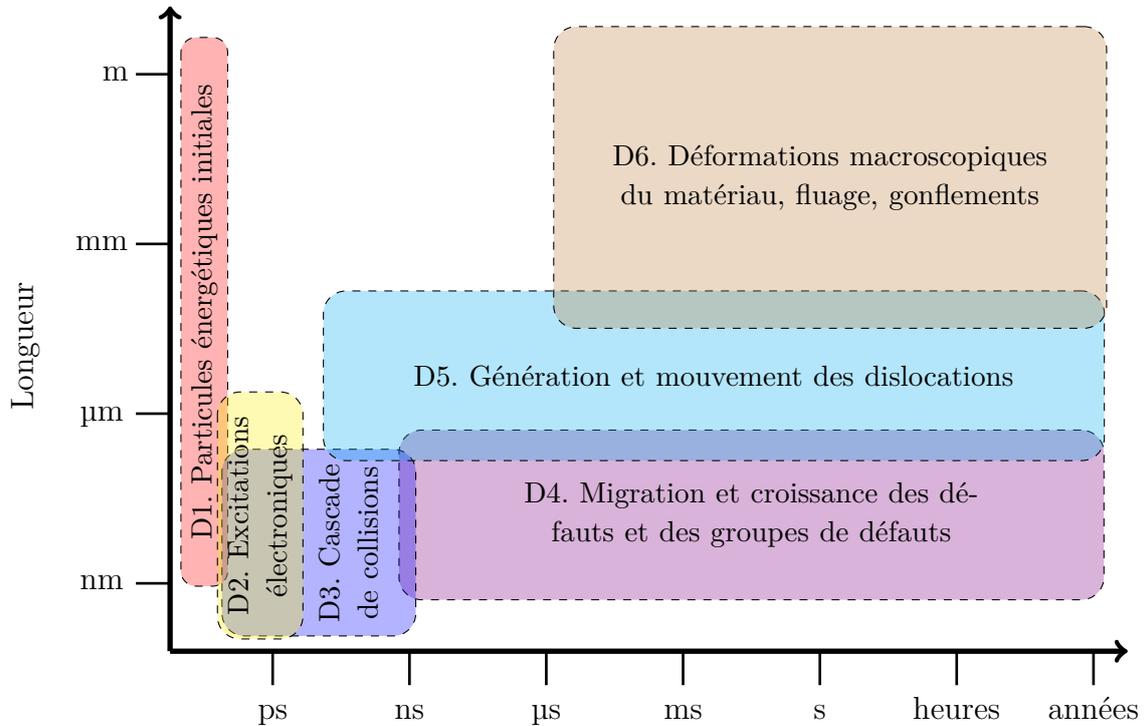


FIGURE 1.17 – Les multiples niveaux de physique impliqués dans les effets des rayonnements. Les codes D1 à D6 sont utilisés comme références croisés dans le corps du texte. Les limites des boîtes dans l'espace et dans le temps sont très approximatives et ne doivent pas être considérées comme des limites précises (figure reconstruite et traduite de l'anglais depuis la référence [45]).

1.5.1 Les dégâts d'irradiation

1.5.1.1 Les dégâts primaires d'irradiation

L'initiateur d'un évènement de dégâts d'irradiation est une particule énergétique traversant la matière. Il peut s'agir, par exemple, d'ions provenant d'accélérateurs de particules, de photons provenant d'un synchrotron, de neutrons provenant d'un réacteur nucléaire. . . Dans le cadre de cette thèse, les particules considérées sont les neutrons issus des réactions de fissions qui ont lieu dans le cœur du réacteur. Ces neutrons ralentissent par différents mécanismes et interactions avec les noyaux et électrons des matériaux, comme expliqué dans la section 1.1.1. Ce processus de ralentissement est extrêmement rapide puisqu'il se passe sur des échelles de temps allant de la femtoseconde à la picoseconde (boîte **D1** sur la figure 1.17). Le ralentissement d'un neutron s'effectue majoritairement par succession de collisions élastiques lors desquelles le neutron cède une partie de son énergie aux atomes qui composent la matière.

Dans le cas où l'énergie transmise à l'atome par le neutron n'est pas suffisante pour le déplacer de son site du réseau cristallin, les dégâts d'irradiation sont produits par les excitations électroniques qui résultent de l'échange d'énergie (boîte **D2** sur la figure 1.17). Cependant, dans le cadre d'un réacteur nucléaire, ce type de dégâts d'irradiation reste relativement marginal et le cas intéressant est celui où l'énergie cédée par le neutron est suffisamment importante pour éjecter l'atome frappé de son site du réseau cristallin.

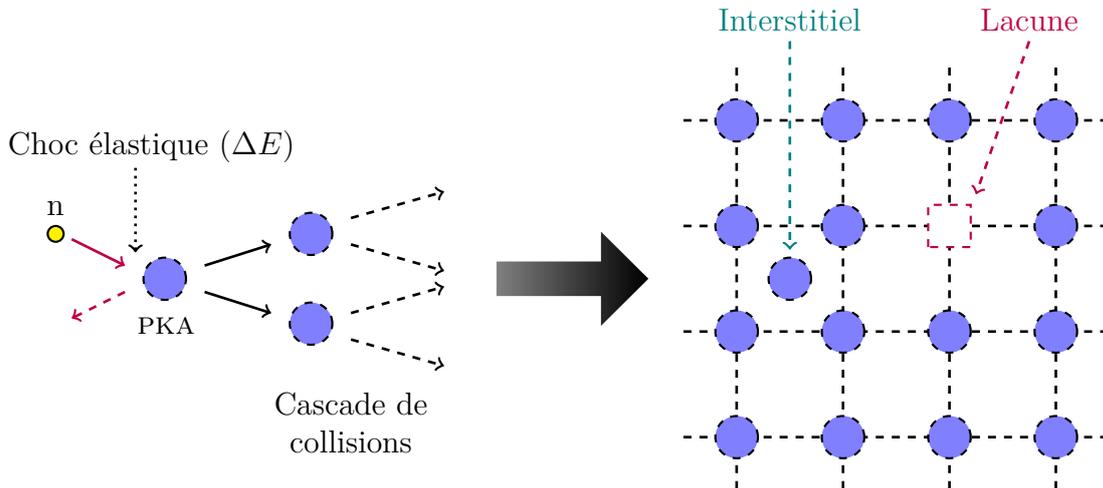


FIGURE 1.18 – Dégâts primaires d'irradiation : formation des paires de Frenkel. L'acronyme PKA indique le premier atome frappé par le neutron incident.

Dans le cas où le neutron incident transmet au premier atome frappé (souvent abrégé PKA pour Primary Knocked Atom en anglais) une énergie supérieure à son énergie de seuil de déplacement, cet atome est éjecté de son site du réseau cristallin [46]. Si le PKA ne se replace pas immédiatement sur son site, il peut rentrer en collision avec d'autres atomes du réseau cristallin. Ces atomes seront à leur tour déplacés et rentreront en collision avec d'autres atomes du réseau et ainsi de suite (cf. figure 1.18). La collision élastique⁹ du neutron sur le PKA induit donc une cascade de collisions au sein du réseau cristallin, qui a pour effet de déplacer de nombreux atomes de leur site initial (boîte **D3**) [47]. Une fois la cascade de collisions terminée, certains atomes déplacés vont se repositionner sur un site du réseau cristallin. Ces processus de remplacement sont généralement appelés les "recombinaisons". Cependant, une partie des atomes déplacés n'effectuera pas de recombinaisons et restera donc placée en insertion dans les sites interstitiels du réseau cristallin. Par conséquent, ils laissent derrière eux des sites vacants appelés lacunes (cf. figure 1.18). Les couples lacune-atome interstitiel sont appelés paires de Frenkel.

Il est important de noter ici que, dans les matériaux denses, les différentes branches d'une cascade de collisions finissent presque toujours par se chevaucher, et le processus devient un ensemble de collisions simultanées entre plusieurs corps, connu sous le nom de pic de chaleur [45]. Lors des pics de chaleur, les dommages produits ne se résument

9. Dans le cadre de la science des matériaux, le terme collision élastique correspond au cas où la particule incidente interagit directement avec le noyau (chocs avec conservation de l'énergie cinétique). *A contrario*, les collisions inélastiques désignent ici le cas où la particule incidente interagit avec les électrons (chocs causant des excitations électroniques et des ionisations des atomes choqués).

pas à des paires de Frenkel mais peuvent également former des groupes (appelés "clusters") [48], faire subir des transitions de phase à la région où les dommages sont produits [49]. Ensuite, la cascade de collision se refroidit rapidement (la vitesse de refroidissement des pics de chaleur dans les métaux est de l'ordre de 10^{15} K/s [45]) et c'est lors de ce refroidissement que se produisent la majorité des processus de recombinaisons, comme le montre la figure 1.19 issue de la référence [50].

Sur cette figure, il est possible de remarquer que, lorsque les atomes sont "chauds" (forte énergie cinétique), un grand nombre d'entre eux sont déplacés de leur site initial. Cependant, quand la cascade de collision "refroidie" (énergie cinétique qui diminue), une majorité des atomes initialement déplacés retournent à leur position originelle. Cette suite d'évènements se produit à des temps de l'ordre de la dizaine à la centaine de picosecondes (figures 1.17 et 1.19).

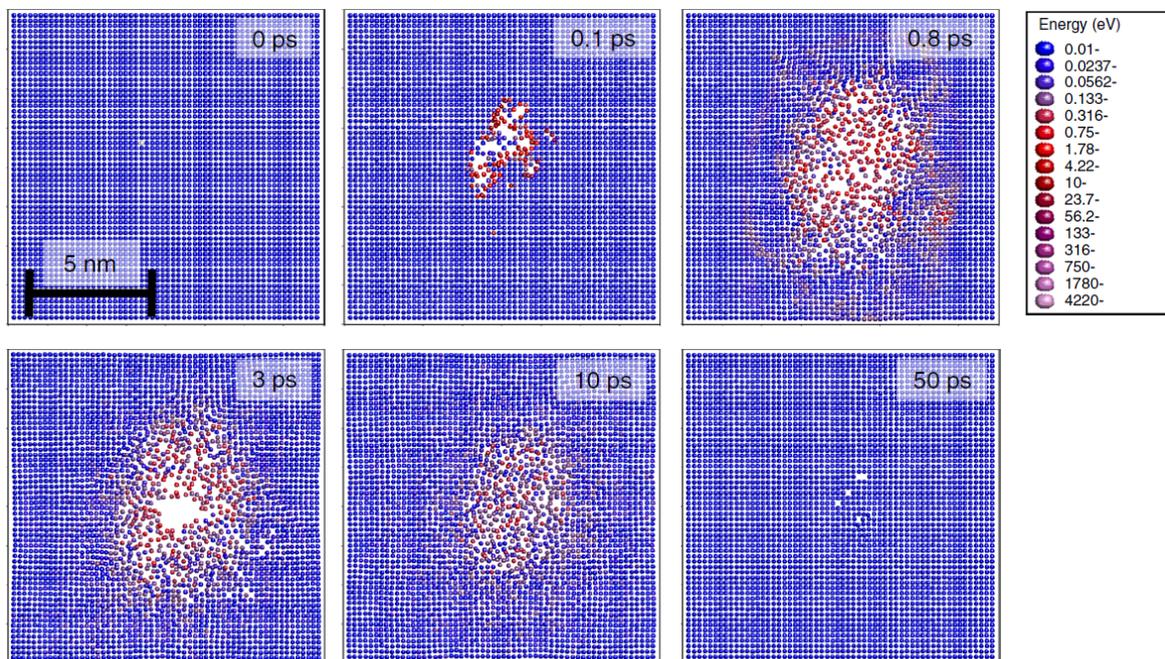


FIGURE 1.19 – Vue en coupe d'une cascade de collisions induite par un PKA de 10 keV dans un réseau d'atomes d'or, obtenue à partir de simulations typiques de dynamique moléculaire [50]. Les points individuels indiquent les positions des atomes. Les cercles bleus illustrent les atomes à faible température et les atomes rouges et blanchâtres ont de hautes énergies cinétiques, avec l'échelle d'énergie donnée sur la droite de la figure.

Après refroidissement de la cascade de déplacements, le système peut être considéré comme ayant atteint un équilibre thermodynamique. Les dégâts restants (paires de Frenkel, clusters, etc.) lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint constituent les dégâts primaires d'irradiation.

Jusque ici, il a été considéré que le matériau soumis à l'irradiation neutronique est un métal pur dont les atomes sont agencés dans une structure cristalline d'équilibre. En réalité, le matériau de cuve est composé d'un alliage de plusieurs éléments (fer, manganèse, nickel, etc. [51]). Cette dimension multicomposants de l'acier de cuve introduit plusieurs aspects supplémentaires à l'endommagement par déplacements atomiques au regard des éléments purs (production de défauts plus complexes, mélange

chimique, transitions de phase cristalline-amorphe à l'état solide, etc. [52]). Par soucis de concision, ces complexités ne seront pas abordées dans ce manuscrit de thèse.

1.5.1.2 L'évolution des dégâts d'irradiation

L'évolution des défauts ponctuels

Dans la plupart des matériaux, une partie des défauts ponctuels (lacunes ou interstitiels) générés par la cascade de collision sont mobiles à température ambiante. Par conséquent, après la cascade de collisions, les défauts en présence se mettent en mouvement sous l'effet de l'agitation thermique (boîte **D4** sur la figure 1.17). Lors de leurs déplacements, les défauts ponctuels peuvent rencontrer d'autres défauts ponctuels. Si ils sont de même nature, ils vont former des agrégats de lacunes ou d'interstitiels. Cela se produit jusqu'à ce qu'une nouvelle cascade frappe la même région ou que tous les défauts se soient recombinaés.

Au fur et à mesure du temps, les agrégats de défauts grossissent sous l'effet de la mobilité des défauts ponctuels et des chevauchements des déplacements atomiques. Dans la majorité des métaux, ils finissent par prendre la forme de dislocations (ou de boucles de dislocations) interstitielles ou lacunaires (boîte **D5** sur la figure 1.17) [5, 53]. En réalité, dans certains métaux où les pics de chaleur sont denses comme le cuivre (Cu) ou le nickel (Ni), les dégâts primaires d'irradiation comprennent déjà des dislocations [48, 54, 55]. Dans la mesure où les propriétés sous contraintes mécaniques des métaux sont extrêmement liées à la présence de dislocations, la compréhension des dommages causés par les fortes doses dans les métaux nécessite une bonne compréhension de la manière dont les dislocations se forment et de leur comportement après l'irradiation.

Sur le long terme, l'accumulation des dommages d'irradiation induit des modifications macroscopiques des matériaux, qui peuvent prendre de nombreuses formes (boîte **D6** sur la figure 1.17). À titre d'exemple, il est possible d'évoquer le cas où la mobilité des lacunes conduit à leur coalescence en zones de vide (appelées cavités), qui induit un gonflement du matériau. Une autre possibilité est que la mobilité des défauts ponctuels et des dislocations entraîne des changements de forme permanents du matériau, surtout à hautes températures. Cet effet est communément dénommé le "fluage". Enfin, la formation de zones à forte concentration en dislocations tend généralement à durcir et à fragiliser les métaux. Bien que cette liste ne soit pas exhaustive, elle permet de mettre en évidence la complexité et la multiplicité des mécanismes de vieillissement sous irradiation.

Dans le cas des cuves des REP, le durcissement et la fragilisation du matériau sont les aspects les plus préoccupants du vieillissement sous irradiation.

La ségrégation sous irradiation

Dans les cuves des REP, l'irradiation neutronique induit des concentrations de lacunes et d'interstitiels beaucoup plus élevées qu'à l'équilibre thermique. Cependant, la concentration de défauts au niveau des puits (joints de grains¹⁰, dislocations, surfaces,

10. Un joint de grain est une surface séparant deux cristaux d'orientation, de composition ou de structure différente.

etc.) est imposée à la concentration de l'équilibre thermique [56]. Ainsi, la différence entre la concentration de défauts dans le matériau et celle au voisinage des puits induit un flux de défauts vers ces derniers. Or, les déplacements des défauts sont intimement corrélés ou anti-corrélés aux déplacements de certains éléments de l'alliage. Ainsi, il est possible d'observer, au voisinage des puits, des flux d'éléments vers ces derniers ou dans la direction opposée. Ces flux d'éléments peuvent modifier localement la composition de l'acier et créer des hétérogénéités locales au sein de l'alliage, appelées ségrégations. Ce phénomène est donc généralement appelé "ségrégation sous irradiation" (abrégée RIS pour Radiation Induced Segregation en anglais) [56].

Ce mécanisme induit, sur le long terme, la formation d'une multitude de nano-amas enrichis en certains éléments fragilisants, comme le phosphore (P), le cuivre (Cu) ou le nickel (Ni) [51]. Cette augmentation de la concentration en P, Cu ou Ni aux abords des puits de défauts entraîne donc une fragilisation locale de l'acier de cuve. Ainsi, il est possible de comprendre ici qu'il est important de minimiser les teneurs initiales en éléments fragilisants dans l'acier de cuve de sorte à limiter la fragilisation induite par la RIS.

1.5.2 Fragilisation de l'acier de cuve sous irradiation neutronique

Les aciers ferritiques [57], comme ceux qui composent la cuve de REP, présentent une transition de mode de rupture. En effet, leur comportement est fragile à basse température et ductile à haute température¹¹, comme le montre la figure 1.20 issue de la référence [47]. La température où le matériau passe d'un comportement à l'autre est appelée température de transition ductile/fragile (notée T_T).

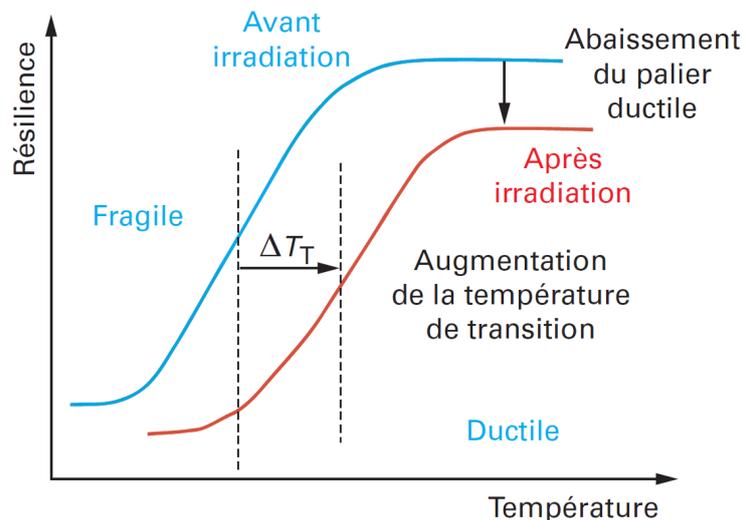


FIGURE 1.20 – Fragilisation sous irradiation des aciers ferritiques [47].

L'accumulation des dégâts d'irradiation va entraîner sur le long terme une fragilisation des matériaux de la cuve, via deux mécanismes :

11. Un matériau est dit "ductile" lorsqu'il peut être déformé plastiquement sans rompre, comme le ferait un morceau de plastique. A contrario, un matériau dit "fragile" se fracture dès que sa limite d'élasticité est atteinte, comme le ferait du verre.

- un abaissement du palier ductile ;
- un décalage de la température de transition ductile/fragile (ΔT_T) vers les plus hautes températures.

De fait, les aciers de cuve peuvent subir une irradiation neutronique maximale au delà de laquelle la tenue mécanique de la cuve pourrait être compromise en cas de situation accidentelle menant à un choc froid, comme par exemple une perte de réfrigérant primaire. En effet, dans ce cas de figure, il est nécessaire d'injecter de l'eau froide (i.e. à température ambiante) dans le circuit primaire pour compenser la perte de réfrigérant, induisant une potentielle chute locale de la température de la cuve. Dans le cas où cette dernière aurait été trop fragilisée par l'irradiation neutronique (i.e. sa température de transition a été fortement décalée vers les plus hautes températures), elle pourrait alors localement basculer du comportement ductile au comportement fragile. En considérant les contraintes mécaniques importantes que la cuve subit en permanence, un tel basculement de comportement est susceptible d'induire un risque important de rupture fragile de la cuve.

Afin de quantifier l'irradiation maximale que la cuve peut subir pour opérer en sécurité et en toutes circonstances, des programmes de surveillance ont été mis en place en France et plus généralement à l'échelle mondiale.

1.5.3 Le programme de surveillance de l'irradiation en France

Le programme de surveillance de l'irradiation (PSI) en France a pour objectif de permettre le suivi du vieillissement des cuves en anticipant l'évolution sous irradiation des propriétés mécaniques des matériaux des cuves. Ce programme repose sur l'établissement d'une formule empirique permettant de quantifier le décalage de la température de transition ductile/fragile (ΔT_T) en fonction de la fluence neutronique rapide vue par la cuve, qui est la grandeur historiquement retenue pour quantifier le vieillissement [4]. La fluence neutronique rapide $\varphi_{E>1MeV}$ (qui se mesure en $n.cm^{-2}$) est calculée par intégration du flux neutronique rapide sur de la durée d'irradiation, comme le montre l'équation 1.47.

$$\varphi_{E>1MeV} = \int_{t=0}^T \int_{E>1MeV} \phi(E,t) dE dt \quad (1.47)$$

où pour un temps t et une énergie de neutrons E , $\phi(E,t)$ ($n.cm^{-2}.s^{-1}$) représente le flux neutronique dépendant de l'énergie et T (s) représente la durée totale d'irradiation.

Afin d'établir cette formule empirique, une méthodologie a été mise en place dans le cadre du programme de surveillance français. La figure 1.21 issue de la référence [19] présente de manière graphique cette méthodologie et pourra être utilisée par le lecteur afin de mieux visualiser les explications des paragraphes à venir.

Dans le cadre du PSI, l'établissement de la formule empirique repose sur l'introduction dans le réacteur de capsules, contenant des dosimètres et des éprouvettes de métaux représentatifs des matériaux constituant la cuve, à savoir [58] :

- le métal de base des viroles¹² ;
- le métal déposé par soudage ;
- la zone affectée thermiquement par le soudage.

Les capsules sont placées dans des paniers fixés entre le cœur et la cuve (en général sur le bouclier thermique ou l'enveloppe, cf. figure 1.21), qui permettent de simuler au mieux les conditions d'exploitation de la cuve mais en subissant un flux neutronique plus important. Elles sont donc irradiées avec un facteur d'anticipation (f_{lead}) permettant de connaître à l'avance ce que deviendront les caractéristiques de l'acier de cuve.

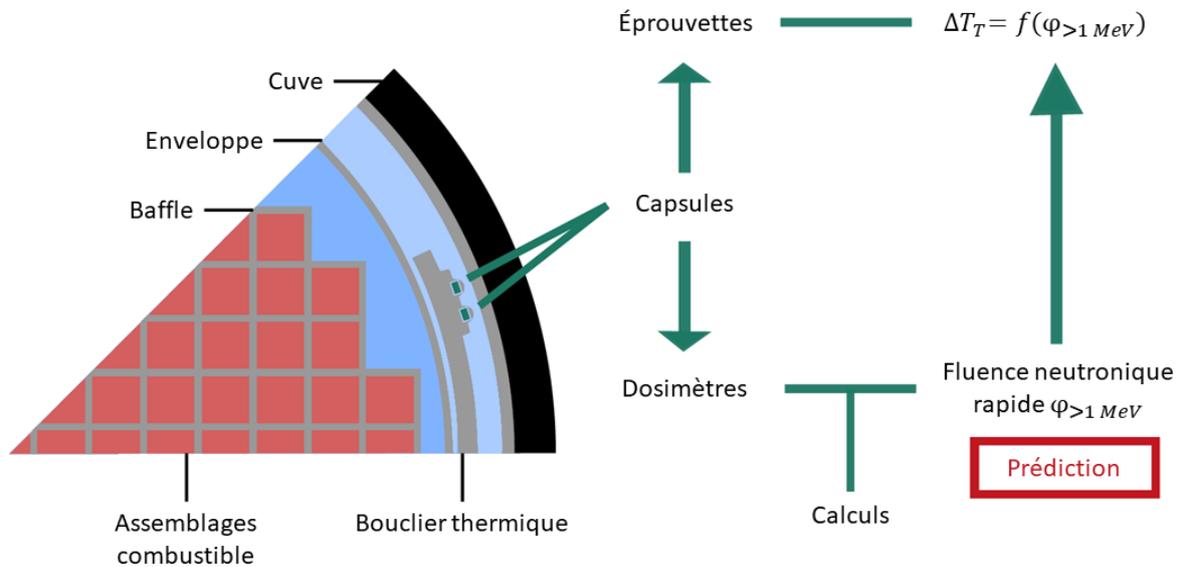


FIGURE 1.21 – Méthodologie générale des programmes de surveillance [19].

Les capsules sont extraites après des temps passés en réacteur pré-définis, qui correspondent à différents niveaux d'irradiation équivalents de la cuve. À titre d'exemple, les quatre capsules qui ont été mises en places dans les réacteurs du palier CPY (900 MW_e) ont été extraites après 4 ans, 7 ans, 9 ans et 14 ans en réacteur et leur vieillissement sont respectivement considérés comme équivalent à celui qu'aura la cuve après environ 11 ans, 20 ans, 28 ans et 40 ans d'exploitation [58, 3]. Après extraction des capsules du réacteur, des tests de résistance mécanique sont conduits sur les éprouvettes (essais de résilience, de traction et de ténacité [3]) afin d'évaluer la dégradation de leur comportement mécanique sous l'effet de l'irradiation. Dans le même temps, les données d'activation des dosimètres sont analysées à l'aide de codes de calcul [19, 59] afin de dériver la fluence neutronique rapide qui a touché les capsules.

Les données ainsi acquises viennent s'ajouter à des données obtenues en réacteurs expérimentaux au moment de la conception des réacteurs et permettent de dériver un lien empirique entre le décalage de la température de transition ductile/fragile (ΔT_T) et la fluence neutronique rapide, comme le montre la figure 1.22 issue de la

12. Le terme virole désigne les parties cylindriques creuses de la cuve qui sont fixées les unes aux autres par soudage.

référence [58]. L'équation résultant de cette procédure est communément dénommée la formule de fragilisation sous irradiation supérieure (formule FIS). Dans la mesure où la composition chimique de l'acier de cuve influe également grandement sur la fragilisation (cf. section 1.5.1.2) de ce dernier sous irradiation, la formule FIS est également fonction des teneurs en éléments fragilisants comme le phosphore (P), cuivre (Cu) et nickel (Ni) [58, 3]. La forme générale de la formule FIS est donnée par l'équation 1.48.

$$\Delta T_t = f(P, Cu, Ni) \left(\frac{\varphi_{E>1MeV}}{10^{19}} \right)^x \quad (1.48)$$

où ΔT_t est le décalage de la température de transition ductile fragile ($^{\circ}C$), P , Cu et Ni sont les teneurs des éléments de l'acier exprimées en pourcentage massique, x est une constante dépendante de la composition de la cuve et $\varphi_{E>1MeV}$ est la fluence neutronique rapide ($n.cm^{-2}$).

Une représentation graphique de la formule FIS est également donnée par la figure 1.22 issue de la référence [58].

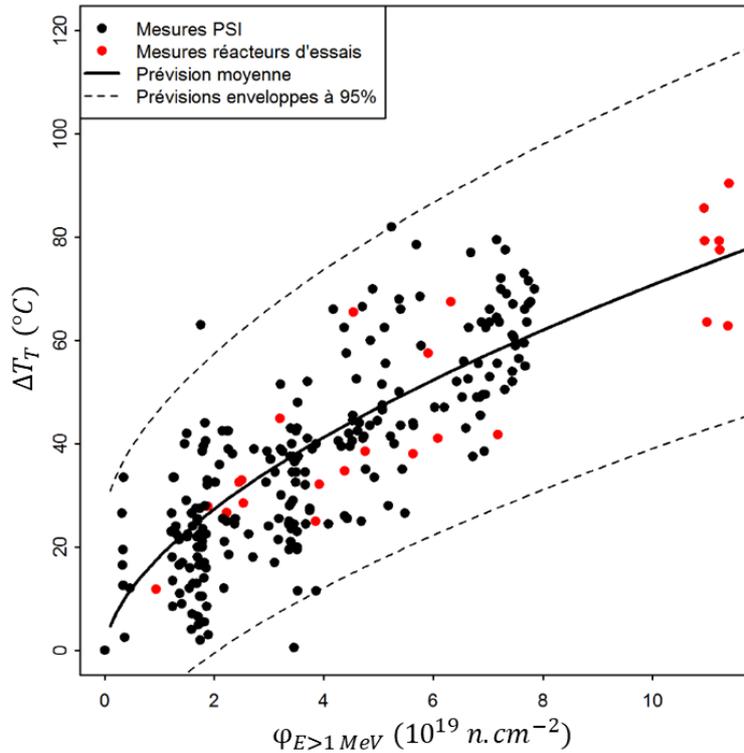


FIGURE 1.22 – Formule de fragilisation sous irradiation supérieure (valeurs moyennes et valeurs enveloppes minimales et maximales) dérivée à partir des résultats du PSI et de ceux obtenus en réacteurs expérimentaux [58].

La formule FIS est ensuite utilisée pour quantifier la fluence neutronique maximale que peut subir l'acier de cuve afin de garantir son intégrité structurale en toutes conditions d'opération, même accidentelle¹³. Il apparaît donc que l'évaluation de la fluence neutronique joue un rôle prédominant dans l'estimation du vieillissement des cuves de

13. La valeur limite de fluence neutronique rapide actuellement retenue en France est égale à $6,5 \cdot 10^{19} n.cm^{-2}$ [3] mais est susceptible d'évoluer au fur et à mesure des ajustements de la formule FIS qui se font à la suite de l'acquisition de nouvelles données.

réacteurs nucléaires. Il est donc nécessaire de disposer de méthodologies permettant de quantifier avec précision la fluence neutronique rapide ainsi que son incertitude associée.

Il reste néanmoins intéressant de noter que la dispersion des points expérimentaux indiqués sur la figure 1.22 est relativement importante. Cette observation laisse donc supposer que la formule FIS n'est pas capable de prendre en compte l'intégralité des phénomènes physiques en jeux dans le vieillissement sous irradiation. L'approche utilisée dans le cadre du PSI pourrait donc être améliorée à l'avenir.

1.5.4 Méthodologies existantes pour quantifier numériquement le vieillissement sous irradiation

Au travers des sections précédentes, il a été mis en évidence que le vieillissement est induit par des phénomènes complexes intervenants à des échelles physiques et temporelles multiples.

La manière standard d'évaluer le vieillissement des cuves de réacteur est aujourd'hui d'utiliser la fluence neutronique rapide reçue par la cuve, puisque les programmes de surveillance ont permis d'établir un lien empirique entre cette grandeur et la dégradation des propriétés mécaniques de la cuve (cf. section 1.5.3). Cependant, la question de la quantification des dommages d'irradiation générés dans l'acier de cuve n'est pas pour autant dénuée d'intérêt. En effet, comme expliqué lors de la section 1.5.1, la dégradation des propriétés mécaniques de l'acier de cuve est fortement liée à la génération de dislocations à la suite de la création de paires de Frenkel dans le matériau à la suite des collisions neutron/atome. Ainsi, la fluence neutronique rapide, bien que pratique car plus aisément quantifiable, peut apparaître comme une grandeur approximative dans le cadre des évaluations de vieillissement des cuves de réacteur. Néanmoins, modéliser la génération et l'évolution des dommages d'irradiation est une question complexe qui implique d'utiliser des méthodes de calcul variées de sorte à pouvoir modéliser les multiples dimensions spatiales et temporelles en jeux (cf. figure 1.17) [5, 45, 60].

De manière générale, les méthodes proposant une alternative à la quantification de la fluence neutronique rapide se limitent aujourd'hui à la quantification de la quantité de dommages primaires d'irradiation (i.e. le nombre de paires de Frenkel) générés au sein de l'acier de cuve. La grandeur communément utilisée pour quantifier ces dégâts primaires d'irradiation est les déplacements par atome (dpa). Comme son nom l'indique, cette grandeur est un indicateur du nombre de déplacements subis, en moyenne, par chaque atome d'un matériau soumis à une irradiation. Bien qu'elles ne prennent pas en compte l'intégralité des phénomènes inhérents au vieillissement sous irradiation, les dpa constituent une grandeur plus pertinente que la fluence neutronique rapide (car plus proche de la physique de génération des dégâts d'irradiation) pour effectuer des analyses du vieillissement de la cuve.

L'établissement d'un lien entre les dpa et la dégradation des propriétés macroscopiques de l'acier de cuve est une question d'intérêt pour la communauté scientifique. Ainsi, le projet ENTENTE¹⁴ (qui s'effectue dans le cadre du programme H2020-Euratom-1) vise à collecter et stocker l'ensemble des données théoriques et expérimentales européennes sur les dommages par rayonnement des aciers de cuve afin de

14. <https://snetp.eu/portfolio-items/entente/>

construire une base de données. Cette dernière reposera notamment sur la plateforme de calcul multi-échelle SOTERIA qui vise à simuler le vieillissement des aciers de cuve depuis l'interaction entre les neutrons et les matériaux jusqu'au comportement macroscopique de la cuve.

Ainsi, les sections à venir visent à présenter de manière succincte les principales méthodes aujourd'hui utilisées pour quantifier les deux grandeurs principales du vieillissement sous irradiation : la fluence neutronique rapide et les déplacements par atome.

1.5.4.1 Évaluation de la fluence neutronique rapide

Une manière courante d'évaluer la fluence neutronique vue par la cuve des réacteurs est d'utiliser une méthodologie en deux étapes :

- une première étape visant à évaluer la distribution spatiale et énergétique des neutrons de fission au sein du cœur du réacteur ;
- une deuxième étape consistant à modéliser le transport des neutrons du cœur vers la cuve, en utilisant la distribution des neutrons de fission déterminée à l'étape précédente.

Chaque étape du calcul peut être réalisée en utilisant des méthodologies déterministes ou des méthodologies Monte-Carlo [61, 62]. Cependant, certains travaux trouvés dans la littérature proposent également un couplage des deux approches [63, 64, 65]. Dans certains cas, le terme source peut être directement dérivé de relevés expérimentaux et est alors utilisé en entrée d'un modèle Monte-Carlo pour évaluer le flux à la cuve [66, 67].

D'autres travaux explicitent des méthodes en une étape, se basant sur des calculs Monte-Carlo de criticité (cf. section 1.2.4.2) au cours desquels les réponses des détecteurs sur la cuve sont évaluées en même temps que le terme source [68, 69].

Les méthodes en deux étapes nécessitent globalement moins de ressources informatiques et sont donc plus simples à mettre en place que les méthodes en une étape basées sur des calculs Monte-Carlo de criticité. Ceci est d'autant plus vrai lorsque des codes déterministes sont employées au sein de la méthodologie découplée. Cependant, effectuer une approche découplée implique d'effectuer des approximations sur la précision du terme source et ces méthodologies sont donc fondamentalement moins précises que les méthodologies en une étape.

Les méthodes et codes de calculs utilisés dans les méthodologies citées ci-dessus sont très variés et il serait irréaliste d'envisager de toutes les décrire en détails dans cette section. Ainsi, seule la méthode retenue par l'exploitant en France sera détaillée dans les paragraphes à venir.

La méthodologie de référence utilisée par EDF pour réaliser ses études de fluence cuve [70] est une méthodologie découplée qui s'effectue en deux étapes, comme expliqué au début de cette section. Dans un premier temps, une méthodologie déterministe couplant les codes APOLLO et COCCINELLE [71] est utilisée pour évaluer une

distribution de puissance du cœur représentative d'un cycle de réacteur. Dans cette approche, APOLLO2 (qui résout l'équation du transport à deux dimensions d'espace) génère les sections efficaces homogénéisées à l'échelle de l'assemblage qui seront utilisées par COCCINELLE (qui résout l'équation tridimensionnelle de la diffusion à deux groupes d'énergie) afin de calculer les nappes de puissances à différents instants du cycle considéré. La source de neutrons de fission est ensuite assimilée à la distribution de puissance moyenne du cycle du réacteur.

Le terme source ainsi généré est ensuite utilisé par le code Monte-Carlo TRIPOLI¹⁵ [72], qui va se charger modéliser le transport des neutrons depuis le cœur jusqu'à la cuve. Deux méthodes de réduction de variance sont disponibles de TRIPOLI : le module INIPOND [73] et plus récemment l'Adaptative Multilevel Splitting (AMS) [74]. De manière succincte, le module INIPOND utilise la méthode "Exponential Transform" [75] pour modifier le noyau de transport en favorisant les trajectoires des particules susceptibles de contribuer à la réponse des détecteurs. L'AMS permet quand à elle d'optimiser le calcul, non pas à partir de données fixées à priori (comme c'est le cas avec INIPOND), mais à partir de données acquises au vol.

En parallèle de cette méthodologie de référence, EDF dispose du code déterministe EFLUVE [70, 76] qui permet d'effectuer des analyses rapides de fluence cuve en assumant que l'atténuation des neutrons dans une géométrie tridimensionnelle est linéaire. De plus, EFLUVE inclue dans son fonctionnement un recalage en fonction de calculs de référence effectués avec TRIPOLI. Ce procédé permet d'améliorer la précision des prédictions d'EFLUVE concernant la fluence neutronique rapide vue par la cuve.

1.5.4.2 Évaluation des déplacements par atome

Comme expliqué précédemment, les dommages dus aux déplacements induits par l'irradiation sont généralement quantifiés en termes de déplacements par atome (dpa). Cette quantité comprend des informations sur la réponse du matériau (nombre d'atomes déplacés) et la fluence neutronique (amplitude et spectre) que le matériau a reçu. Les dpa quantifient le nombre d'atomes déplacés de façon permanente de leur site initial vers une position interstitielle. En supposant qu'aucun défaut ponctuel n'est perdu au profit d'une surface ou d'un autre puits de défauts, les dpa peuvent être considérés comme un estimateur de la concentration des paires lacunes-interstitiels (paires de Frenkel) dans le matériau.

Différentes méthodes permettent de quantifier le nombre de paires de Frenkel générées par l'irradiation neutronique, comme les méthodes de Dynamique Moléculaire (MD pour Molecular Dynamics en anglais) [77] ou l'approximation des collisions binaires (BCA pour "Binary Collision Approximation" en anglais) [78]. Cependant, la norme internationale pour quantifier les dpa dans les matériaux irradiés est le modèle Norgett-Robinson-Torrens (NRT-dpa) [79], qui est basé sur des simulations de collisions ion-matière dans un solide en utilisant la BCA. Selon ce modèle, le nombre de déplacements atomiques N_d créés par un ion incident (i.e. le PKA) peut être estimé

15. TRIPOLI est développé par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA)

selon la formule suivante :

$$N_d(T_d) = \begin{cases} 0 & , & T_d < E_d \\ 1 & , & E_d < T_d < \frac{2E_d}{0,8} \\ \frac{0,8T_d}{2E_d} & , & \frac{2E_d}{0,8} < T_d < \infty \end{cases} \quad (1.49)$$

où E_d est l'énergie de seuil de déplacement (eV)¹⁶ et T_d est l'énergie de dommage (eV)¹⁷. Le facteur 0,8 représente "l'efficacité" de la cascade de collision, qui prend en compte la probabilité pour une paire de Frenkel d'être recombinée instantanément après sa production [52].

Une fois T_d calculée, ce modèle permet de quantifier le nombre d'atomes déplacés par un ion incident dans tout matériau pour lequel E_d est connu. Cependant, une des limites du modèle NRT-dpa est son incapacité à prendre en compte les phénomènes de recombinaisons (cf. section 1.5.1) qui se produisent une fois la cascade de collisions terminée. Cela conduit à une surestimation significative du nombre total d'atomes déplacés. Cette surestimation peut être de l'ordre d'un facteur trois pour certains métaux (par exemple, comme le Fer) [50]. Nordlund *et al.* ont donc proposé le modèle ARC-dpa (Athermal Recombination Corrected dpa model) [50] qui fournit une description plus réaliste de la création des dégâts primaires d'irradiation :

$$N_d(T_d) = \begin{cases} 0 & , & T_d < E_d \\ 1 & , & E_d < T_d < \frac{2E_d}{0,8} \\ \frac{0,8T_d}{2E_d} \xi_{arc-dpa}(T_d) & , & \frac{2E_d}{0,8} < T_d < \infty \end{cases} \quad (1.50)$$

avec la fonction d'efficacité $\xi_{arc-dpa}(T_d)$ donnée par :

$$\xi_{arc-dpa}(T_d) = \frac{1 - c_{arc-dpa}}{(2E_d/0,8)^{b_{arc-dpa}}} T_d^{b_{arc-dpa}} + c_{arc-dpa} \quad (1.51)$$

où, de la même manière que pour le modèle NRT-dpa, N_d est le nombre d'atomes déplacés par l'ion incident, E_d est l'énergie de seuil de déplacement (eV), T_d (eV) est l'énergie de dommage. Cette formulation introduit donc les paramètres $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ qui sont des constantes propres au matériau et sont données pour plusieurs métaux dans la référence [50].

Une manière de calculer les déplacements par atome est donc d'utiliser la formulation NRT-dpa ou la formulation ARC-dpa pour générer des sections efficaces de déplacements atomiques σ_d , qui sont ensuite utilisées pour quantifier le taux de déplacements par atome R_{dpa} dans le matériau soumis à l'irradiation neutronique via

16. L'énergie de seuil de déplacement E_d correspond à l'énergie minimale nécessaire pour déplacer des atomes du réseau cristallin.

17. L'énergie de dommage T_d correspond à l'énergie cinétique de l'ion incident disponible pour créer des déplacements atomiques, c'est à dire à l'énergie totale du PKA à laquelle est soustraite l'énergie perdue par cet ion suite aux interactions électroniques (ionisations).

l'équation suivante :

$$R_{dpa}(t) = \int_E \phi(E,t) \sigma_d(E) dE \quad (1.52)$$

où, pour une énergie du neutron incident E et un temps t , $\phi(E,t)$ représente le flux de neutrons dépendant de l'énergie et du temps et σ_d représente la section efficace de déplacements atomiques.

La section efficace de déplacements atomiques est déterminée par les codes de traitement des données nucléaires comme NJOY [37] en combinant les résultats de trois processus différents [52] :

- l'interaction entre le neutron incident et le PKA ainsi que le transfert d'énergie en résultant (i.e. l'énergie de recul du PKA) ;
- la perte de l'énergie acquise par le PKA en raison des interactions avec les électrons du système ($T_d =$ énergie de recul - pertes électroniques) ;
- la production effective de déplacements atomiques par l'ion d'énergie T_d en se basant sur l'équation 1.49 ou l'équation 1.50 (et en supposant que E_d est connu).

C'est cette méthodologie qui a été utilisée dans le cadre de cette thèse pour évaluer les déplacements par atome puisqu'elle possède l'avantage d'être facilement utilisable avec des codes comme MCNP6.

Chapitre 2

Conception du schéma de calcul

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| <i>Préambule</i> | 60 |
| 2.1 Éléments à prendre en considération pour l'établissement du schéma de calcul | 60 |
| 2.2 Description du cas d'étude | 63 |
| 2.2.1 Les réacteurs 900 MW _e du parc nucléaire français | 63 |
| 2.2.2 Pilotage en mode G des réacteurs de 900 MW _e | 64 |
| 2.3 Les codes utilisés pour l'établissement du schéma de calcul 65 | |
| 2.3.1 Codes utilisés pour résoudre l'équation du transport en régime stationnaire | 65 |
| 2.3.1.1 Le code CASMO5 | 65 |
| 2.3.1.2 Le code MCNP6 | 66 |
| 2.3.2 Codes utilisés pour résoudre l'équation de la diffusion en régime stationnaire | 67 |
| 2.4 Évaluation du terme source de neutrons de fission | 68 |
| 2.4.1 Évaluation de la distribution spatiale des neutrons de fission | 68 |
| 2.4.1.1 Étude préliminaire : quelle discrétisation radiale ? | 68 |
| 2.4.1.2 Méthodologie de l'étude | 71 |
| 2.4.1.3 Résultats | 74 |
| 2.4.1.4 Temps de calcul | 77 |
| 2.4.1.5 Conclusion | 77 |
| 2.4.2 Modélisation de la distribution énergétique des neutrons de fission | 78 |
| 2.4.2.1 Méthodologie de reconstruction du spectre de fission représentatif d'un milieu fissile | 79 |
| 2.4.2.2 Méthodologie de l'étude | 81 |
| 2.4.2.3 Résultats | 82 |
| 2.5 Évaluation des déplacements par atome | 84 |
| 2.5.1 Modèles NRT-dpa et ARC-dpa dans NJOY | 85 |

| | | |
|------------|---|------------|
| 2.5.2 | Génération des sections efficaces de déplacements | 86 |
| 2.5.3 | Validation des développements | 88 |
| 2.5.4 | Différences entre les modèles sur les évaluations des taux de déplacements par atome | 89 |
| 2.6 | Intégration temporelle des quantités d'intérêt sur un cycle du réacteur | 89 |
| 2.6.1 | Modélisation | 90 |
| 2.6.2 | Nombre de calculs d'atténuation Monte-Carlo à réaliser par cycle | 91 |
| 2.6.3 | Nombre d'étapes de combustion à modéliser par cycle | 92 |
| 2.7 | Impact des historiques de puissance des réacteurs sur les évaluations du vieillissement de la cuve | 94 |
| 2.7.1 | Schéma de calcul utilisé | 95 |
| 2.7.2 | Réacteur et modélisation | 96 |
| 2.7.3 | Méthodologie de l'étude | 97 |
| 2.7.4 | Résultats | 99 |
| 2.7.4.1 | Impact des variations de puissance sur l'énergie libérée par les assemblages de bord | 99 |
| 2.7.4.2 | Impact des variations de puissance sur la fluence neutronique rapide vue par la cuve du réacteur | 101 |
| 2.8 | Modélisation du gradient de densité modérateur dans le calcul d'atténuation | 104 |
| 2.8.1 | Méthodologie de l'étude | 104 |
| 2.8.2 | Résultats obtenus | 105 |
| 2.8.3 | Précision du modèle retenu | 106 |
| | <i>Conclusion du chapitre</i> | 106 |

Préambule

Le développement d'une méthodologie pour évaluer le vieillissement sous irradiation des cuves des réacteurs nucléaires consiste à effectuer une série de choix, qui permettent de définir les éléments qui composent cette dernière, des grands principes méthodologiques jusqu'aux plus petits détails de modélisation. Ainsi, le second chapitre de ce manuscrit présente les principales études qui ont motivé les choix qui sont au fondement du schéma de calcul développé au cours de cette thèse.

2.1 Éléments à prendre en considération pour l'établissement du schéma de calcul

L'estimation du vieillissement des cuves des réacteurs nucléaires sous irradiation neutronique implique de nombreuses variables dont le comportement peut être difficile

à évaluer. Il a été expliqué au chapitre précédent qu'il est possible d'évaluer numériquement ce vieillissement en utilisant des grandeurs comme la fluence neutronique rapide ou encore les déplacements par atome (dpa). Cependant, évaluer ces quantités de manière précise ainsi que pour chaque réacteur à eau sous pression du parc électro-nucléaire peut s'avérer complexe du fait de leurs particularités individuelles.

En premier lieu, les réacteurs de chaque palier sont de conceptions variées et possèdent donc des particularités géométriques propres. Par conséquent, les méthodologies d'évaluation numérique du vieillissement de la cuve doivent être capables de s'adapter aux particularités de conception (géométrie, matériaux, etc.) de chacun de ces paliers.

De plus, les réacteurs nucléaires d'un même palier peuvent être opérés sous différentes gestions combustible et différents modes de pilotage au cours de leur vie. La gestion combustible et le mode du pilotage de chaque réacteur sont également susceptibles d'être modifiés au cours de sa vie. Intuitivement, il est possible de deviner ici que des gestions combustibles et des pilotages très différents peuvent induire des localisations de sites de fissions ainsi que des spectres de fission très variés. Ainsi, la quantité de neutrons accumulés à la cuve du réacteur sur une même durée d'exploitation peut varier significativement en fonction de la gestion combustible et du mode de pilotage utilisés dans le réacteur.

De surcroît, le cas des réacteurs fonctionnant en suivi de charge amène un degré de complexité supplémentaire en vue d'évaluer le vieillissement des cuves. En effet, dans le but d'adapter leur production d'électricité à la demande des consommateurs, la puissance de ces réacteurs fluctue considérablement et ce sur des échelles de temps de l'ordre de la journée, voire de l'heure. Les fluctuations des chaînes de régulation associées (mouvements des barres de contrôle et concentration de bore dans le circuit primaire) peuvent, ainsi, modifier considérablement les distributions des sites de fission dans le cœur et donc la fluence neutronique vue par la cuve.

Il est également important de noter qu'au fur et à mesure du vieillissement des réacteurs, la fluence neutronique rapide accumulée au niveau de la cuve peut s'approcher des valeurs limites fixées par le Programme de Surveillance de l'Irradiation (PSI). Ainsi, de nouveaux modes de gestion et de pilotage des réacteurs pourraient être développés de sorte à limiter encore plus l'irradiation neutronique sur la cuve.

Le lecteur pourra alors comprendre à la suite de ces quelques lignes que chaque cuve de réacteur possède, pour la même durée d'exploitation, un niveau de vieillissement qui lui est propre. Ainsi, une évaluation numérique de ce vieillissement doit être capable de prendre en compte l'histoire de chaque réacteur pour être la plus précise possible. En outre, au fur et à mesure que les réacteurs se rapprochent des limites de sûreté, la validité du programme de surveillance de l'irradiation pour chaque histoire de réacteur et pour chaque position sur la cuve pourrait être questionnée et des études approfondies pourraient être menées à ce sujet afin de valider cette méthodologie ou en développer des nouvelles considérant d'autres quantités, comme les dpa. Toutes ces questions impliquent un besoin de méthodes innovantes et polyvalentes et c'est dans ce cadre que ce travail de thèse s'inscrit.

De manière générale, la construction du schéma de calcul a été guidée par la volonté de minimiser les biais et les incertitudes sur les prédictions du vieillissement. Cependant, le travail a également été dirigé par la volonté de disposer d'un outil permettant

de réaliser des études de vieillissement variées, que ce soit en terme de grandeurs, de localisation spatiale ou d'échelle temporelle. De manière concrète, ont été visés ici :

- l'évaluation de spectres détaillés en énergie de la fluence neutronique et des dpa ;
- l'évaluation des grandeurs du vieillissement pour une large gamme axiale et azimutale sur la cuve, ainsi que dans les capsules du PSI ;
- la possibilité de considérer des échelles temporelles allant jusqu'à la vie complète du réacteur.

Compte tenu de ces objectifs, les ordres de grandeur suivants ont été posés en terme de précision et de rapidité de calcul :

- un biais maximal inférieur ou égal à 5% sur les évaluations de fluence neutronique rapide ou de dpa ;
- une incertitude globale sur les évaluations du vieillissement inférieure ou égale à 10%¹ ;
- un temps de calcul de l'ordre d'une semaine en utilisant au maximum une centaine de processeurs.

Les valeurs indiquées ici sont données à titre indicatif et ne doivent pas être considérées comme des limites absolues à ne pas franchir. Elles constituent seulement les lignes directrices qui ont guidé le travail de thèse.

L'analyse bibliographique effectuée sur les schémas de calcul existants (cf. section 1.5.4) a permis de mettre en évidence que la base méthodologique la plus adaptée pour répondre aux objectifs fixés est le schéma de calcul en deux étapes, décrit dans la section 1.5.4.1. Pour rappel :

- la première étape du calcul consiste à évaluer la répartition spatiale et énergétique des neutrons de fission au sein du cœur du réacteur, appelé terme source de neutrons de fission ;
- la deuxième étape du calcul vise à modéliser le transport des neutrons du cœur vers la cuve, en utilisant la distribution des neutrons de fission déterminée à l'étape précédente, de sorte à évaluer le flux neutronique incident sur la cuve.

Ce type de schéma de calcul a été retenu pour sa simplicité de mise en œuvre et sa capacité à combiner la rapidité et la polyvalence des méthodes déterministes avec la précision des méthodes Monte-Carlo, en appliquant chacune à l'étape où elle est la plus judicieuse. Une fois cette "brique de base" posée, la construction du schéma de calcul consiste à effectuer une série de choix. Les décisions ont été motivées par des études qui ont visé à répondre à des questions structurantes, comme :

- comment évaluer le terme source de neutrons de fission ?

1. Une incertitude de 10% sur les évaluations de fluence neutronique vue par la cuve correspond à la valeur minimale trouvée dans la littérature [64, 80, 81].

- quelle méthodologie utiliser pour modéliser l'atténuation des neutrons jusqu'aux zones d'intérêt (cuve et capsules du PSI) ?²
- comment intégrer une évaluation précise des déplacements par atome dans le schéma de calcul ?
- quelle est la méthode la plus adaptée pour évaluer les grandeurs du vieillissement cumulées au cours d'un cycle ?
- comment prendre en compte la variabilité de fonctionnement du réacteur (souvent appelée "histoire") dans les évaluations du vieillissement ?

Ainsi, le second chapitre de ce manuscrit présente les études qui ont été menées pour répondre à ces interrogations.

2.2 Description du cas d'étude

Suite aux évolutions des technologies, des référentiels de sûreté mais également des techniques de pilotage, le parc nucléaire français s'est doté de différents types de réacteurs, représentant un "palier". Au cours de cette thèse, seuls les réacteurs d'une puissance de 900 MW_e ont été étudiés. Ces réacteurs ont été choisis car ils sont les plus anciens. De plus, ils peuvent être chargés avec des assemblages combustible UOX ou MOX et être exploités en suivi de charge.

Ainsi, cette section vise à situer ces réacteurs dans le parc français puis à en effectuer une description technique plus détaillée. Néanmoins, il reste important de préciser que le schéma de calcul développé au cours de cette thèse se veut générique et applicable à tous types de réacteurs à eau sous pression (y compris hors du parc français).

2.2.1 Les réacteurs 900 MW_e du parc nucléaire français

Les réacteurs actuellement déployés en France sont tous des réacteurs à eau sous pression de deuxième génération. Le tableau 2.1 reconstruit à partir des données trouvées dans les références [44, 82, 83] donne un aperçu de ces différents types de réacteurs.

TABLE 2.1 – Paliers composant le parc nucléaire français et leurs caractéristiques.

| Palier (nombre de tranches) | Puissance | Gestion combustible | Mode de pilotage |
|-----------------------------|----------------------|--------------------------|------------------|
| CP0 (6) | 900 MW _e | CYCLADES | A |
| CP1 et CP2 (28) | 900 MW _e | Hybride MOX ³ | G |
| P4 et P'4 (20) | 1300 MW _e | GEMMES, GALICE | G |
| N4 (4) | 1450 MW _e | Standard, ALCADE | A |

Au fur et à mesure des années, les réacteurs nucléaires construits en France ont vu leur puissance électrique augmenter et leurs gestions combustible être ajustées. Cependant, l'évolution la plus notable est celle de l'évolution des modes de pilotage à la

2. En raison des outils en présence dans le laboratoire au début de la thèse, il a été décidé d'utiliser un modèle Monte-Carlo pour effectuer cette étape du calcul. Par conséquent, seul un travail d'affinage du modèle pré-existant a été réalisé, via la prise en compte du gradient de densité du caloporteur.

3. Pour 20 tranches, les autres sont chargées avec un combustible UOX enrichi.

suite de l'apparition du besoin d'adapter la production des réacteurs nucléaires à la demande d'électricité. Comme expliqué dans la section 1.4.4, les réacteurs pilotés en mode A [43] sont très peu flexibles et sont donc pilotés en base, tandis que les réacteurs pilotés en mode G [43] effectuent des variations de puissance à raison de 5% de la puissance nominale par minute [44].

Dans le cadre de ces travaux de thèse, il n'était pas possible de considérer l'intégralité des paliers existants dans le parc français. En premier lieu, il a semblé judicieux de s'intéresser aux réacteurs d'une puissance de 900 MW_e, puisque ces derniers sont les plus anciens. Par conséquent, ces réacteurs sont les premiers concernés par les demandes d'extension de durée d'exploitation au delà de leur durée de vie théorique. Parmi ces réacteurs, le travail s'est focalisé sur le cas le plus complexe : ceux qui opèrent en suivi de charge et sont donc pilotés en mode G.

2.2.2 Pilotage en mode G des réacteurs de 900 MW_e

Le cœur des réacteurs de 900 MW_e est constitué de 157 assemblages d'environ 21,5 cm de coté et 3,68 m de hauteur. Le réacteur a été considéré avec un chargement combustible représentatif d'un cycle à l'équilibre⁴ d'une gestion combustible hybride UOX/MOX utilisée en France (cf. tableau 2.1). Le chargement combustible correspondant est présenté par la figure 2.1a dans laquelle chaque assemblage combustible est référencé dans le système classique de coordonnées navales (ex : J01 correspond à l'assemblage situé dans la colonne J et à la première ligne).

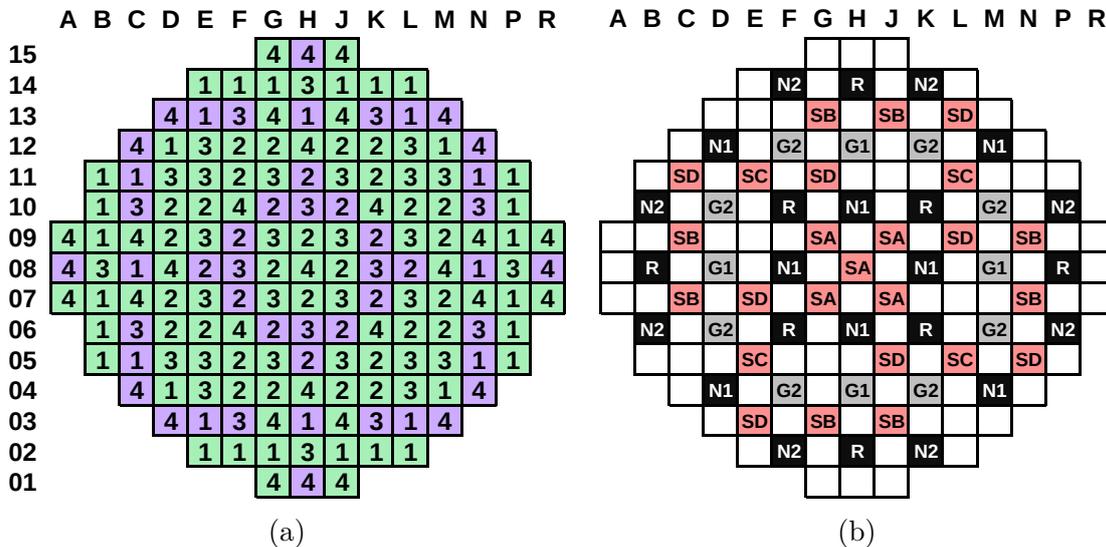


FIGURE 2.1 – (a) : Plan du chargement du combustible pour le réacteur considéré. Les assemblages UOX sont indiqués en vert et les assemblages MOX sont indiqués en violet. Les chiffres indiquent le cycle d'irradiation dans lequel se trouvent les assemblages (un assemblage noté "4" a déjà effectué 3 cycles d'irradiation en cœur. (b) : Carte d'insertion des barres de contrôle pour le réacteur considéré. Les barres grises sont indiquées en gris, les barres noires en noir et les barres d'arrêt du réacteur en rouge.

4. Un cycle est dit à l'équilibre lorsque le rechargement de fin de cycle le ramène à l'état dans lequel il était au début du cycle.

Sur cette figure, il est possible de remarquer que le réacteur est symétrique par huitième. Le réacteur a été considéré ici comme effectuant des cycles d'une durée de $11 \text{ GW}_j/\text{t}$ entre lesquels le réacteur est rechargé de sorte à revenir à sa configuration initiale. En début de cycle, certains assemblages ont déjà effectué jusqu'à 3 cycles dans le réacteur ce qui veut dire que leur taux de combustion n'est pas nul au redémarrage de ce dernier.

Comme expliqué dans la section 1.4.4.2, le réacteur embarque des barres de contrôle dites "noires" et "grises", les grises étant moins neutrophages que les noires. Les barres de contrôle sont réparties en trois grandes familles qui ont des fonctions bien distinctes [43] :

- le groupe de compensation de puissance qui est constitué des sous groupes⁵ de barres G1, G2, N1 et N2, qui sont progressivement insérés (dans cet ordre) de sorte à compenser la différence de réactivité dans le cœur liée à une variation de puissance. Les groupes G1 et G2 sont composés de barres grises alors que les groupes N1 et N2 sont composés de barres noires ;
- le groupe de régulation de température R, composé de barres noires et dont l'insertion permet de contrôler la température du caloporteur primaire ;
- le groupe d'arrêt qui est composé des sous groupes SA, SB, SC et SD qui sont composés de barres noires utilisées uniquement pour arrêter le réacteur.

La figure 2.1b donne le plan d'implantation des différents groupes.

2.3 Les codes utilisés pour l'établissement du schéma de calcul

Les travaux de cette thèse ont été effectués au moyen de codes déterministes et Monte-Carlo résolvant l'équation du transport des neutrons ou l'équation de la diffusion. Cette section vise à présenter brièvement ces derniers.

2.3.1 Codes utilisés pour résoudre l'équation du transport en régime stationnaire

2.3.1.1 Le code CASMO5

CASMO5 [84] est un code industriel de transport pour les Réacteurs à Eau Légère (REL), comme les REP et les Réacteurs à Eau Bouillante (REB), développé par l'entreprise américano-suédoise Studsvik⁶.

CASMO5 effectue une résolution déterministe de l'équation stationnaire du transport (cf. équation 1.14), dans le cadre de l'approximation multigroupe et en deux dimensions d'espace (la dimension axiale étant considérée comme infinie). Pour effectuer

5. Afin de faciliter la lecture, les "sous groupes" de barres seront appelés "groupes" de barres dans la suite du manuscrit.

6. <https://www.studsvik.com>

ces résolutions, CASMO5 s'appuie sur la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII.1 dans une version discrétisée en 586 groupes d'énergie. La méthode de résolution de l'équation de Boltzmann par CASMO5 se base sur un schéma à double niveau de type P_{ij} /MOC, en considérant 586 groupes d'énergie lors de l'étape P_{ij} et 35 groupes d'énergie lors de l'étape MOC.

CASMO5 a ici été utilisé pour deux applications bien distinctes :

- le calcul du flux neutronique (à 19-35 groupes d'énergie) dans chacune des mailles spatiales d'un assemblage dans un réseau infini, qui est ensuite utilisé comme spectre de référence afin de calculer des sections efficaces homogénéisées à l'échelle de l'assemblage (avec un nombre de groupes moins élevé) qui pourront être utilisées par des codes résolvant l'équation de la diffusion (cf. section 2.3.2) ;
- le calcul du flux neutronique (à 35 groupes d'énergie) dans chacune des mailles spatiales de cas multi-assemblages, qui est ensuite utilisé pour calculer des taux de réaction pour chacun des crayons/assemblages dans le cœur du réacteur.

Enfin, CASMO5 calcule l'évolution de la composition isotopique du combustible à chaque pas d'épuisement du combustible modélisé en considérant environ 350 isotopes.

2.3.1.2 Le code MCNP6

Les simulations Monte-Carlo statiques (de criticité et à source fixe) ont été réalisées en utilisant la version 6.1 du code *Monte Carlo N-Particle transport code* (MCNP) [85], qui est développé par le Los Alamos National Laboratory (LANL).

Dans ce code, l'estimation des grandeurs d'intérêt se fait via la définition de "tallies". Un tally est une grandeur définie par MCNP qui permet d'évaluer le comportement moyen de neutrons à travers des surfaces ou dans des cellules de la géométrie. À titre d'exemple, le flux moyen de neutrons d'énergies comprises entre E_0 et E_1 , dans une cellule géométrique x de l'espace (noté $\bar{\phi}_{x,E}$), est calculé par MCNP6 selon l'équation 2.1 [86].

$$\bar{\phi}_{x,E} = \int_{E_0}^{E_1} \bar{\phi}_x(E) dE = \frac{1}{N_c \cdot N_n} \frac{\sum_k TL_k(E)}{V} \quad (2.1)$$

où TL_k est la distance parcourue par le neutron k dans la cellule de volume V , N_c représente le nombre de cycles "actifs" et N_n est le nombre de particules simulées par cycle. L'équation 2.1 induit que le flux neutronique calculé par MCNP6 est normalisé au nombre de neutrons sources et s'exprime donc en $[n.cm^{-2}.n_{sources}^{-1}]$.

Une fois le flux neutronique évalué, MCNP6 permet de calculer les taux de réaction moyen dans la cellule x , pour la réaction r , sur le noyau i (noté $\bar{R}_{r,i,x}$), selon l'expression 2.2 [87].

$$\bar{R}_{r,i,x} = \int_E \sigma_{r,i}(E) \bar{\phi}_x(E) dE \quad (2.2)$$

La valeur de $\sigma_{r,i}$ est récupérée par le code MCNP6 au sein des bibliothèques de données nucléaires (cf. section 1.3).

2.3.2 Codes utilisés pour résoudre l'équation de la diffusion en régime stationnaire

La résolution tridimensionnelle de l'équation de la diffusion en régime stationnaire s'effectue en utilisant des codes déterministes, fréquemment appelés "codes de cœur". Pour effectuer cette résolution, ces codes peuvent s'appuyer sur de nombreuses méthodes comme la méthode des différences finies (MDF), la méthode des éléments finis (MEF), les méthodes nodales [18], etc.

Deux codes déterministes ont été utilisés pour effectuer des simulations tridimensionnelles du comportement des REP en résolvant l'équation stationnaire de la diffusion :

- le code SIMULATE5 [88], qui est développé par l'entreprise américano-suédoise Studsvik⁷ ;
- le code PARCS [89], qui est développé par l'Université du Michigan⁸ et financé par la U.S. NRC⁹.

SIMULATE5 est largement utilisé par les exploitants au travers du monde et le code PARCS possède de nombreuses similitudes avec ce dernier.

Pour les deux codes, l'équation de diffusion en régime stationnaire est résolue en utilisant des nœuds tridimensionnels avec des sections efficaces multigroupes préalablement homogénéisées à l'échelle de l'assemblage par un code réseau (comme CASMO5, cf. section 2.3.1.1). Le solveur utilisé au cours de cette thèse (avec les deux codes) est de type "Analytic Nodal Method" (ANM) [90]. Deux/huit groupes d'énergies de neutrons ont été considérés dans le cas de PARCS/SIMULATE5 respectivement. De manière générale, la méthode ANM s'appuie sur une intégration de l'équation de la diffusion neutronique (ou de l'équation SP_N [18]) et sur l'introduction de l'approximation des fuites transverses [88, 91]. La formulation nodale est obtenue comme une correction d'un algorithme plus simple, appelé "coarse mesh finite difference" (CMFD), qui effectue une discrétisation tridimensionnelle par différences finies avec des mailles larges.

En plus du solveur de flux neutronique, PARCS et SIMULATE5 intègrent des méthodes de reconstruction fine de puissance qui permettent de reconstruire, à partir des calculs à plus grosse maille, le flux neutronique et la puissance thermique à l'échelle du crayon combustible.

Les deux codes sont des outils complets dans le sens où ils proposent des outils d'accastillage permettant la simulation de l'exploitation des réacteurs nucléaires (variations de puissance, insertions de barres absorbantes, évolution de la concentration de bore dans le modérateur, etc.). De plus, l'évolution du combustible est prise en compte via la résolution des chaînes de création et de désintégration (cf. section 1.4.2.3) et la mise à jour automatique des concentrations de nucléides dans le combustible. À titre d'exemple, 16 actinides et environ 40 produits de fission (et absorbeurs) sont pris en compte dans SIMULATE5 pour modéliser l'évolution du combustible [92]. Enfin, les

7. <https://www.studsvik.com>

8. <https://nuram.engin.umich.edu>

9. <https://www.nrc.gov>

deux codes embarquent des modules permettant de modéliser de manière simplifiée les contres-réactions thermo-hydrauliques se produisant dans le cœur des REP.

2.4 Évaluation du terme source de neutrons de fission

Il a été vu lors de la section 2.1 que la méthodologie retenue pour évaluer le terme source est une méthodologie en deux étapes. La première de ces deux étapes consiste à évaluer le terme source de neutrons de fission. En considérant que les neutrons de fission sont émis de manière isotrope (ce qui permet de laisser de côté la dépendance angulaire $\vec{\Omega}$), le nombre de neutrons de fission émis par seconde, dans un volume élémentaire en un point de l'espace \vec{r} et avec une énergie E' est défini comme :

$$\begin{aligned}
 S(\vec{r}, E', t) &= \sum_i \int_E N_i(\vec{r}, t) \sigma_{f,i}(E) \phi(\vec{r}, E, t) \nu_i(E) \chi_i(E \rightarrow E') dE \\
 &= \sum_i \int_E \underbrace{R_{f,i}(\vec{r}, E, t) \nu_i(E)}_{\text{distribution spatiale}} \underbrace{\chi_i(E \rightarrow E')}_{\text{distribution énergétique}} dE
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

où, pour un isotope i et à un instant t , N_i est la densité atomique (cm^{-3}), $\sigma_{f,i}$ est la section efficace microscopique de fission ($barn = 10^{-24}cm^2$), $\phi(\vec{r}, E, t)$ est le flux neutronique scalaire ($cm^{-2}.s^{-1}$), $R_{f,i}$ est le taux de fission ($cm^{-3}.s^{-1}.eV^{-1}$), ν_i est le nombre de neutrons émis par fission, χ_i est le spectre de fission (eV^{-1}), E est l'énergie du neutron incident qui induit la fission (eV) and E' est l'énergie du neutron émis par la fission (eV).

Cependant, dans les schémas de calcul à deux niveaux comme celui considéré ici, des approximations doivent être faites par rapport à l'équation 2.3, que ce soit sur la dimension spatiale (produit $R_f \cdot \nu$) ou la description énergétique (χ). L'étude a donc consisté dans un premier temps à comparer différentes méthodologies pour évaluer la répartition spatiale des neutrons de fission. Une telle étape est essentielle afin d'évaluer le meilleur compromis entre temps de calcul, polyvalence et précision, de sorte à répondre aux objectifs posés lors de la section 2.1. Dans un second temps, une étude a été dédiée à la mise au point d'une méthodologie pour effectuer une description satisfaisante de la dimension énergétique du terme source (i.e. les spectres de fission).

2.4.1 Évaluation de la distribution spatiale des neutrons de fission

2.4.1.1 Étude préliminaire : quelle discrétisation radiale ?

Afin d'effectuer des estimations précises du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des REP, il est nécessaire d'évaluer précisément la distribution radiale des neutrons de fission dans le cœur. Cette question de la discrétisation radiale du terme source de neutrons de fission est essentielle puisque cette dernière gouverne le degré de complexité du schéma de calcul et par conséquent les codes utilisables.

De manière générale, la majorité des méthodologies trouvées dans la littérature considèrent des distributions de neutrons source à l'échelle du crayon, voire même dans plusieurs couronnes par crayon. Néanmoins, il est intéressant de se poser la question du biais qui serait induit sur les évaluations du vieillissement de la cuve dans le cas où le terme source de neutrons de fission serait évalué avec un maillage radial plus grossier. Afin d'apporter une réponse à cette interrogation, une étude visant à mettre en perspectives l'échelle crayon et l'échelle assemblage a été menée avec le code PARCS. Les discrétisations inférieures à celle du crayon n'ont pas été traitées ici car ces dernières étaient impossibles à traiter avec les codes déterministes utilisés dans cette thèse (cf. section 2.3).

Dans la mesure où le code PARCS ne permet pas d'évaluer des distributions de neutrons de fission (produit $R_f \cdot \nu$ dans l'équation 2.3), l'étude a été réalisée en considérant la puissance thermique des crayons combustible. La distribution de la puissance thermique permet ici d'approcher celle des neutrons de fission, puisque cette grandeur est proportionnelle au taux de fission R_f (cf. équation 1.45 de la section 1.4.2.3).

Cependant, approcher les distributions de neutrons de fission par la puissance thermique revient à formuler l'hypothèse que les fissions dans tous les crayons du réacteur émettent en moyenne le même nombre de neutrons (i.e. ν ne varie pas d'un crayon à l'autre). Cependant, une fission thermique sur l' ^{235}U émet environ 2,43 neutrons, alors que pour le ^{239}Pu environ 2,89 neutrons sont émis [93]. De la même manière, cette approche revient également à assumer que la quantité d'énergie récupérable par fission est identique dans tous les crayons du réacteur.

Dès lors, utiliser la puissance thermique pour approcher la distribution des neutrons de fission dans un réacteur chargé avec des assemblages de compositions variables pourrait induire un biais sur les termes source évalués. Afin de pallier à cette limite, le cas d'étude considéré dans cette analyse est un réacteur purement théorique chargé uniquement avec du combustible UOX neuf.

Ainsi, le code PARCS a été utilisé pour évaluer des nappes de puissance à l'échelle du crayon et en deux dimensions d'espace (la dimension axiale étant ici considérée comme infinie). À partir des résultats obtenus, le cas "assemblage" a été modélisé en évaluant les puissances radiales de chaque assemblage et en fixant la puissance de chaque crayon comme égale à la puissance radiale de l'assemblage divisée par le nombre de crayons au sein de ce dernier. La figure 2.2 présente les différences relatives obtenues entre les deux cas sur les puissances thermiques des crayons du réacteur.

Les résultats obtenus indiquent que considérer des puissances à l'échelle de l'assemblage induit une forte surestimation de la puissance des crayons situés en périphérie du réacteur (jusqu'à environ 290%), qui sont ceux qui contribuent le plus à la fluence cuve. Ce comportement s'explique par le fait que la puissance des crayons diminue fortement à l'approche du réflecteur. Une reconstruction de la puissance à l'échelle de l'assemblage se révèle alors incapable de modéliser le gradient de puissance radiale qui existe au sein des assemblages les plus externes, ce qui explique les différences observées.

Afin d'évaluer comment ces écarts se propagent jusqu'au flux vu par la cuve, les nappes de puissance générées ont été converties en terme source pour des calculs d'at-

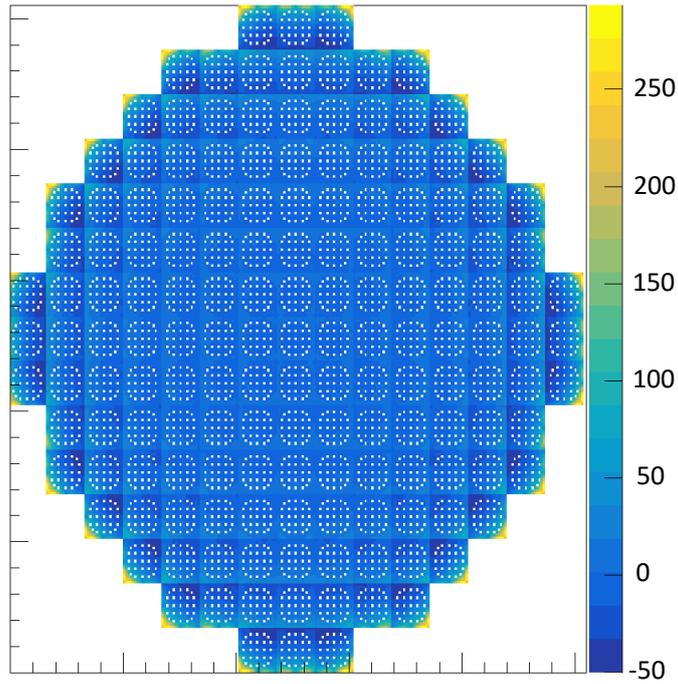


FIGURE 2.2 – Différences relatives (%) entre l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle du crayon et une nappe de puissance à l'échelle de l'assemblage $\left(\frac{\text{ASSEMBLAGE}-\text{CRAYON}}{\text{CRAYON}}\right)$.

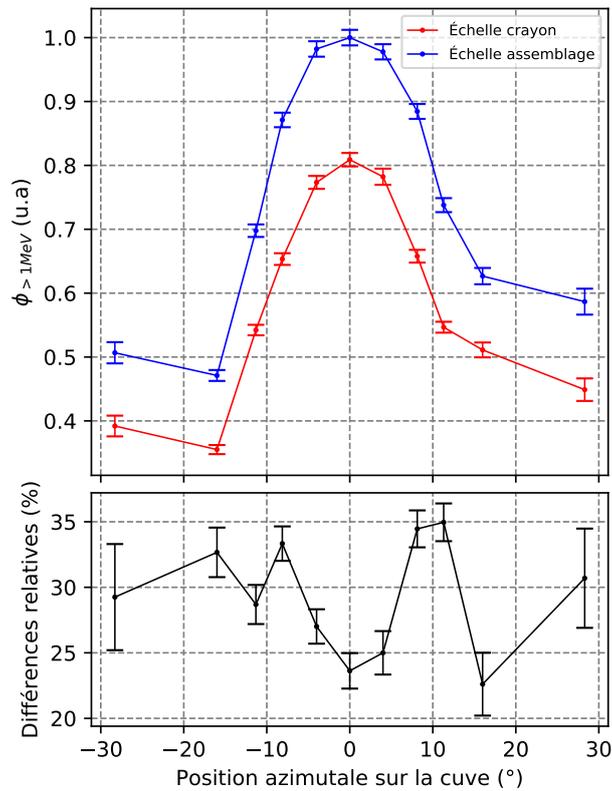


FIGURE 2.3 – Distributions azimuthales de flux de neutrons rapides intégrées axialement et différences relatives entre l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle de l'assemblage et l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle du crayon (%).

ténuation effectués avec le code MCNP6. Le modèle MCNP6 utilisé pour effectuer cette étape du calcul est illustré par la figure 2.4 de la section 2.4.1.2. Les différences relatives de flux rapide obtenues entre les deux modèles (distribution à l'échelle du crayon et distribution à l'échelle de l'assemblage) sont présentés par la figure 2.3.

Finalement, les résultats obtenus montrent que considérer un terme source à l'échelle de l'assemblage peut induire une surestimation jusqu'à 35% du flux de neutrons rapides vu par la cuve. Par conséquent, il apparait nécessaire de disposer d'une méthodologie capable de reconstruire la distribution spatiale des neutrons de fission à l'échelle du crayon combustible. La suite de l'étude a donc visé à évaluer la meilleure méthode pour effectuer cette étape du calcul.

2.4.1.2 Méthodologie de l'étude

Au cours de la thèse, trois méthodologies ont été testées pour évaluer la distribution spatiale des neutrons de fission ($F_n = R_f \cdot \nu$) à l'échelle du crayon :

- le code Monte-Carlo MCNP6 ;
- le code de transport déterministe CASMO5 ;
- le code de diffusion déterministe SIMULATE5.

MCNP6

La première méthode consiste à utiliser le code MCNP6 [85] pour effectuer des calculs de criticité (cf. section 1.2.4.2) et évaluer le nombre de neutrons émis par seconde dans chaque crayon via des tallies. Cette méthodologie ne contient pas d'hypothèse du point de vue de la neutronique et sera donc ici considérée comme la référence. Dans le cadre du code MCNP6, le taux de production de neutrons de fission dans un crayon est définie ici selon :

$$F_{n,p} = \sum_i \int_E R_{f,i,p}(E) \nu_i(E) dE \quad (2.4)$$

où, pour un isotope i , un crayon p et une énergie de neutron E , $R_{f,i}$ est le taux de fission ($cm^{-3}.s^{-1}.eV^{-1}$) et ν_i est le nombre de neutrons émis par fission.

Malgré leur grande précision, les méthodes Monte-Carlo possèdent l'inconvénient majeur d'être très chronophages. En effet, dans le cadre de cette thèse, les évaluations de distribution de nappes de neutrons de fission par MCNP6 sont réalisées par le biais de 70 calculs de criticité indépendants, dont les résultats sont fusionnés pour obtenir la nappe finale. Les simulations indépendantes sont ici réalisées de sorte à se prémunir de potentiels effets de "clustering". Ainsi, un grand nombre d'histoire de particules doivent être simulées pour atteindre une incertitude statistique acceptable sur les taux de production de neutrons de fission dans chaque crayon, ce qui implique des temps de calcul conséquents (de l'ordre de 1.000.000 min.cpu).

CASMO5

La deuxième méthode évaluée consiste à utiliser le mode multi-assemblage (MxN) du code CASMO5 [84]. Cette méthode permet d'évaluer les distributions des neutrons sources à l'échelle du crayon tout en effectuant très peu d'hypothèses du point de vue de la neutronique. En effet, CASMO5 permet de résoudre l'équation du transport des neutrons dans le cadre de l'approche multigroupe (35 groupes d'énergies de neutrons ont été considérés pour ce type de calculs). Ainsi, le taux de production de neutrons de fission dans un crayon est ici défini selon l'équation 2.5.

$$F_{n,p} = \sum_i \sum_g R_{f,i,p}^g \nu_i^g \quad (2.5)$$

où, pour un isotope i , un crayon p et un groupe d'énergie de neutrons g , $R_{f,i}$ est le taux de fission ($cm^{-3}.s^{-1}$) et ν_i est le nombre de neutrons émis par fission.

Cependant, CASMO5 ne permet d'effectuer qu'une résolution bidimensionnelle de l'équation du transport (la dimension axiale étant considérée comme infinie). Ainsi, dans le cas de cette méthodologie, la trace axiale doit être reconstruite à partir d'un calcul effectué avec un autre code. De plus, le fait que le calcul soit réalisé seulement en deux dimensions d'espace implique l'impossibilité de prendre en compte des insertions partielles des barres de contrôle, ce qui peut s'avérer pénalisant dans le cas des réacteurs fonctionnant en suivi de charge.

SIMULATE5

La troisième et dernière option considérée consiste à utiliser le déterministe SIMULATE5 [88]. Comme expliqué précédemment, SIMULATE5 permet de résoudre l'équation de la diffusion dans le cadre de l'approximation multigroupes (dans le cadre de cette thèse, 8 groupes d'énergie de neutrons sont considérés pour ce type de calcul) et en trois dimensions d'espace. Cependant, SIMULATE5 ne permet pas de calculer directement les distributions de neutrons sources à l'échelle du crayon, mais uniquement à l'échelle de l'assemblage. Il est donc nécessaire ici de reconstruire les distributions des neutrons sources à l'échelle crayon à partir des données mises à disposition par le code. Au cours de cette thèse, l'évaluation du taux de production de neutrons avec SIMULATE5 a été effectuée selon l'équation 2.6.

$$F_{n,p} = \sum_i \sum_g R_{f,i,a}^g \nu_i^g X_p \quad (2.6)$$

où, pour un isotope i , un crayon p appartenant à un assemblage a et un groupe d'énergie de neutrons g , $R_{f,i,a}$ est le taux de fission ($cm^{-3}.s^{-1}$), ν_i est le nombre de neutrons émis par fission et X_p est le facteur de forme de la reconstruction fine de puissance.

Cette approche consiste donc à reconstruire les distributions de neutrons sources à l'échelle du crayon à partir des données assemblages de la méthode de reconstruction fine de puissance de SIMULATE5. Les méthodes de reconstruction fine de puissance permettent, à partir des puissances assemblage et des flux intra-nodaux [94, 95], d'évaluer des facteurs de forme X_p qui précisent comment se distribue la puissance d'un assemblage au sein des différents crayons. Dans l'équation 2.6, il est donc supposé que les neutrons source se répartissent au sein d'un assemblage de la même manière que la

puissance, ce qui revient à dire que l'énergie et le nombre de neutrons émis par fission sont identiques dans tous les crayons d'un assemblage.

Dans le cas des assemblages UOX, cette hypothèse semble valide dans la mesure où les crayons d'un même assemblage sont de composition relativement similaire. Dans le cas des assemblages MOX, la validité de cette hypothèse est plus discutable car ces derniers sont composés de trois types de crayons combustibles d'enrichissement différents (cf. section 1.4.2.2). Cependant, l'impact de cette hypothèse sur les distributions de neutrons de fission est supposément faible, notamment au regard de l'approximation de la diffusion.

Afin d'évaluer le code le plus adaptée à l'évaluation du taux de production de neutrons de fission de chaque crayon dans le cadre d'un calcul de fluence cuve, les prédictions de CASMO5 et SIMULATE5 ont été comparées à celles du code MCNP6, qui est ici considéré comme étant la référence. Le cas d'étude est ici un réacteur "académique" chargé avec des assemblages UOX et MOX neufs, ce qui le rend sur-critique. Ce cas d'étude a été choisi pour maximiser les discontinuités de flux (notamment entre le réflecteur et les assemblages de bord) et donc pour mettre en difficulté autant que possible les méthodologies déterministes, notamment celle de diffusion.

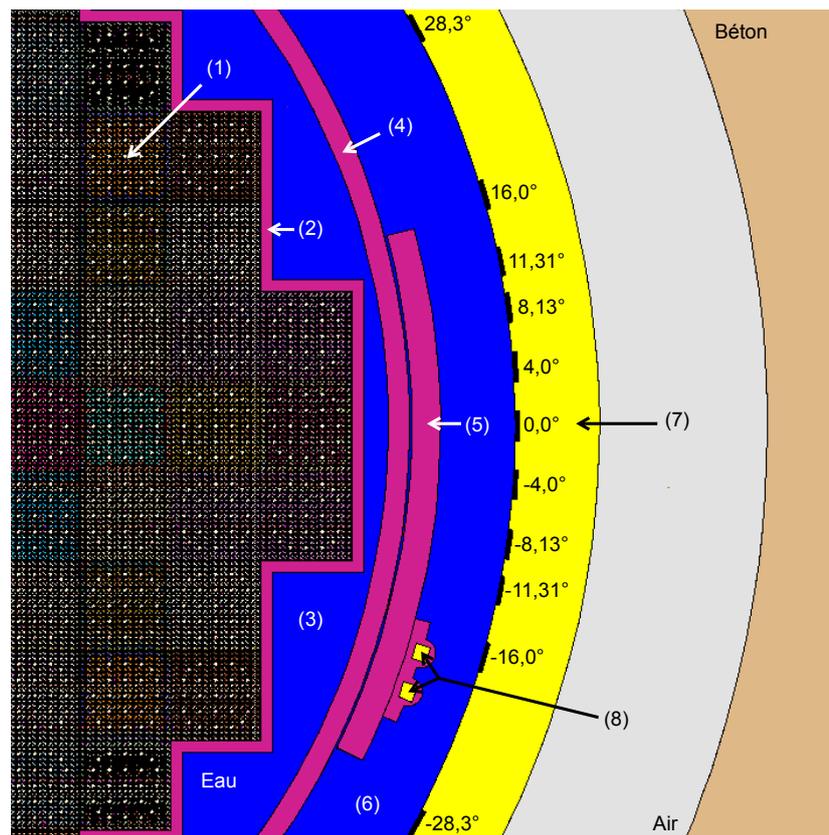


FIGURE 2.4 – Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires. (1) assemblages combustibles ; (2) baffle du cœur ; (3) zone de "bypass" du modérateur ; (4) enveloppe ; (5) bouclier contre les neutrons thermiques ; (6) zone de descente annulaire du modérateur ; (7) cuve du réacteur ; (8) capsules du PSI.

Ensuite, les écarts obtenus à l'échelle du crayon sur la distribution spatiale des

neutrons de fission entre MCNP6 et les autres méthodologies ont été propagées jusqu’au flux vu par la cuve en utilisant le modèle d’atténuation MCNP6 illustré par la figure 2.4. Cette figure vise principalement à illustrer la position des tallies considérés dans cette étude. Les détails du modèle seront quant à eux explicités dans la section 3.1.2. Les détecteurs mesurent ici 2° de largeur et couvrent l’intégralité de la hauteur active du combustible. Contrairement au modèle présenté dans la section 3.1.2, la température du modérateur a été uniformément fixée comme égale à 558,15 K dans la zone de descente annulaire et à la température de sortie du réacteur (577,75 K) ailleurs.

2.4.1.3 Résultats

Avant toute chose, il est important de s’assurer que les comparaisons entre codes ne seront pas biaisées par des écarts de modélisation. Une méthode usuelle pour vérifier que les modélisations sont bien semblables consiste à vérifier que chaque calcul a bien convergé vers le même coefficient de multiplication effectif k_{eff} (cf. équation 1.7 de la section 1.1.3). Dans le cadre de cette étude, les k_{eff} obtenus avec chacun des codes considérés sont récapitulés par le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – k_{eff} obtenus avec les codes considérés pour le chargement combustible étudié et comparaison avec la référence (MCNP6)

| Code | MCNP6 | CASMO5 MxN (35 groupes) | SIMULATE5 (8 groupes) |
|-----------|------------------|-------------------------|-----------------------|
| k_{eff} | 1,16611 ± 10 pcm | 1,16564 (-40 pcm) | 1,16559 (-45 pcm) |

Ainsi, il est possible de remarquer que les écarts entre les méthodologies déterministes et la méthodologie Monte-Carlo sont inférieurs à 50 pcm, ce qui est acceptable. De la même manière l’écart entre les deux codes déterministes n’est que de 5 pcm. Ainsi, les k_{eff} obtenus avec les différentes méthodologies sont cohérents.

Comparaison des taux d’émission de neutrons de fission

Une comparaison des taux d’émission de neutrons de fission F_n calculés par CASMO5 et ceux évalués par MCNP6, à l’échelle de l’assemblage et du crayon combustible, est fournie par la figure 2.5. Sur cette figure, il est possible d’observer que les différences dans les estimations de F_n au niveau assemblage entre MCNP6 et CASMO5 sont inférieures au pour-cent. À l’échelle du crayon, les écarts sont sensiblement supérieurs mais restent majoritairement de l’ordre du pour-cent pour les crayons situés loin de la bordure du cœur. Tous ces écarts peuvent être considérés comme non-significatifs au regard de l’incertitude de la méthodologie Monte-Carlo sur les taux de productions des neutrons de fission dans les crayons (de l’ordre de 1-3%). Cependant, pour les crayons situés en périphérie, les différences entre les prédictions de CASMO5 et MCNP6 sont plus importantes, avec des écarts maximaux de l’ordre de 5% pour la rangée la plus externe. L’explication la plus probable de cette augmentation est le fait que le réflecteur est modélisé de manière plus grossière dans CASMO5 que dans MCNP6. Enfin, il est également possible de remarquer sur la figure 2.5b que CASMO5 a tendance à systématiquement sur-estimer la production de neutrons de fission dans les assemblages MOX, alors que ce comportement n’est pas observé avec les assemblages UOX. Il est probable que les phénomènes observés soient induits par les approximations déterministes effectuées par CASMO5 (approximation multigroupes, résolution de l’équation

du transport sur un maillage, etc.). De la même manière, il est possible qu'il existe de légères différences entre les données nucléaires utilisées par CASMO5 et celles de la bibliothèque ENDFBVII.1 [10] utilisée avec MCNP6.

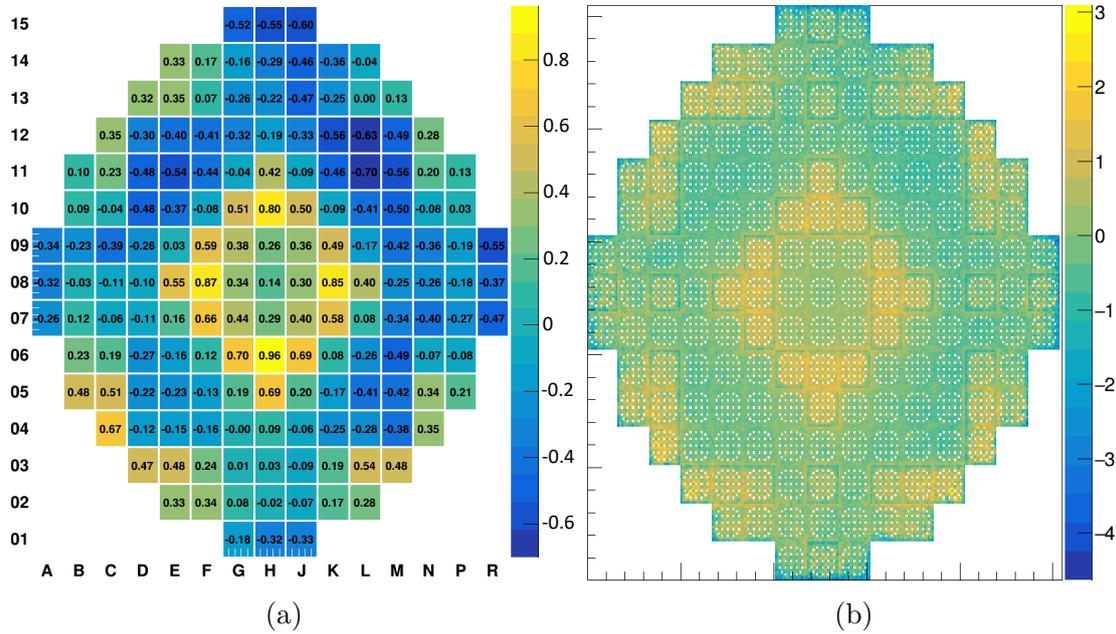


FIGURE 2.5 – Différences relatives (%) entre les taux d'émission de neutrons de fission F_n calculés par CASMO5 et par MCNP6 à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) $\left(\frac{\text{CASMO5}-\text{MCNP6}}{\text{MCNP6}}\right)$.

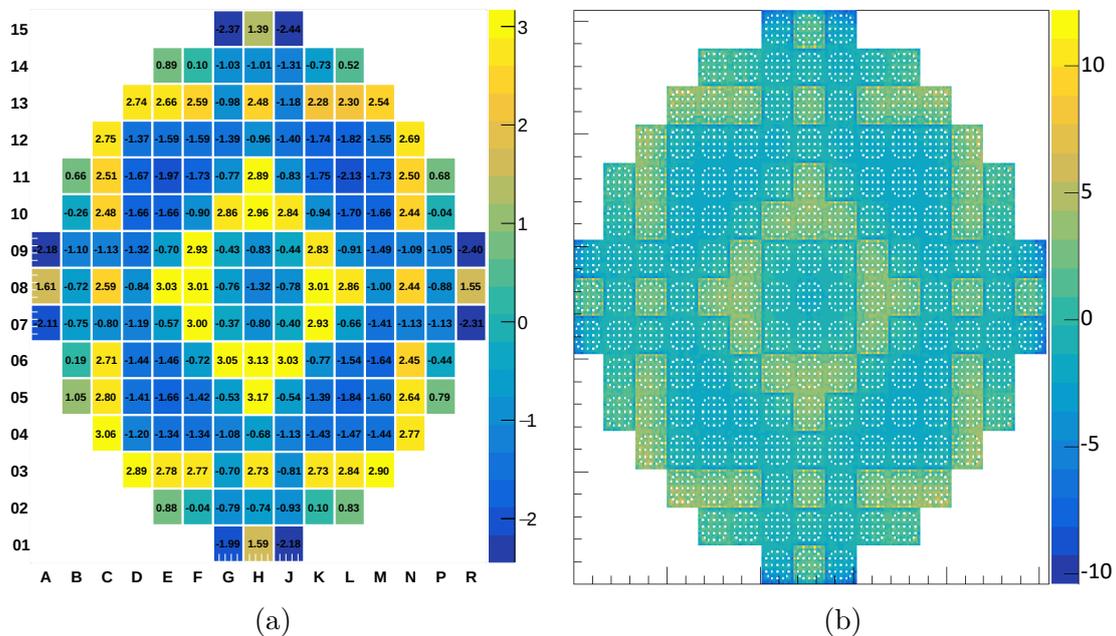


FIGURE 2.6 – Différences relatives (%) entre les taux d'émission de neutrons de fission F_n calculés par SIMULATE5 et par MCNP6 à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) $\left(\frac{\text{SIMULATE5}-\text{MCNP6}}{\text{MCNP6}}\right)$.

De la même manière, la figure 2.6 présente les écarts observés entre les prédictions de MCNP6 et SIMULATE-5 sur les nappes de puissance à l'échelle de l'assemblage et

du crayon combustible. Cette figure montre que les différences entre les distributions de neutrons de fission calculées par SIMULATE5 et celles calculées par MCNP6 atteignent jusqu'à environ 3% à l'échelle de l'assemblage. Ces différences atteignent 10% à l'échelle du crayon combustible, ce qui est supérieur à ce qui avait été observé entre CASMO5 et MCNP6 et peut être considéré comme significatif compte tenu des incertitudes de la méthodologie de Monte-Carlo sur les taux d'émission de neutrons de fission. Ce comportement est très probablement induit par l'approximation de la diffusion, dans la mesure où les écarts sont majoritairement marqués aux endroits où se trouvent les fortes discontinuités de flux (c'est à dire aux interfaces entre les assemblages UOX et MOX et à l'approche du réflecteur).

Comparaison des distributions de flux de neutrons rapides vu par la cuve

Les nappes de taux de production de neutrons de fission ont ensuite pu être propagés jusqu'à l'évaluation du flux rapide vu par la cuve via des calculs d'atténuation Monte-Carlo. La figure 2.7 présente les profils azimuthaux de flux vu par la cuve du réacteur calculés à partir des distributions spatiales de neutrons générées avec chacun des codes considérés dans cette étude.

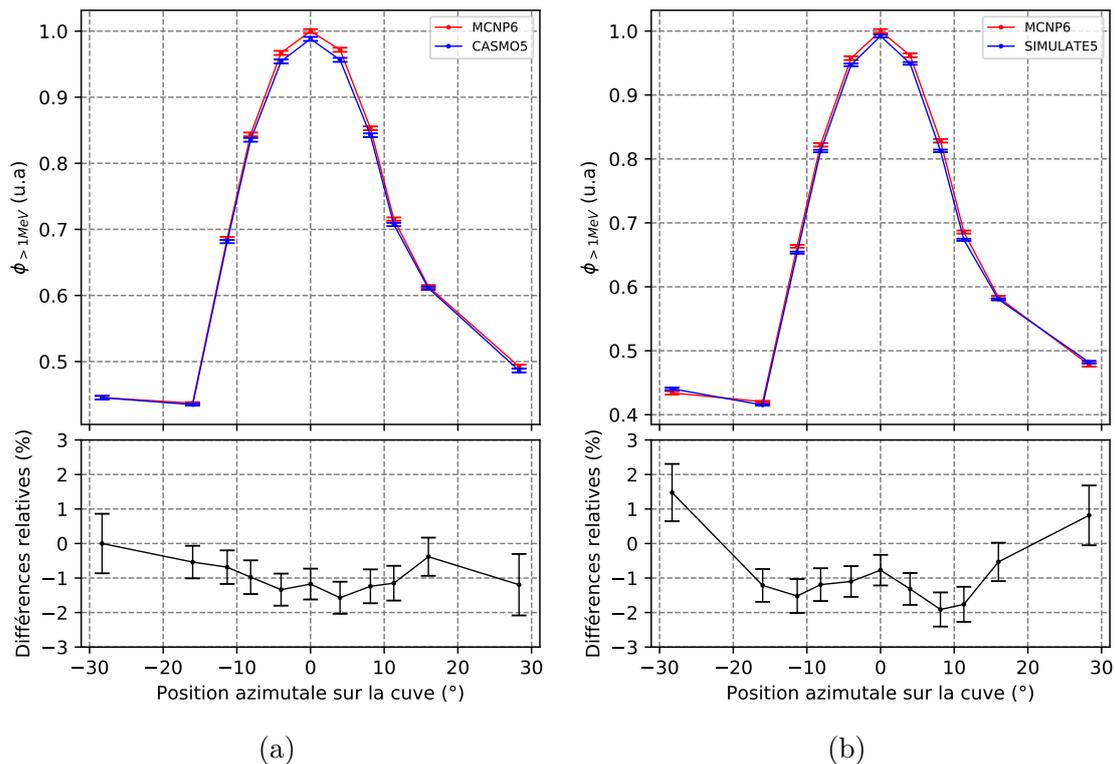


FIGURE 2.7 – Distributions azimuthales intégrées axialement de flux de neutrons rapides sur la cuve obtenues avec les différentes distributions de neutrons de fission évaluées. (a) comparaison entre CASMO5 et MCNP6; (b) comparaison entre SIMULATE5 et MCNP6.

Les résultats montrent qu'utiliser SIMULATE5 pour évaluer la distribution spatiale des neutrons de fission induit un biais compris entre -2% et +2% sur le flux de neutrons rapide vu par la cuve par rapport à la méthodologie de référence Monte-Carlo. Dans le cas de CASMO5, la situation est légèrement meilleure puisque les différences avec

MCNP6 sont comprises entre -1.8% et +0.15%.

Il est intéressant de remarquer ici que, bien qu'il existe des différences plus importantes sur les distributions de neutrons de fission entre MCNP6 et SIMULATE5 qu'entre MCNP6 et CASMO5, les écarts ne se retrouvent pas proportionnellement sur le flux neutronique vu par la cuve. SIMULATE5 bénéficie ensuite de compensations d'erreurs qui permettent aux évaluations du flux neutronique rapide de n'être que peu biaisées en comparaison de celles des distributions de neutrons sources.

De plus, les écarts sur le flux neutronique par rapport à la référence Monte-Carlo ne devraient pas augmenter significativement pour la plupart des autres configurations de REP, dans la mesure où le cas d'étude a été choisi pour maximiser les discontinuités de flux. Par conséquent, les biais évalués ici peuvent être considérés comme conservatifs¹⁰ pour les cas étudiés dans les travaux de thèse.

2.4.1.4 Temps de calcul

Pour mettre les résultats obtenus en perspective, il est essentiel de s'intéresser au temps qu'a nécessité chacune des méthodologies testées pour évaluer les taux de production de neutrons de fission dans chaque crayon du réacteur.

D'une part, la méthodologie Monte-Carlo a nécessité de l'ordre de 1.000.000 min.cpu pour atteindre des incertitudes de l'ordre de 1-3% sur les taux de production de neutrons de fission dans chaque crayon. D'autre part, évaluer la distribution de neutrons de fission avec CASMO5 a nécessité de l'ordre de 200 min.cpu avec 35 groupes d'énergies de neutrons. Enfin, SIMULATE5 a nécessité de l'ordre de 2 min.cpu avec 8 groupes d'énergies de neutrons et une unique maille axiale. Ainsi, la méthodologie Monte-Carlo est bien plus chronophage que les méthodologies déterministes (5000 fois plus que CASMO5 et 500.000 fois plus que SIMULATE5).

2.4.1.5 Conclusion

Afin de faire le choix de la méthodologie la plus adaptée pour évaluer la distribution spatiale des neutrons sources dans le réacteur, il convient de considérer l'intégralité des éléments qui ont été explicités au cours des sections précédentes. Le tableau 2.3 effectue un bref récapitulatif de la précision, du temps de calcul et des fonctions "supplémentaires" de chaque code, qui leur garantissent (ou non) une certaine polyvalence.

Au final, le travail effectué a permis d'identifier que l'utilisation de SIMULATE5 induit un biais relativement faible sur les évaluations du flux de neutrons rapides, compte tenu de l'incertitude globale sur les estimations de cette grandeur (qui est de l'ordre de 10-20% selon les références [64, 80, 81]). De plus, SIMULATE5 possède des fonctions supplémentaires qui en font un outil particulièrement polyvalent. Premièrement, ce code a la capacité de modéliser les variations de puissance du cœur du réacteur et les insertions de barres de contrôle associées de manière précise et détaillée, ce qui est essentiel pour modéliser le comportement des réacteurs fonctionnant en suivi de charge.

10. Les biais/incertitudes sont dit(e)s conservatifs/conservatives ou enveloppes quand ils/elles correspondent au pire cas possible du point de vue de la précision de la méthodologie ou de la sûreté nucléaire

TABLE 2.3 – Récapitulatif de la précision, du temps de calcul ainsi que des fonctions annexes de chacun des codes testés pour évaluer la distribution des neutrons de fission dans le réacteur.

| Critère/Code | MCNP6 | CASMO5 | SIMULATE5 |
|---|-----------|---------------|-----------|
| Différences sur l'évaluation du flux de neutrons rapides (%) | référence | [-1.8; +0.15] | [-2; +2] |
| Temps de calcul (min.cpu) | 1.000.000 | 200 | 2 |
| Nombre maximum de dimensions d'espace | 3 | 2 | 3 |
| Modélisation des insertions partielles des barres de contrôle | Oui | Non | Oui |
| Modélisation des contre-réactions thermohydrauliques | Non | Non | Oui |
| Mise à jour automatique de la composition du combustible à la suite de son épuisement | Non | Oui | Oui |
| Calcul automatique de la concentration de bore critique | Non | Oui | Oui |

Deuxièmement, SIMULATE5 comprend un module qui permet de modéliser, de manière simplifiée, les contre-réactions thermohydrauliques qui ont lieu dans un réacteur. Ce module est un atout de poids, car ces contre-réactions peuvent influencer de manière importante sur la distribution des neutrons de fission dans le cœur, notamment lors des variations de puissance du réacteur. Enfin, SIMULATE5 met automatiquement à jour les concentrations des nucléides dans le combustible en résolvant les chaînes d'accumulation et de désintégration [92, 96] (cf. équation 1.41 de la section 1.4.2.3).

Par conséquent, bien que CASMO5 et MCNP6 constituent des codes plus précis du point de vue de la neutronique que SIMULATE5, leur utilisation n'apporterait qu'un gain de précision minime sur les évaluations de fluence cuve, tout en amenant des contraintes importantes du point de vue du temps de calcul et/ou du manque de polyvalence (exemple : il est impossible d'effectuer des calculs en trois dimensions d'espace avec CASMO5).

À la lumière des tous ces éléments, c'est le code SIMULATE5 qui a été retenu pour évaluer les distributions spatiales des neutrons de fission dans le réacteur.

2.4.2 Modélisation de la distribution énergétique des neutrons de fission

L'évaluation du vieillissement de la cuve en utilisant un schéma de calculs en deux étapes, comme celui utilisé au cours de cette thèse, implique généralement d'effectuer certaines hypothèses sur la modélisation du spectre de fission χ . Dans le cadre de ces méthodologies, la distribution énergétique des neutrons sources se situe à l'interface

entre les deux étapes du calcul. Par conséquent, cette dernière est généralement fixée *a priori* ou reconstruite à partir des données acquises au cours de la première étape du calcul. Ainsi, cette approche implique généralement les hypothèses suivantes :

- la variabilité du spectre de fission en fonction de l'énergie du neutron incident n'est pas prise en compte ;
- les spectres de fission sont définis sur un maillage radial (exemple : un spectre par assemblage combustible).

La nécessité d'effectuer ces hypothèses lève trois grandes questions, à savoir :

- comment reconstruire le spectre de fission représentatif d'un milieu ?
- à quelle échelle spatiale (cœur, assemblage ou crayon) est il nécessaire de reconstruire le spectre de fission ?
- quel est l'impact des hypothèses effectuées sur l'évaluation du flux neutronique vu par la cuve ?

Répondre à ces questions revient à établir la stratégie de modélisation du spectre de fission qui constitue le meilleur rapport entre simplicité et précision, ainsi qu'à quantifier le potentiel impact des approximations effectuées sur les évaluations du flux neutronique vu par la cuve.

2.4.2.1 Méthodologie de reconstruction du spectre de fission représentatif d'un milieu fissile

En premier lieu, il est nécessaire de disposer d'une méthodologie capable de reconstruire, de manière préalable au calcul d'atténuation, les spectres de fission représentatifs d'un milieu donné (un crayon, un assemblage ou encore le cœur du réacteur). Dans la mesure où cette reconstruction doit être réalisée en amont du calcul d'atténuation, elle doit nécessairement se reposer sur les données acquises lors de la première étape du calcul, réalisée avec SIMULATE5. Il a été vu lors de la section 2.4.1 que le code SIMULATE5 permet de calculer les taux de production de neutrons de fission par isotope et à l'échelle de l'assemblage. Par conséquent, le spectre de fission représentatif d'un milieu m peut être reconstruit jusqu'à l'échelle de l'assemblage selon l'équation suivante :

$$\chi_m(E', t) = \sum_i \frac{R_{f,i,m}(t) \cdot \nu_i \cdot \chi_i(E')}{\sum_i R_{f,i,m}(t) \cdot \nu_i} \quad (2.7)$$

où, pour un isotope i et un milieu m , $R_{f,i,m}$ est le taux de fission intégré sur l'espace et sur les énergies de neutrons incidents (s^{-1}), ν_i est le nombre de neutrons émis en moyenne par fission, χ_i est le spectre de fission (eV^{-1}) et E' est l'énergie du neutron émis (eV).

Dans l'équation 2.7, le spectre de neutrons de fission de chaque isotope est pondéré par la probabilité qu'un neutron provienne de la fission d'un isotope particulier. Ici, seuls l' ^{235}U , l' ^{238}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu sont pris en compte dans la reconstruction

du spectre de fission. Cette décision a été prise car une étude réalisée sur des assemblages en milieu infini avec CASMO5 a montré que ces isotopes représentent a minima 98,4% et 95,8% du taux d'émission total de neutrons de fission ($F_n = R_f \cdot \nu$) dans les assemblages UOX et MOX, pour des épaissements allant jusqu'à 72 GWj/t (cf. figure 2.8).

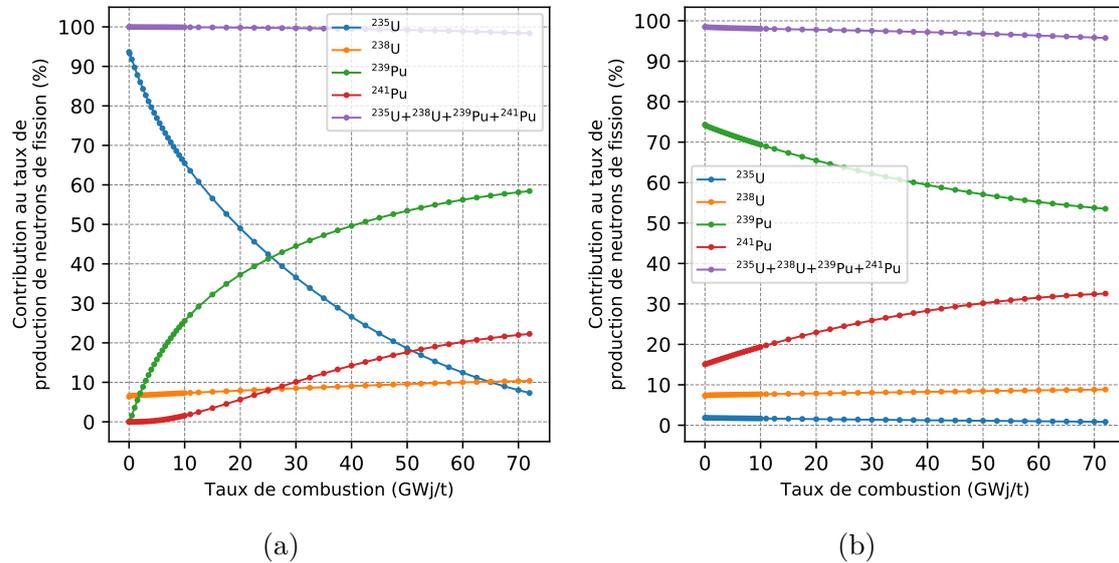


FIGURE 2.8 – Contribution de l' ^{235}U , de l' ^{238}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu au taux de production des neutrons de fission dans le cas d'un assemblage UOX (a) et d'un assemblage MOX (b).

Le spectre de fission des quatre isotopes susmentionnés est pré-évalué sur la base d'un spectre de Watt ou d'un spectre de Maxwell (cf. équations 1.5 et 1.6 de la section 1.1.2.2) en utilisant les coefficients de spectre a et b indiqués dans le tableau 2.4. Les coefficients de l' ^{235}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu sont extraits du manuel MCNP6 [87] et les coefficients de l' ^{238}U sont extraits de la référence [97] dans laquelle un REP Suisse est considéré. Il a été observé que le spectre des neutrons produits par ^{238}U ne varie pas significativement entre les assemblages UOX et MOX. Par conséquent, les coefficients ^{238}U sont considérés comme identiques, peu importe le milieu considéré.

TABLE 2.4 – Données pour la modélisation des spectres de fission isotopiques

| Nucléide | Énergie incidente des neutrons | Type | a (MeV) | b (MeV $^{-1}$) |
|-------------------|--------------------------------|---------|-----------|--------------------|
| ^{235}U | Thermique | Watt | 0.988 | 2.249 |
| ^{238}U | 2.6 MeV | Watt | 0.920 | 3.121 |
| ^{239}Pu | Thermique | Watt | 0.966 | 2.842 |
| ^{241}Pu | Thermique | Maxwell | 1.3597 | - |

Une fois les bases méthodologiques de la reconstruction du spectre de fission posées, il est nécessaire de quantifier le potentiel biais induit par cette stratégie de modélisation sur les évaluations du vieillissement de la cuve.

2.4.2.2 Méthodologie de l'étude

Afin d'évaluer l'échelle à laquelle doit être reconstruit le spectre de fission ainsi que la stratégie retenue sur les évaluations du flux de neutrons au niveau de la cuve, les résultats de plusieurs modèles ont été comparés. En pratique, un schéma de calcul de référence faisant le moins d'approximations possible concernant la modélisation du spectre de fission a été utilisé afin d'évaluer le plus précisément possible le flux de neutrons au niveau de la cuve (pour des énergies $>0,1$ MeV et >1 MeV). Ensuite, les résultats de ce schéma de calcul de référence ont été comparés aux résultats de schémas de calcul qui considèrent différentes modélisations du spectre de fission.

Approche de référence

Comme mentionné dans la section 1.5.4.1, il est possible d'évaluer le flux de neutrons rapides vu par la cuve par l'intermédiaire de calculs Monte-Carlo de criticité au cours desquels les réponses des détecteurs sur la cuve sont évaluées en même temps que le terme source. Cette méthode en une étape implique une représentation spatiale et énergétique continue, et donc l'absence d'hypothèses simplificatrices sur la définition du terme source, qui est alors décrit par l'équation 2.3.

La technique de réduction de la variance utilisée dans ce cas est l'approche statistique directe (DSA pour Direct Statistical Approach en anglais) [69, 98] qui permet de déterminer au vol les paramètres de réduction de variance pour un ensemble de détecteurs. Comme le montre la référence [98], la DSA n'induit aucun biais sur les estimations du flux vu par la cuve, ce qui fait que cette méthode a été choisie pour servir de référence dans cette étude.

Approche découplée

Dans le cas particulier de cette comparaison, les taux de production de neutrons de fission par isotope ont été évalués à l'échelle du crayon et pour 200 divisions axiales au moyen de 70 calculs de criticité Monte-Carlo indépendants. L'incertitude estimée sur ces taux de production de neutrons de fission est 1-3% sur la base de l'analyse de la variance des calculs indépendants. L'utilisation du calcul Monte-Carlo de criticité a ici été retenue car elle permet d'être au plus proche de la méthodologie non-découplée et donc d'observer majoritairement les effets induits par la modélisation du spectre de fission.

Ainsi, différentes modélisations du spectre de fission ont été testées pour évaluer l'impact de la modélisation du spectre de fission sur les évaluations de flux vu par la cuve :

- l'application du spectre de fission de ^{235}U à l'ensemble du réacteur ;
- l'application du spectre de fission du ^{239}Pu à l'ensemble du réacteur ;
- l'utilisation de spectres de fission moyens à l'échelle de l'assemblage.

Les spectres moyens à l'échelle du coeur et de l'assemblage ont été générés pour 2000 tranches d'énergies de neutrons réparties logarithmiquement entre 10^{-4} et 20

MeV, selon la formule 2.7. Dans le cas où le spectre de fission est défini à l'échelle d'un assemblage, un calcul de source fixe a été effectué pour chaque assemblage contribuant à la réponse des détecteurs considérés (pour un total de 42 simulations) et la réponse totale d'un détecteur a été calculée selon l'équation 2.8.

$$D_{tot} = \sum_a \frac{\sum_i R_{f,i,a} \nu_i}{\sum_a \sum_i R_{f,i,a} \nu_i} \cdot D_a = \sum_a W_a \cdot D_a \quad (2.8)$$

où, pour un isotope i et un assemblage a , $R_{f,i,a}$ est le taux de fission (s^{-1}), ν_i est le nombre de neutrons émis en moyenne par fission, D_a est la réponse du détecteur pour le calcul à source fixe de l'assemblage a et W_a est le poids de l'assemblage a .

L'incertitude associée à cette réponse totale est quant à elle calculée à partir des incertitudes sur les réponses du détecteur associées au calcul à source fixe de chaque assemblage $\sigma(D_a)$ selon l'équation 2.9.

$$\sigma(D_{tot}) = \sqrt{\sum_a (W_a \cdot \sigma(D_a))^2} \quad (2.9)$$

Au final, les réponses totales de tous les détecteurs considérés dans cette étude ont une incertitude à $\pm 1\sigma$ inférieure à 1%.

Modélisation du réacteur et localisation des tallies

Le réacteur considéré dans cette étude est représentatif de celui décrit dans la section 2.2 avec une composition de combustible correspondant à la fin du cycle. Afin de permettre au lecteur de mieux comprendre les résultats obtenus lors de cette étude, la figure 2.9 présente le modèle MCNP6 utilisé au cours de cette étude.

De la même manière que précédemment, cette figure vise principalement à illustrer la géométrie du réacteur ainsi que la position des détecteurs sur la cuve. Ces derniers sont localisés axialement au milieu de la hauteur active du combustible et mesurent 2° de large et 20 cm de hauteur. Il reste important de noter que les compositions des assemblages combustible sont ici représentatives d'un chargement UOX/MOX en fin de cycle d'équilibre.

Cette étude a fait l'objet d'une publication dans la conférence *ANS Winter Meeting 2021*, dans laquelle plus de détails sur la modélisation peuvent être trouvés (cf. référence [99]).

2.4.2.3 Résultats

Les différences relatives entre le cas de référence et les différentes modélisations de spectre de fission étudiées dans le schéma découplé, pour toutes les réponses des détecteurs de flux considérés, sont présentées par la figure 2.10. Les barres d'incertitudes spécifiées dans cette figure correspondent à $\pm 1\sigma$ et prennent en compte à la fois les incertitudes du calcul de référence et celles des calculs en deux étapes (qui ne tiennent compte que de l'incertitude statistique du calcul d'atténuation).

Les résultats indiquent que l'utilisation du spectre de fission de ^{235}U induit une sous-estimation systématique des résultats entre 6,3% et 2,2%, alors que celle du spectre

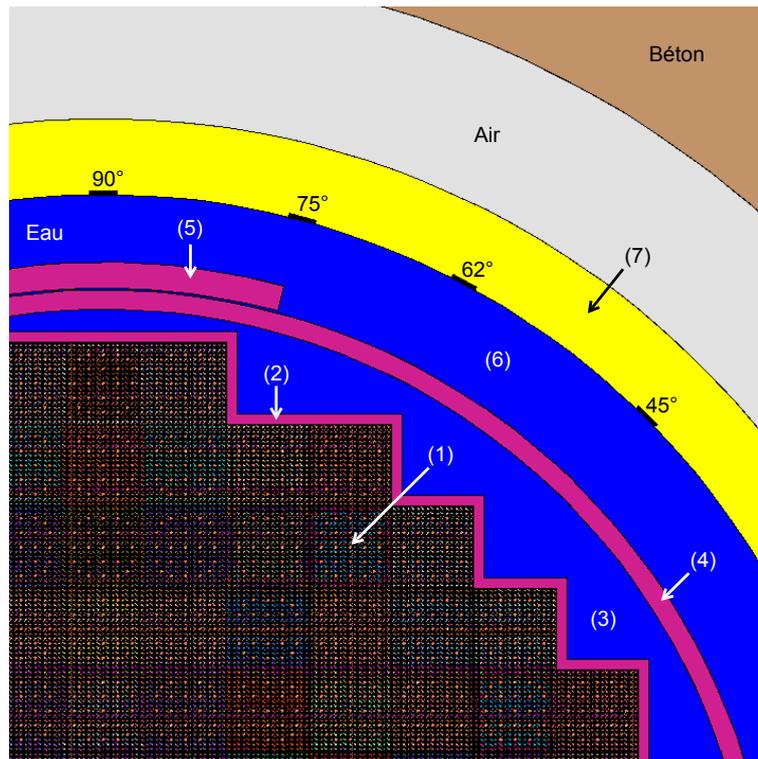


FIGURE 2.9 – Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier contre les neutrons thermiques; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur.

de fission du ^{239}Pu induit une surestimation systématique des résultats entre 3,8% et 6,8%. L'utilisation d'un spectre de fission représentatif de l'ensemble du cœur du réacteur induit une amélioration des prédictions du flux neutronique dans les différents détecteurs, puisque dans ce cas les différences observées avec la méthodologie de référence sont contenues entre -1,7% et 1,3%. Enfin, l'utilisation de spectres de fission pour chaque assemblage induit une diminution supplémentaire des écarts avec la référence puisque dans ce cas, ces derniers sont compris entre -0,2% et +1,4%. Cette amélioration provient de la capacité de cette approche à modéliser les différences de spectres de fission entre les assemblages UOX et MOX ainsi qu'entre les assemblages frais et épuisés. Ainsi, la figure 2.10 met en évidence que modéliser un spectre de fission à l'échelle de l'assemblage constitue une approche relativement précise puisqu'elle permet de recouper systématiquement les résultats de la référence (à $\pm 3\sigma$).

Par conséquent, l'utilisation de l'équation 2.7 pour modéliser des spectres de fission moyens à l'échelle de l'assemblage est une approche satisfaisante pour évaluer avec précision la fluence neutronique vue par la cuve. Dès lors, cette méthode a été retenue pour le schéma de calcul final et une version personnalisée de MCNP6 prenant en compte un spectre de fission à l'échelle de l'assemblage a été mis au point en collaboration avec l'ENEA (Agence nationale pour les nouvelles technologies, l'énergie et le développement économique durable, traduit de l'italien).

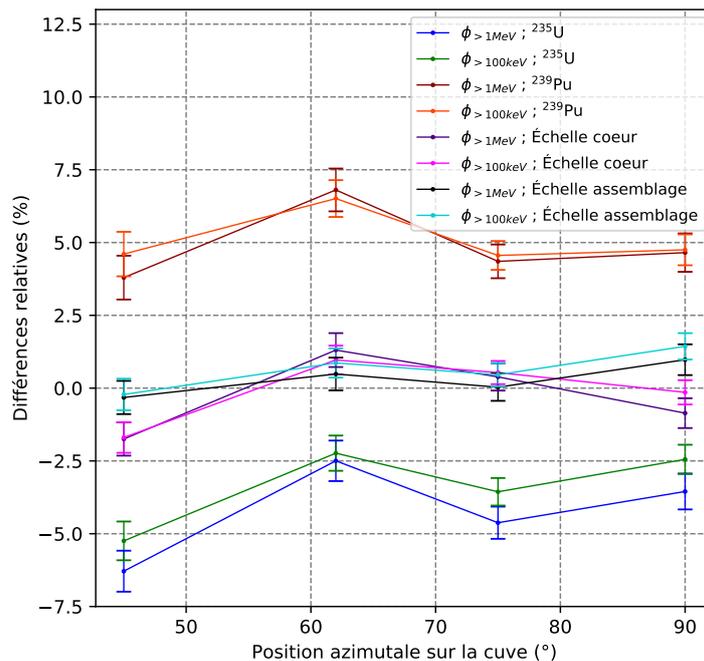


FIGURE 2.10 – Différences relatives (%) entre les prédictions de flux de neutrons sur la cuve obtenues avec la méthodologie de référence en une étape et celles obtenues avec les différentes modélisations du spectre de fission utilisées dans la méthodologie découplée $\left(\frac{\text{test}-\text{référence}}{\text{référence}}\right)$.

2.5 Évaluation des déplacements par atome

Un des objectifs de cette thèse était de ne pas se limiter à l'évaluation de la fluence neutronique rapide vue par la cuve, mais également d'avoir la possibilité d'évaluer d'autres grandeurs du vieillissement. Il a été vu dans la section 1.5.4 que les déplacements par atome (dpa) constituent également un standard pour l'évaluation du vieillissement sous irradiation. Cette grandeur peut s'avérer très utile notamment pour quantifier le vieillissement relatif du matériau de cuve entre deux instants ou encore entre deux positions sur cette dernière.

Dans la section 1.5.4.2, il a été expliqué que le taux de dpa R_{dpa} dans un matériau soumis à une irradiation neutronique peut être évalué à partir du flux neutronique selon l'équation 1.52. La transition entre le flux neutronique et le taux de dpa se fait par l'intermédiaire de la section efficace de déplacements σ_d , qui peut être déterminée par des codes de traitement des données nucléaires en utilisant les formulations NRT-dpa (cf. équation 1.49) ou ARC-dpa (cf. équation 1.50)¹¹.

Dans le cadre de cette thèse, le code NJOY2016 [37] a été utilisé pour évaluer les sections efficace de déplacement qui ont ensuite été utilisées avec MCNP6 [85] pour effectuer des évaluations dpa. Cependant, dans la version standard de NJOY2016 (appelée LEGACY-NJOY), le nombre de déplacements atomiques N_d créés par un ion

11. Pour rappel, le modèle ARC-dpa est une version améliorée du modèle NRT-dpa qui ajoute la prise en compte des phénomènes de recombinaisons qui se produisent après la cascade de collisions (cf. section 1.5.1).

incident est défini selon l'équation 2.10 [100].

$$N_d(T_d) = \frac{0.8T_d}{2E_d} \quad (2.10)$$

où E_d est l'énergie de seuil de déplacement (eV) et T_d est l'énergie de dommage (eV) (cf. section 1.5.4.2). Le facteur 0.8 représente "l'efficacité" de la cascade de collision, qui prend en compte la probabilité pour une paire de Frenkel (lacune + interstitiel) d'être recombinée instantanément après sa production [52]. Dans le module HEATR de NJOY, l'énergie de dommage T_d est calculée comme :

$$T_d = \frac{E_R}{1 + F_L(3.4008\epsilon^{1/6} + 0.40244\epsilon^{3/4} + \epsilon)} \quad (2.11)$$

si l'énergie de recul du premier atome frappé (PKA) E_R est supérieure à E_d et 0 sinon. Les termes apparaissant dans l'équation 2.11 sont définis dans la référence [100] et ne seront pas explicités ici par souci de concision.

Les équations 2.10 et 2.11 induisent que la version standard de NJOY n'est pas en cohérence avec le modèle NRT-dpa dans la région où $E_d < T_d < \frac{2E_d}{0.8}$. Par conséquent, un travail a été entrepris pour implémenter les modèles NRT-dpa et ARC-dpa dans NJOY2016 et générer les sections efficaces de déplacements correspondant à ces modèles.

2.5.1 Modèles NRT-dpa et ARC-dpa dans NJOY

Le module HEATR de NJOY2016 [37] a été mis à jour afin d'inclure les modèles NRT-dpa et ARC-dpa tels que spécifiés dans les équations 1.49 et 1.50. La figure 2.11a compare les modèles LEGACY-NJOY et NRT-dpa sur l'évaluation de la section efficace de déplacements du fer-56 (^{56}Fe) évaluée à 300 K depuis la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3. De la même manière, la figure 2.11b effectue une comparaison entre les sections efficaces de déplacements générées avec les modèles NRT-dpa et ARC-dpa.

D'une part, la figure 2.11a montre que la correction effectuée pour correctement implémenter le modèle NRT-dpa dans NJOY2016 induit une différence significative (de l'ordre de 150%) sur la section efficace de déplacements entre 10^2 et 10^4 eV. Cependant, la section efficace de déplacements dans cette zone d'énergies de neutrons incidents est relativement faible et par conséquent, aucune différence n'est attendue entre ces deux modèles sur les évaluations de déplacements par atomes.

D'autre part, il peut être observé sur la figure 2.11b que le modèle ARC-dpa induit une forte diminution de la section efficace du ^{56}Fe par rapport au modèle NRT-dpa, surtout pour les énergies de neutrons incidents supérieures à 10^4 eV. Le travail publié dans la référence [101] a montré que ces neutrons génèrent *a minima* 97% des dpa dans la cuve et donc qu'une grande diminution des taux de dpa évalués est attendue en passant du modèle NRT-dpa à ARC-dpa. Cette diminution est logique puisque le modèle ARC-dpa agit comme une correction du modèle NRT-dpa en ajoutant un coefficient correctif qui prend en compte la probabilité que les paires de Frenkel soient recombinées après la fin de la cascade de collision.

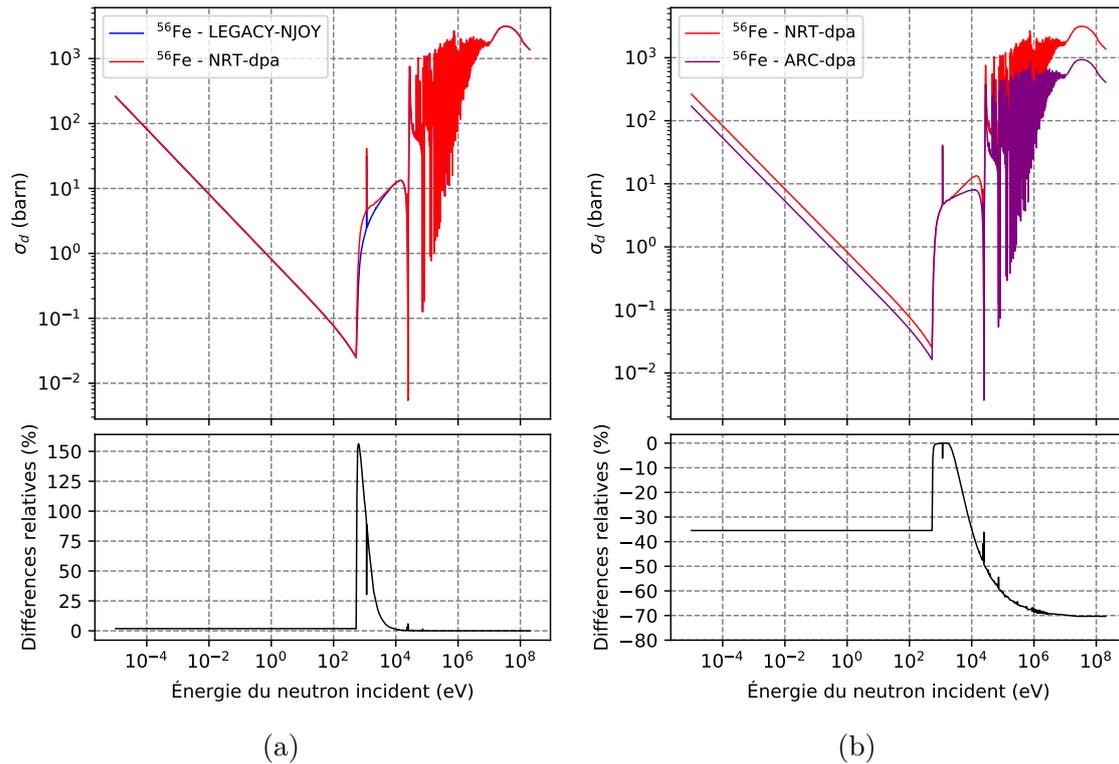


FIGURE 2.11 – Sections efficaces de déplacements du ^{56}Fe générées à 300 K depuis la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3. (a) : comparaison entre les modèles LEGACY-NJOY et NRT-dpa ; (b) : comparaison entre les modèles NRT-dpa et ARC-dpa.

L'impact exact des différences entre les différents modèles sur l'évaluation des taux de dpa R_{dpa} sera présenté dans la section 2.5.4.

2.5.2 Génération des sections efficaces de déplacements

Dans le cadre de cette thèse, les sections efficaces de déplacements (σ_d) ont été calculées à 300K et 600K à partir de la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 en utilisant le modèle LEGACY-NJOY, le modèle NRT-dpa (cf. Eq. 1.49) et le modèle ARC-dpa (cf. Eq. 1.50). Cependant, la génération de σ_d avec les modèles NRT-dpa et ARC-dpa a été limitée aux isotopes stables du fer (^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{57}Fe et ^{58}Fe), du cuivre (^{63}Cu et ^{65}Cu) et du nickel (^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{61}Ni , ^{62}Ni et ^{64}Ni). Ce choix a été motivé par le manque de données disponibles concernant les constantes $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ des autres nucléides composant l'acier de cuve (cf. tableau 2.6).

Les valeurs des constantes (E_d , $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$) utilisées dans la génération de σ_d sont spécifiées dans le tableau 2.5. Bien que les constantes de matériau spécifiées dans le tableau 2.5 aient été évaluées pour des matériaux purs, elles ont été maintenues identiques pour calculer la section efficace de déplacements de tous les isotopes d'un matériau donné. Cette hypothèse a été posée de sorte à conserver la possibilité de décrire avec précision la composition de l'acier de cuve, isotope par isotope. Il est raisonnable de considérer ici que cette hypothèse n'impacte pas significativement les résultats obtenus au cours de cette thèse, puisque les dpa ne sont actuellement d'in-

térêt qu'en termes relatifs. L'estimation précise des paramètres E_d , $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ pour une grande gamme de matériaux reste une question intéressante qui pourrait faire l'objet d'études ultérieures.

TABLE 2.5 – Constantes de certains matériaux [50]

| Material | E_d (eV) | b_{arcdpa} | c_{arcdpa} |
|----------|------------|--------------------|-------------------|
| Fe | 40 | -0.568 ± 0.020 | 0.286 ± 0.005 |
| Cu | 33 | -0.68 ± 0.050 | 0.16 ± 0.010 |
| Ni | 39 | -1.01 ± 0.110 | 0.23 ± 0.010 |
| Pd | 41 | -0.88 ± 0.120 | 0.15 ± 0.020 |
| Pt | 42 | -1.12 ± 0.090 | 0.11 ± 0.010 |
| W | 70 | -0.56 ± 0.020 | 0.12 ± 0.010 |

Comme expliqué ci-dessus, seuls les isotopes stables du fer, du cuivre et du nickel ont pu être considérés dans les évaluations des taux de dpa avec les modèles NRT-dpa et ARC-dpa. Le tableau 2.6 met en évidence que ces isotopes représentent 96,7% des nucléides présents dans l'acier de cuve. Afin de quantifier le biais induit par cette hypothèse, une étude dédiée a été effectuée et a montré que les isotopes pris en compte représentent environ 98,5% des dpa générés dans les capsules du programme PSI et entre 99,1% et 99,6% de ceux générés dans la cuve (en fonction de la position axiale ou azimutale sur cette dernière) [101].

TABLE 2.6 – Composition de l'acier de cuve (acier 16MND5 [102])

| Nucléide | Fraction atomique | Nucléide | Fraction atomique |
|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| ^{nat}C | 9.2284E-03 | ^{28}Si | 3.6399E-03 |
| ^{50}Cr | 1.1591E-04 | ^{29}Si | 1.8430E-04 |
| ^{52}Cr | 2.2327E-03 | ^{30}Si | 1.2234E-04 |
| ^{53}Cr | 2.5314E-04 | ^{55}Mn | 1.3619E-02 |
| ^{54}Cr | 6.2886E-05 | ^{31}P | 1.4314E-04 |
| ^{58}Ni | 4.1908E-03 | ^{32}S | 1.3141E-04 |
| ^{60}Ni | 1.6015E-03 | ^{33}S | 1.0372E-06 |
| ^{61}Ni | 6.9335E-05 | ^{34}S | 5.8221E-06 |
| ^{62}Ni | 2.2028E-04 | ^{36}S | 2.3510E-08 |
| ^{64}Ni | 5.5836E-05 | ^{63}Cu | 4.8282E-04 |
| ^{92}Mo | 4.2747E-04 | ^{65}Cu | 2.1490E-04 |
| ^{94}Mo | 2.6861E-04 | ^{59}Co | 2.8212E-04 |
| ^{95}Mo | 4.5924E-04 | ^{nat}Va | 1.0879E-04 |
| ^{96}Mo | 4.8235E-04 | ^{54}Fe | 5.5666E-02 |
| ^{97}Mo | 2.7728E-04 | ^{56}Fe | 8.8106E-01 |
| ^{98}Mo | 6.9608E-04 | ^{57}Fe | 2.0635E-02 |
| ^{100}Mo | 2.7728E-04 | ^{58}Fe | 2.7833E-03 |

2.5.3 Validation des développements

Afin de valider les développements effectués dans NJOY2016, une comparaison des taux de dpa obtenus avec les sections efficaces générées et ceux obtenus en utilisant les sections efficaces de déplacement générées par le Karlsruhe Institute of Technology (KIT), qui ont effectué un travail similaire dans NJOY2012 [103, 104, 105], a été effectuée.

L'étude a consisté à quantifier les dpa, en utilisant les sections efficaces générées avec les modèles NRT-dpa et ARC-dpa, dans une sphère de matériau naturel (fer, cuivre ou nickel). Le rayon de cette sphère était égal à l'épaisseur de la cuve (20 cm) et les calculs ont été effectués en imposant un spectre d'émission représentatif du spectre neutronique vu par la cuve. Le tableau 2.7 présente les résultats obtenus.

TABLE 2.7 – Résultats de l'étude comparative avec les sections efficaces du KIT

| Matériau | Modèle de génération de σ_d | $\frac{R_{dpa,IRSN} - R_{dpa,KIT}}{R_{dpa,KIT}}$ (%) |
|-------------------|------------------------------------|--|
| ^{nat}Fe | NRT-DPA | 0.033 |
| | ARC-DPA | 0.035 |
| ^{nat}Cu | NRT-DPA | 9.090 |
| | ARC-DPA | 1.698 |
| ^{nat}Ni | NRT-DPA | 0.005 |
| | ARC-DPA | 2.863 |

Le tableau 2.7 montre que les estimations de R_{dpa} obtenues à l'aide des σ_d isotopiques générés au cours de la thèse sont cohérentes avec celles obtenus en utilisant les σ_d pour le fer naturel du KIT. À l'inverse, les R_{dpa} évalués pour le ^{nat}Cu divergent significativement avec celles utilisant des sections efficaces du KIT. Ces différences sont observées ici car les valeurs de E_d , $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ utilisées par le KIT pour le cuivre diffèrent de celles spécifiées dans le tableau 2.5. En effet, en générant à nouveau les σ_d du cuivre en utilisant les valeurs spécifiées dans la référence [104] ($E_d = 30$ eV, $b_{arc-dpa} = -0,54799$ et $c_{arc-dpa} = 0,1177$), les différences observées sur les évaluations de R_{dpa} descendent à environ 0,0004% (pour les modèles NRT-dpa et ARC-dpa). De la même manière, les écarts observés sur les R_{dpa} du ^{nat}Ni en utilisant le modèle ARC-dpa sont induites par l'utilisation de valeurs de $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ légèrement différentes. De la même manière que pour le cuivre, en utilisant les valeurs fournies dans la référence [104] ($b_{arc-dpa} = -1,006722$ et $c_{arc-dpa} = 0,2268273$), il a été observé un écart de seulement -0,010% sur l'estimation du R_{dpa} avec le modèle ARC-dpa.

Compte tenu de ces résultats, il semble évident que les estimations des taux de dpa sont très sensibles aux valeurs des paramètres E_d , $b_{arc-dpa}$ et $c_{arc-dpa}$ utilisés pour calculer σ_d . Par conséquent, des évaluations précises de ces paramètres sont nécessaires et des études de propagation d'incertitude pourraient être réalisées afin d'évaluer rigoureusement le potentiel impact de ces incertitudes sur les évaluations du vieillissement de la cuve. Ces études n'ont pas été menées au cours de cette thèse, mais pourront faire l'objet de travaux futurs.

2.5.4 Différences entre les modèles sur les évaluations des taux de déplacements par atome

L'étude de validation des développements a également été l'occasion de quantifier les différences sur les évaluations de taux de dpa entre les différents modèles pour lesquelles les sections efficaces ont été générées (LEGACY-NJOY, NRT-dpa, ARC-dpa). Les résultats obtenus sont détaillés dans le tableau 2.8.

TABLE 2.8 – Comparaison des taux de déplacements par atome obtenus avec les modèles LEGACY-NJOY, NRT-dpa et ARC-dpa.

| Matériau | $R_{dpa,LEGACY-NJOY}$ | $R_{dpa,NRT-dpa}$ |
|-------------------|-----------------------|-------------------|
| | $R_{dpa,NRT-dpa}$ | $R_{dpa,ARC-dpa}$ |
| ^{nat}Fe | 0,9990 | 3,025 |
| ^{nat}Cu | 0,9995 | 5,014 |
| ^{nat}Ni | 0,9993 | 4,244 |

Les résultats n'indiquent pas de différence significative entre les taux de déplacements par atome évalués avec les modèles LEGACY-NJOY et ceux évalués avec le modèle NRT-dpa. Ce résultat est parfaitement cohérent avec les observations qui avaient été faites sur les sections efficaces de déplacements dans la section 2.5.1.

A contrario, une nette diminution des taux de déplacements par atome est observée en passant du modèle NRT-dpa au modèle ARC-dpa. Cette diminution est de l'ordre d'un facteur trois pour le fer, cinq pour le cuivre et quatre pour le nickel. Ces résultats sont en cohérence avec les observations qui avaient été effectuées sur les sections efficaces de déplacements dans la section 2.5.1. Ils indiquent qu'une grande proportion des paires de Frenkel produites lors de la cascade de collisions sont recombinaées après que cette dernière soit revenue à l'équilibre thermodynamique.

Le fer étant le principal matériau utilisé dans l'acier de cuve (cf. tableau 2.6), la diminution des estimations de dpa dans la cuve en passant du modèle NRT-dpa au modèle ARC-dpa devrait être d'un facteur trois environ. Ceci sera vérifié dans le chapitre 5.

2.6 Intégration temporelle des quantités d'intérêt sur un cycle du réacteur

Jusqu'à ce point du chapitre, seuls les variables statiques (terme source à un instant donné, flux de neutrons, taux de déplacements par atome, etc.) ont été discutées. Cependant, les grandeurs du vieillissement (fluence cuve, déplacements par atome) sont des quantités intégrées dans le temps. Par conséquent, l'élaboration d'un schéma temporel numérique¹² est nécessaire. Au cours de cette thèse, l'intégration temporelle des grandeurs a été considérée à l'échelle d'un cycle du réacteur.

12. Un schéma temporel numérique est une méthode permettant d'effectuer l'intégration temporelle des variables d'intérêt.

Il a été vu précédemment que la simulation des évolutions temporelles du réacteur sont approchées par SIMULATE5 en effectuant un enchainement de calculs statiques. Par conséquent, le terme source de neutrons de fission est calculé à différents moments du cycle, appelés étapes de combustion (ou pas de burnup)¹³. Dès lors, deux possibilités peuvent être envisagées pour effectuer l'intégration temporelle du flux de neutrons ou des taux de dpa sur un cycle :

- effectuer un calcul d'atténuation Monte-Carlo par terme source évalué et donc par pas de burnup ;
- effectuer une intégration temporelle des termes sources en amont du calcul d'atténuation et réaliser un unique calcul d'atténuation Monte-Carlo par cycle.

Afin d'évaluer quelle option est la plus avantageuse, il convient de s'attarder ici sur les coûts de calcul associés à chacune de ces étapes :

- l'évaluation du terme source de fission neutronique avec SIMULATE5 (première étape de la méthodologie, cf. section 3.1.1) nécessite en moyenne 8 min.cpu par étape de combustion ;
- le transport des neutrons source vers la cuve ou les capsules avec MCNP6 (deuxième étape de la méthodologie, cf. section 3.1.2) nécessite environ 1.050.000 min.cpu par calcul.

À la lumière de ces chiffres, le nombre de calculs d'atténuation MCNP6 doit être limité à ce qui est strictement nécessaire pour obtenir des données intégrées temporellement suffisamment précises. Par conséquent, cette section présente les études qui ont été menées au cours de cette thèse afin d'évaluer la meilleure méthode d'intégration temporelle.

2.6.1 Modélisation

Le réacteur considéré est celui qui est présenté dans la section 2.2 et le schéma de calcul utilisé est celui décrit dans la section 3.1. La segmentation azimutale et axiale des détecteurs est représentée sur les figures 3.2 et 3.3 de la section 3.1.2, où les tallies sont indiqués par des sections noires et blanches.

Les termes sources de neutrons de fission ont été évaluées avec SIMULATE5 pour les N étapes de combustion suivantes au long du cycle considéré : 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 10.5 et 11 GWj/t. Les résultats de ce calcul ont ensuite servi de matériel de base pour la réalisation des études décrites dans la suite de cette section.

13. Une étape de combustion correspond à un instant donné du cycle réacteur. Il est caractérisé par le taux de combustion (cf. équation 1.44 de la section 1.4.2.3) accumulé en moyenne par les assemblages du cœur depuis le début du cycle et est exprimé en GWj/t.

2.6.2 Nombre de calculs d'atténuation Monte-Carlo à réaliser par cycle

En premier lieu, une étude a été menée afin d'évaluer si un seul calcul d'atténuation MCNP6 par cycle (en utilisant un terme source de neutrons de fission intégré sur le cycle) peut s'avérer suffisant pour évaluer avec précision les grandeurs du vieillissement de manière intégrée dans le temps.

Ensuite, deux méthodes d'intégration temporelle différentes ont été comparées :

- une première méthode (référéncée comme méthode n°1) qui consiste à effectuer des calculs de transport de neutrons MCNP6 pour chacun des taux de combustion suivants : 0, 0.15, 2, 4, 6, 8, 10 et 11 GWj/t ;
- une deuxième méthode (référéncée comme méthode n°2) qui consiste à calculer le terme source de neutrons de fission moyen du cycle (basé sur les termes sources calculés pour les étapes de combustion utilisées dans la méthode n°1) et à effectuer un unique calcul d'atténuation MCNP6, représentatif de l'ensemble du cycle du réacteur.

Dans les deux cas, l'intégration temporelle a été effectuée selon l'équation 2.12, qui suppose que les quantités (terme source de neutrons de fission, flux de neutrons rapides, taux de dpa, etc.) sont constantes entre deux étapes de combustion du combustible.

$$\bar{X} = \frac{\sum_{n=0}^{N-1} X_n \cdot (bu_{n+1} - bu_n)}{bu_N} \quad (2.12)$$

où, pour une étape de combustion n et un nombre total d'étapes de combustion N , X est la quantité à intégrer dans le temps et bu est le taux de combustion moyen du réacteur (GWj/t). L'équation 2.12 signifie que la quantité X calculée à la dernière étape de combustion (N) n'est pas utilisée dans le processus d'intégration temporelle.

La méthode n°1 est bien plus gourmande du point de vue des ressources informatiques que la méthode n°2, mais elle est également plus précise. Par conséquent, la méthode n°1 sera utilisée dans cette étude comme référence pour évaluer la précision de la méthode n°2, qui est beaucoup plus rapide. La figure 2.12 présente les différences relatives entre ces deux méthodes sur la distribution moyenne de flux rapide vu par la cuve sur le cycle considéré.

Les résultats montrent que la méthode n°2 reproduit fidèlement la distribution moyenne de flux de neutrons rapides vue par la cuve calculée par la méthode n°1. En effet, les différences relatives observées sur la figure 2.12 sont généralement inférieures à l'incertitude à $\pm 2\sigma$ des différences relatives calculées ($\sigma \sim 0,3-0,4\%$). Un comportement similaire a été observé sur les distributions de déplacements par atome dans la cuve (avec les modèles NRT-dpa et ARC-dpa), comme indiqué dans un article publié dans la revue Nuclear Science and Engineering [101]. Par conséquent, les résultats obtenus suggèrent que, pour évaluer avec précision les grandeurs du vieillissement intégrées sur un cycle, il suffit d'effectuer un seul calcul de transport des neutrons par cycle, en utilisant un terme source de neutrons de fission représentatif des conditions moyennes du cycle.

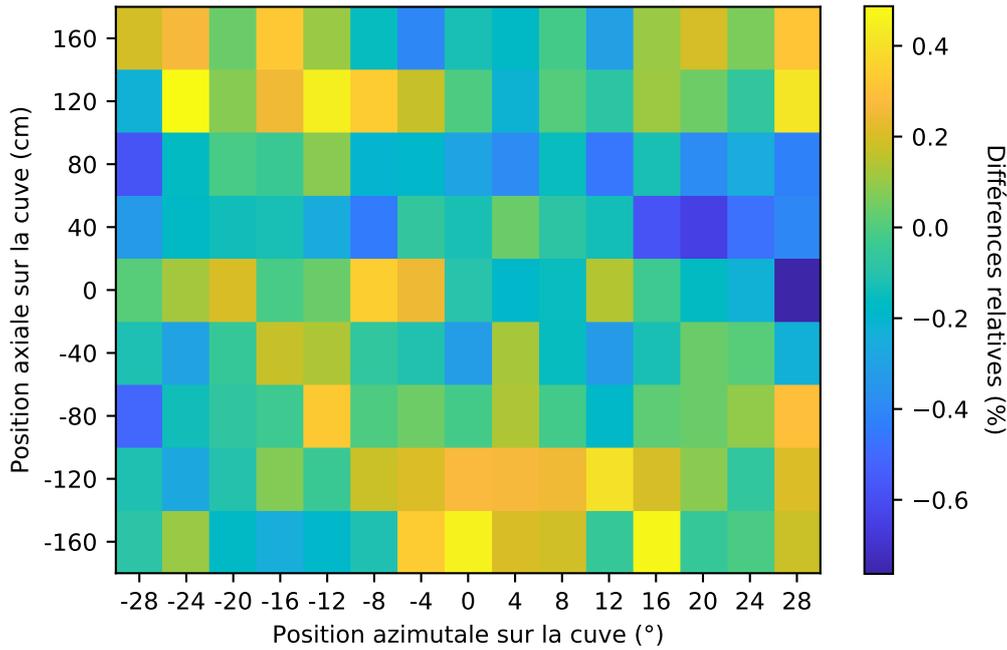


FIGURE 2.12 – Différences relatives (%) entre les méthodes d’intégration temporelle n°1 et n°2 sur la distribution moyenne du flux neutronique rapide vu par la cuve pour le cycle considéré $\left(\frac{n^{\circ 2}-n^{\circ 1}}{n^{\circ 1}}\right)$.

Cependant, l’utilisation de l’équation 2.12 implique que le terme source de neutrons de fission (et donc le flux de neutrons rapides et les taux dpa) est constant entre deux étapes de combustion. En réalité, le flux de neutrons rapides (et donc les taux de dpa) est susceptible de varier de manière significative entre deux étapes de combustion. Par conséquent, la finesse du maillage temporel utilisé dans SIMULATE5 pour calculer le terme source de neutrons de fission moyenné par cycle est susceptible d’avoir un impact significatif sur les estimations de flux de neutrons et de dpa.

2.6.3 Nombre d’étapes de combustion à modéliser par cycle

Afin d’évaluer le nombre d’étapes de combustion qui doivent être modélisées par cycle dans le calcul SIMULATE5, trois maillages temporels ont été comparés :

- maillage a : 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 10.5 et 11 GWj/t ;
- maillage b : 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 et 11 GWj/t ;
- maillage c : 0, 0.15, 2, 4, 6, 8, 10 et 11 GWj/t.

Pour tous ces maillages, l’intégration temporelle est effectuée selon l’équation 2.12. Des trois maillages temporels indiqués ci-dessus, le maillage a est considéré comme étant le plus précis puisqu’il est le plus détaillé. Le maillage a a donc été considéré comme référence ici afin d’évaluer la précision des maillages b et c .

La figure 2.13 présente les différences relatives entre la distribution moyenne cycle de flux neutronique rapide vue par la cuve calculée avec le maillage temporel a et celle calculée avec le maillage temporel b .

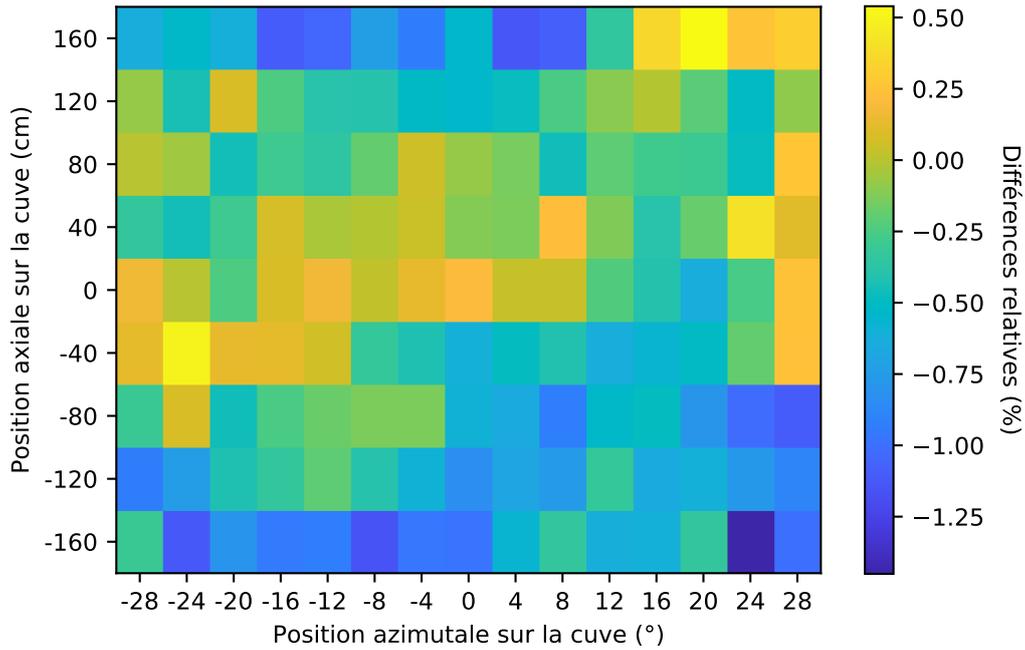


FIGURE 2.13 – Différences relatives (%) entre la distribution moyenne cycle de flux neutronique rapide sur la cuve calculée avec le maillage temporel a et celle calculée avec le maillage temporel b ($\frac{b-a}{a}$).

Les résultats montrent que le maillage b induit un biais par rapport au maillage a sur l'estimation des distributions de flux neutronique rapide intégrées sur le cycle. Ces différences sont principalement localisées en bas de la cuve, où le biais observé atteint des valeurs allant jusqu'à environ -1,3%. Ce comportement est logique puisque la distribution axiale du flux neutronique est piquée sur le haut de la cuve en début de cycle et s'aplatit au fur et à mesure de l'usure du combustible (cf. section 5.2). Ainsi, l'utilisation d'un maillage temporel trop grossier induit une sur-estimation de la durée pendant laquelle la distribution de flux neutronique est piquée vers le haut de la cuve (et donc une sous estimation du flux vu sur la partie inférieure de la cuve).

Cette impression est confirmée par la figure 2.14, qui montre que le maillage c induit un biais un peu plus important que le maillage b au regard du maillage a (environ -3% en bas de la cuve). Par conséquent, une attention particulière doit être portée au maillage temporel choisi pour calculer le terme source moyen des neutrons de fission. En effet, ce maillage doit être suffisamment fin pour ne pas biaiser l'évaluation des quantités intégrées dans le temps (fluence neutronique rapide et dpa dans le cas présent).

Ainsi, l'utilisation d'un maillage temporel fin est indispensable pour évaluer correctement les termes sources de neutrons de fission intégrés sur le cycle. Dans le cas de la méthodologie retenue dans cette thèse, calculer le terme source avec une discrétisation temporelle fine n'est pas un problème puisque la consommation de ressources informatiques d'un calcul SIMULATE5 n'est pas très importante (environ 240 min.cpu pour trente étapes de combustion). À titre de comparaison, réaliser le même travail avec une méthodologie découplée purement Monte-Carlo (comme celle considérée dans la

section 2.4.2) induirait un coût de calcul prohibitif (environ $1,2 \cdot 10^8$ min.cpu).

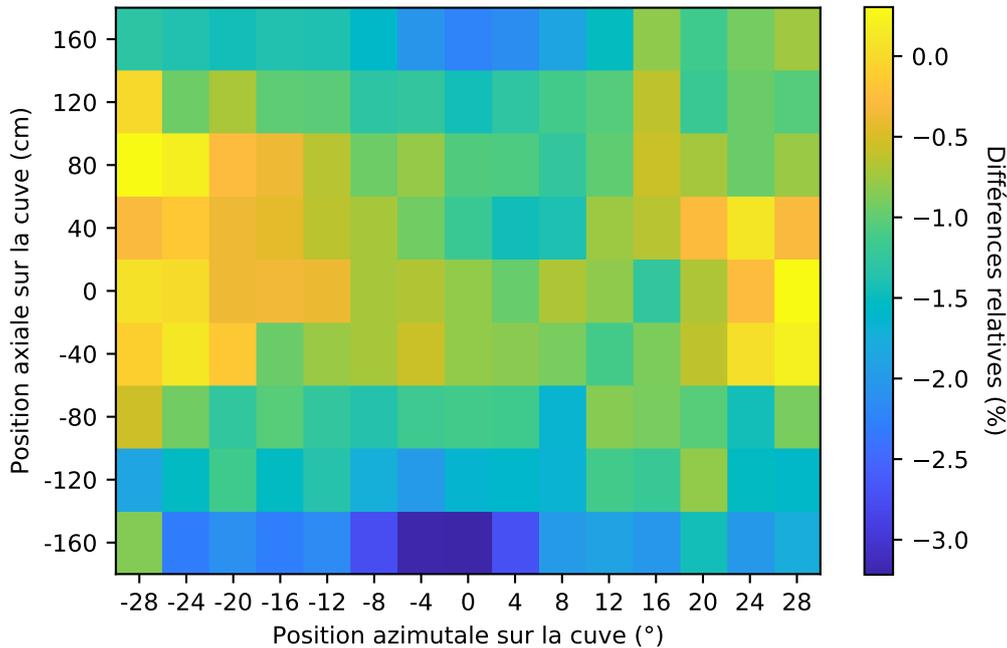


FIGURE 2.14 – Différences relatives (%) entre la distribution moyenne cycle de flux neutronique rapide sur la cuve calculée avec le maillage temporel a et celle calculée avec le maillage temporel $c \left(\frac{c-a}{a} \right)$.

2.7 Impact des historiques de puissance des réacteurs sur les évaluations du vieillissement de la cuve

De manière classique, les études du vieillissement de la cuve sous irradiation sont effectuées en considérant que le réacteur fonctionne en permanence à sa puissance nominale (fonctionnement en base). Cependant, un grand nombre de réacteurs français fonctionnent en suivi de charge, c'est à dire qu'ils adaptent, en temps réel, leur niveau de puissance de sorte à ce que la production d'électricité corresponde à la demande des consommateurs. Ainsi, les historiques de puissance de ces réacteurs sont extrêmement complexes et uniques, comme le montre la figure 2.15 qui représente l'historique de puissance du réacteur St Laurent 1 sur l'année 2014. Les données de cette figure sont issue du site de la RTE (Réseau de Transport d'Électricité).

Comme l'illustre la figure 2.15, les réacteurs fonctionnant en suivi de charge sont très loin de fonctionner en permanence à leur puissance nominale. Par conséquent, ne pas modéliser l'historique de puissance du réacteur dans le cadre des évaluations de la fluence neutronique vue par la cuve du réacteur constitue une hypothèse simplificatrice. De plus, aucune étude traitant du potentiel impact de cette hypothèse sur les évaluations de la fluence neutronique rapide vue par la cuve n'a été trouvée dans la littérature. Par conséquent, une étude a été effectuée pour quantifier l'impact des

variations de puissance sur les évaluations de fluence cuve et, si nécessaire, proposer une méthode pour les prendre en compte.

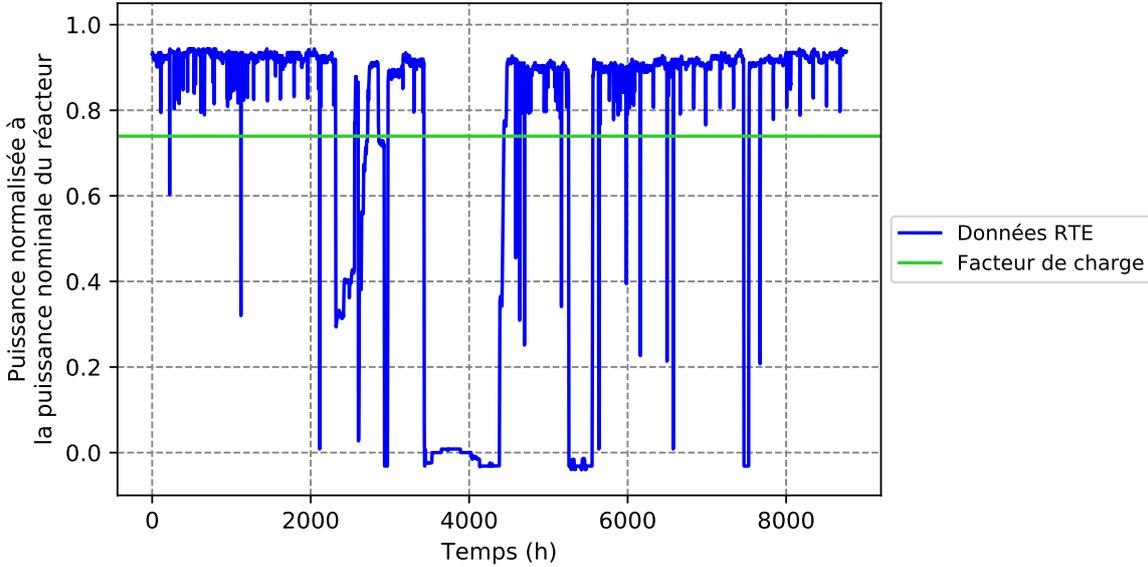


FIGURE 2.15 – Historique de puissance du réacteur St Laurent 1 sur l'année 2014 (données provenant du site de la RTE).

2.7.1 Schéma de calcul utilisé

Dans le cadre de cette étude, le terme source est calculé en utilisant une approche déterministe couplant les codes CASMO5 [84] et PARCS [89]. Le code CASMO5 est utilisé ici pour générer des sections efficaces macroscopiques à deux groupes d'énergie et homogénéisées à l'échelle de l'assemblage. Le code PARCS utilise ensuite ces sections efficaces comme une base de données multi-paramétriques (puisqu'elles dépendent du groupe d'énergie de neutrons, de la densité du modérateur, de la température du combustible, etc.) pour calculer les distributions de puissance du réacteur en trois dimensions d'espace en résolvant l'équation de la diffusion multigroupes¹⁴. Le terme source de neutrons de fission à l'échelle du crayon est ensuite approximé à partir des données fournies par PARCS, selon l'équation suivante :

$$S_p(E', t) = \frac{P_a(t)}{E_{R,a} \cdot N_{pin}} \cdot \nu_a \cdot \chi(E') \simeq \frac{P_a(t)}{N_{pin}} \cdot \chi(E') \quad (2.13)$$

où pour un crayon p dans un assemblage a contenant N_{pin} crayons combustible, P_a est la puissance thermique de l'assemblage (W), ν_a est le nombre de neutrons émis en moyenne par fission, $E_{R,a}$ est l'énergie récupérable en moyenne par fission (J), χ est le spectre de fission (eV^{-1}) et E' est l'énergie du neutron émis (eV).

Le spectre de fission est fixé pour tout le réacteur et correspond à un spectre de Watt (cf. équation 1.5) avec des valeurs de 0,965 MeV pour le coefficient a et 2,29 MeV

14. Note : la résolution de l'équation de la diffusion est ici effectuée par PARCS en considérant 4 mailles radiales par assemblage et 14 mailles axiales (en incluant les réflecteurs) tout au long de la hauteur de l'assemblage.

pour le coefficient b (qui est le spectre considéré par défaut par MCNP6). De plus, il a été assumé que $E_{R,a}$ et ν_a ne varient pas d'un assemblage à l'autre en fixant le ratio $\nu_a/E_{R,a}$ comme égal à 1. Il est cependant raisonnable de considérer ici que ces approximations n'induisent pas de biais sur les comparaisons effectuées dans la section 2.7.4, dans la mesure où seuls des cœurs ayant le même taux de combustion moyen ont été comparés.

Afin d'éviter les potentielles oscillations numériques qui peuvent apparaître lors du calcul de la distribution de ^{135}Xe à la suite d'une forte variation de puissance (appelées oscillations Xénon), il a été choisi de fixer ici les concentrations de ^{135}Xe et de ^{149}Sm au sein des assemblages comme égales à la valeur d'équilibre à chaque étape de combustion [106].

Finalement, les distributions de neutrons de fission ont été intégrées dans le temps selon l'équation 2.12 et l'atténuation des neutrons jusqu'à la cuve a été effectuée en utilisant un modèle proche de celui décrit dans la section 3.1.2. L'unique différence est que la température du modérateur a été uniformément fixée comme uniformément égale à 558,15 K dans la zone de descente annulaire et à 577,75 K ailleurs. Il est considéré ici que cette approximation de modèle n'a qu'un faible impact sur les résultats obtenus.

2.7.2 Réacteur et modélisation

Le réacteur considéré dans cette étude est celui décrit dans la section 2.2 de ce manuscrit. Le réacteur est considéré ici comme étant piloté suivant le mode de pilotage G [43]. Les barres de contrôle sont insérées groupe par groupe (cf. section 2.2) et chaque groupe possède 225 pas d'insertion.

La modélisation du pilotage des barres a été effectuée en tabulant l'insertion cumulée des groupes de barres en fonction du niveau de puissance du réacteur selon la courbe décrite par la figure 2.16a. L'insertion cumulée est ensuite répartie sur les groupes de barres G1, G2, N1 et N2 en accord avec la figure 2.16b. Les barres du groupe R sont quand à elles considérées comme constamment insérées de 25 pas (position 200 pas extraits).

Il est important de noter ici que les courbes présentées dans la figure 2.16 ont été reconstruites de manière approximative à partir des données de la référence [43], où un réacteur 1300 MW_e est considéré. Pour transformer les courbes des réacteurs 1300 MW_e en courbes exploitables pour un réacteur 900 MW_e, un facteur d'échelle a été appliqué (puisque les groupes de barres possèdent 260 pas d'insertion contre 225 dans les REP 900 MW_e).

Cependant, les courbes reconstruites ici ne sont pas parfaitement en accord avec celles utilisées en réalité dans les réacteurs 900 MW_e. Par exemple, les recouvrements entre groupes de barres sont différents entre les réacteurs 900 MW_e et les réacteurs 1300 MW_e. Cette approche avait été choisie en raison d'un manque de connaissances sur les courbes exactes du mode de pilotage G tel qu'il est appliqué dans les REP 900 MW_e. Néanmoins, les courbes d'insertion des barres de contrôle ont pu être ajustées dans le schéma de calcul final.

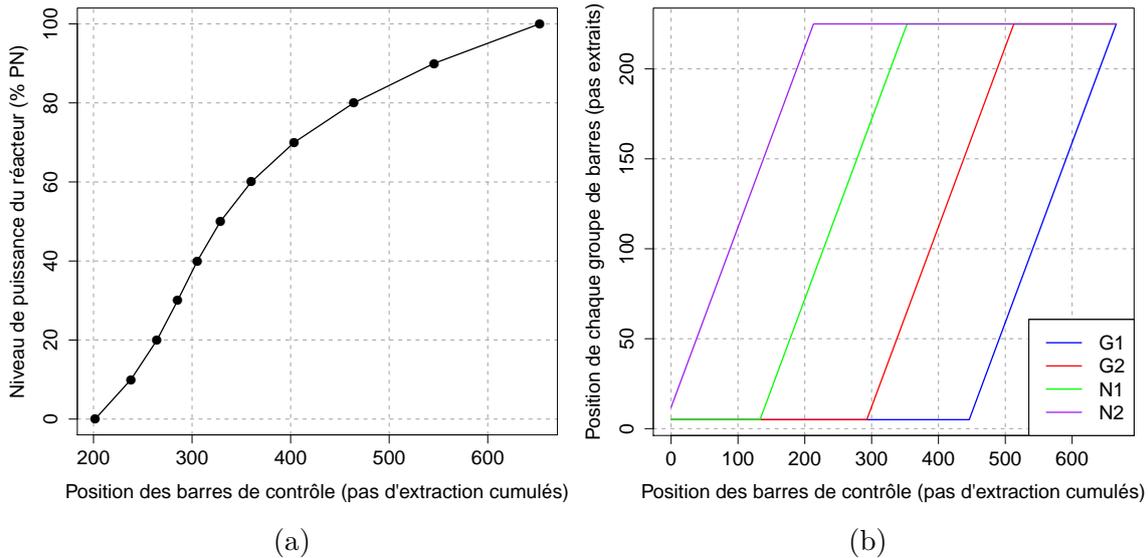


FIGURE 2.16 – Modèle d'insertion des barres de contrôle considéré lors de l'étude sur l'impact des variations de puissance sur le vieillissement de la cuve. (a) : niveau d'insertion cumulé des barres de contrôle en fonction du niveau de puissance du réacteur ; (b) : niveau d'insertion de chaque groupe de barres en fonction du niveau d'insertion cumulé.

Au final, il reste raisonnable de considérer ici que les écarts entre le pilotage des barres tel que présenté dans la figure 2.16 et celui utilisé en réalité dans les REP 900 MW_e, ne sont pas suffisamment conséquents pour impacter les grandes conclusions de cette étude, d'autant plus que cette dernière avait une vocation plus qualitative que quantitative.

Lors de cette étude, le réacteur a été considéré comme effectuant des cycles de 10,43 GWj/t et 150 étapes de combustion ont été calculés tout au long du cycle, de sorte à pouvoir modéliser un nombre "important" de variations de puissance sur le cycle (jusqu'à 40 par cycle). Ce nombre est néanmoins très faible au regard du nombre effectif de variations de puissance effectuées par un réacteur fonctionnant en suivi de charge. De plus, la durée des baisses de puissance effectuées par le réacteur est ici très grande au regard de la durée réelle d'une baisse de puissance dans un REP¹⁵. Cependant, la démarche utilisée ici a été considérée comme suffisante pour évaluer le potentiel impact sur le vieillissement de la cuve des variations de puissances dans les REP.

2.7.3 Méthodologie de l'étude

Afin d'évaluer l'impact des variations de puissance sur les évaluations de vieillissement, trois fonctionnements de réacteurs ont été modélisés (cf. figure 2.17) :

- le cas *puissance variable* : un ensemble de simulations où le cœur du réacteur effectue un nombre important de baisses de puissance au cours du cycle. Pour chaque historique de puissance généré, il a été spécifié :

15. Dans un REP fonctionnant en suivi de charge, les variations de puissance sont effectuées de sorte à adapter la puissance du réacteur à la demande des consommateurs. Par conséquent, le réacteur est susceptible d'effectuer plusieurs variations de puissance par jour.

- la puissance moyenne du réacteur sur le cycle vers lequel l'historique de puissance doit converger ;
- le nombre de baisses de puissance que le réacteur doit effectuer au cours du cycle ;
- une puissance haute et une puissance basse de fonctionnement qui fixent la "profondeur" des baisses de puissance à effectuer.

À partir de ces données, l'algorithme développé estime la durée de chaque baisse de puissance puis génère un fichier d'entrée pour le code PARCS, qui correspond au cycle demandé. La puissance moyenne demandée était atteinte avec une précision de $\pm 1\%$. Ainsi, différentes valeurs de puissance moyenne ont été considérées et pour chaque puissance moyenne, un grand nombre d'historiques de puissance uniques ont été modélisés ;

- le cas *puissance constante* : un ensemble de simulations où la puissance du cœur du réacteur est constante pendant toute la durée du cycle (à chaque puissance moyenne du cycle correspond une unique simulation) ;
- le cas *puissance nominale* : une simulation où le cœur du réacteur est à sa puissance nominale avec toutes les barres de contrôle extraites.

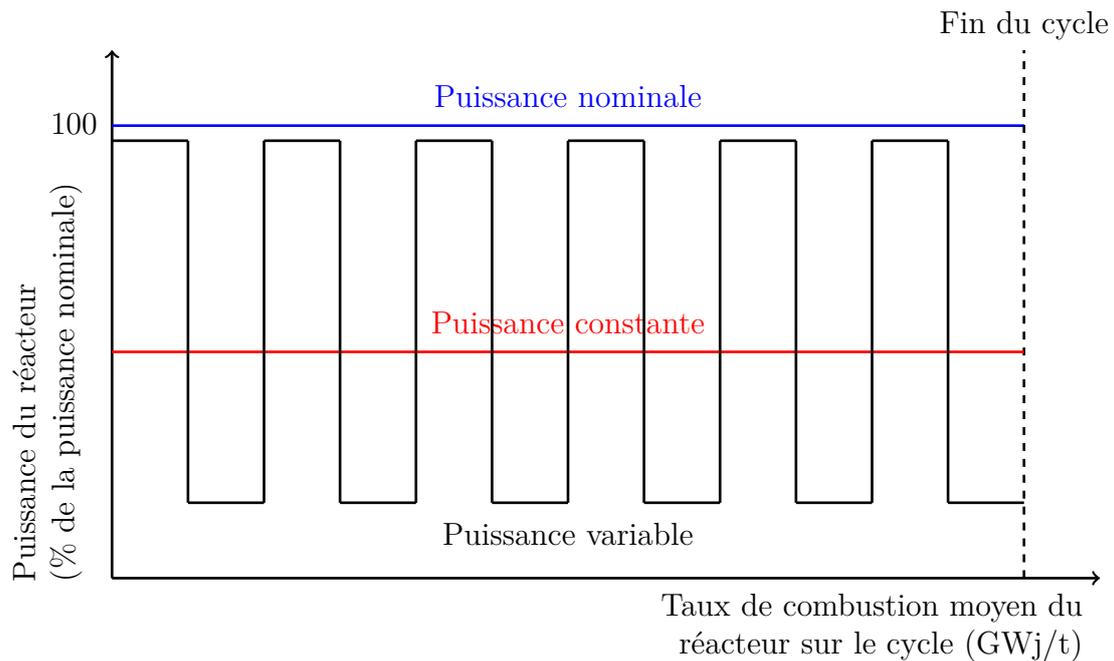


FIGURE 2.17 – Illustration des différents cas de variations de puissance du réacteur testés.

Les puissances moyennes du réacteur considérées pour les simulations du cas *puissance variable* varient entre environ 30% et 90% de la puissance nominale (PN) du cœur. Pour le cas *puissance constante*, la plage de puissances moyennes couvertes s'étend de 20% PN à 98% PN.

Les trois modèles ont été comparés dans un premier temps sur l'énergie libérée par unité de masse de métal lourd par les assemblages pendant le cycle considéré E_a . Cette énergie est calculée selon l'équation 2.14.

$$E_a = \sum_{n=0}^{N-1} P_{a,n} \cdot (bu_{n+1} - bu_n) \quad (2.14)$$

où, pour une étape de combustion n , un nombre total d'étapes de combustion N et un assemblage a , $P_{a,n}$ est la puissance thermique de l'assemblage normalisée à la puissance moyenne des assemblages et bu est le taux de combustion moyen du réacteur (GWj/t). Dans l'étude actuelle, l'étape de combustion N correspond à 10,43 GWj/t.

Pour cette première étape, l'analyse a été effectuée uniquement sur une partie des assemblages du bord (les assemblages J01, H01, L02, K02, J02 et H02 cf. figure 2.1 de la section 2.2). En effet, une étude précédente avait montré que 96-99% (en fonction de l'azimut considéré) du flux rapide sur la cuve proviennent des deux rangées d'assemblages les plus externes [107]. Ensuite, l'impact des écarts observés sur l'énergie libérée a été évalué sur la fluence neutronique rapide vue par la cuve en utilisant le modèle d'atténuation décrit dans la section 3.1.2 de ce manuscrit.

2.7.4 Résultats

2.7.4.1 Impact des variations de puissance sur l'énergie libérée par les assemblages de bord

La figure 2.18 présente les résultats obtenus sur l'assemblage K02. Les résultats obtenus sur les autres assemblages sont relativement semblables, comme le montre la référence [108] où une figure équivalente est présentée pour l'assemblage J01.

Avant d'analyser les résultats, il est intéressant de rappeler ici toutes les simulations ont été effectuées de sorte à ce que le taux de combustion du réacteur ait augmenté de 10,43 GWj/t sur le cycle. Par conséquent, les simulations où le réacteur a opéré en moyenne à basse puissance correspondent à des temps d'exploitation du réacteur beaucoup plus longs que celles où il a fonctionné en moyenne à haute puissance.

Sur la figure 2.18, il peut être observé que pour le cas le plus représentatif des réacteurs fonctionnant en suivi de charge (cas *puissance variable* représenté par les points noirs), l'énergie libérée par l'assemblage augmente linéairement avec la baisse de la puissance moyenne du réacteur. Cette décroissance est induite au premier ordre par l'insertion des groupes de barres G2 et N1 qui, de par leur localisation dans le réacteur, ont tendance à faire augmenter la puissance relative des assemblages de bord. De plus, une légère dispersion (au maximum 1%) des points noirs¹⁶ autour de ce comportement linéaire est observée, qui est induite par la variabilité des cycles ayant mené à chaque puissance moyenne du cœur. Bien que le modèle *puissance variable* soit le plus proche de la réalité, sa reconstruction nécessite d'effectuer une grande quantité de calculs et en considérant un nombre important d'étapes d'évolution. Par conséquent, sa génération s'avère plutôt chronophage et il convient de s'intéresser aux deux autres cas considérés.

16. Chaque point noir sur la figure 2.18 représente un historique de puissance "aléatoire" et unique.

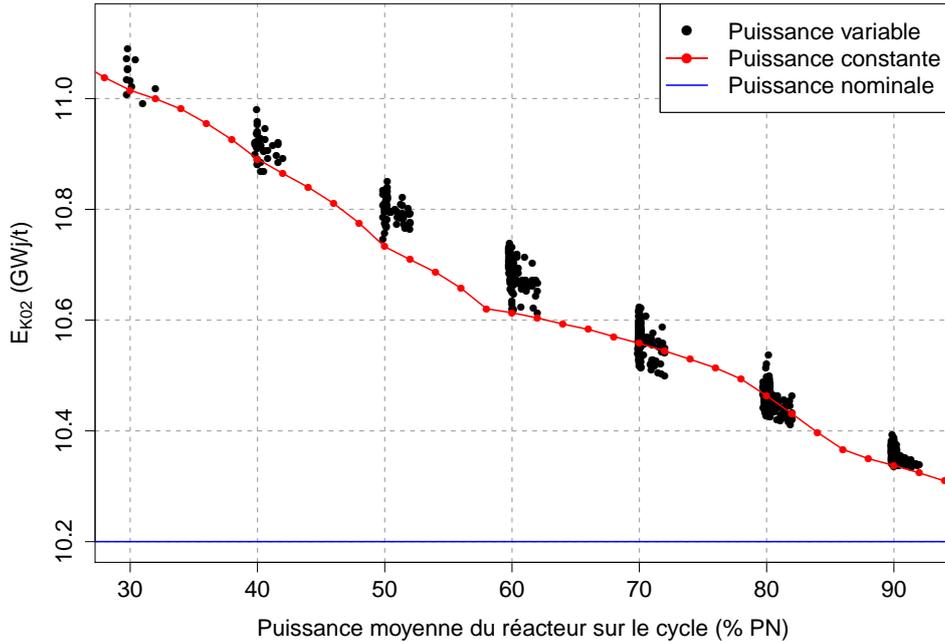


FIGURE 2.18 – Évolution de l'énergie libérée sur le cycle par l'assemblage K02 en fonction de la puissance moyenne du réacteur. Comparaison entre les cas *puissance variable*, *puissance constante* et *puissance nominale*.

La figure 2.18 met également en évidence que, plus la puissance moyenne du cœur sur le cycle est faible, plus le cas *puissance nominale* (indiqué par la ligne bleue) a tendance à sous estimer l'énergie libérée par les assemblages de bord (et par extension, la fluence neutronique vue par la cuve). *A contrario*, le cas *puissance constante* (indiqué en rouge) suit de manière relativement satisfaisante le comportement du cas *puissance variable*, ce qui s'explique par le fait que l'impact des insertions de barres est ici pris en compte.

Afin de comparer un peu plus quantitativement ces modèles, la figure 2.19 présente les biais moyens et *maxima* observés à chaque puissance moyenne entre les cas *puissance nominale* ou *puissance constante* et le cas *puissance variable*.

Les résultats confirment les impressions exprimées lors des paragraphes précédents. Cependant, il est possible de noter que les énergies libérées par les assemblages de bord ne sont pas toujours sous estimées par le cas *puissance nominale*, notamment pour les "hautes" puissances moyennes. Néanmoins, le cas *puissance constante* semble globalement plus précis que le cas *puissance nominale*, dans la mesure où le biais le plus important par rapport au cas *puissance variable* n'est que de l'ordre de -1,6% (contre -7,8% pour le cas *puissance nominale*). Ainsi, la prise en compte de l'historique de puissance d'un réacteur sur un cycle pourrait être approché de manière simple et relativement précise en modélisant un réacteur fonctionnant de manière constante à la puissance moyenne du réacteur sur la période considérée.

Par ailleurs, les prédictions de cette approche sont légèrement moins précises pour des puissances proches du début de l'insertion d'un groupe de barre (exemple : $\sim 85\%$ PN)

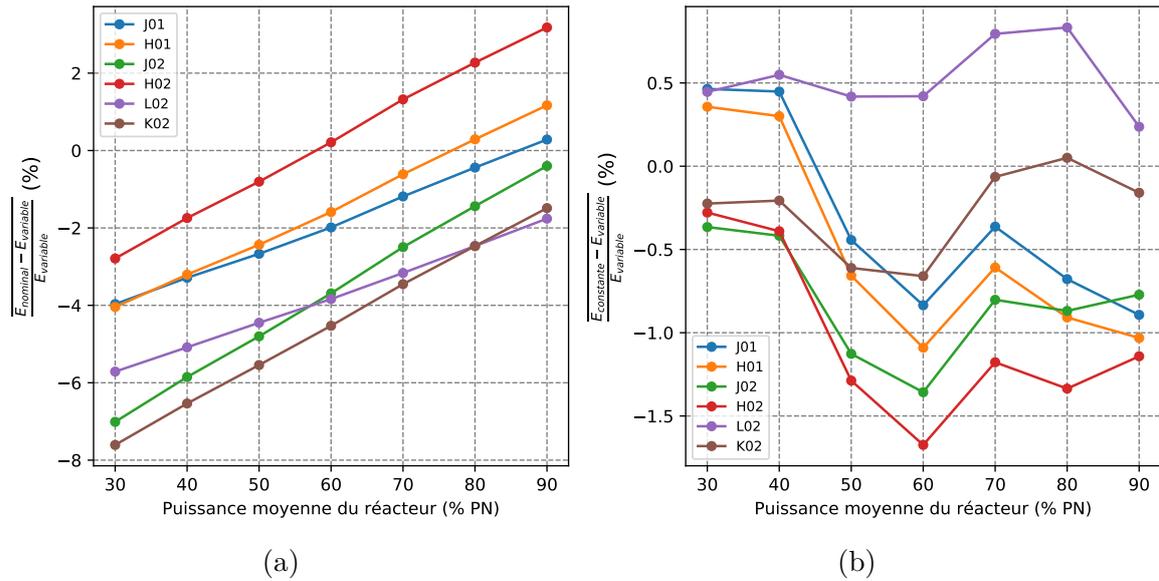


FIGURE 2.19 – Moyenne des biais (%) observés sur les prédictions d'énergie libérées par les assemblages sur le cycle du cas *puissance nominale* (a) et du cas *puissance constante* (b) par rapport au cas *puissance variable*.

pour le groupe G2 et $\sim 58\%$ PN pour le groupe N1 [109]). Ceci s'explique par le fait qu'à l'approche de ces puissances, les barres de contrôle dont l'insertion est sur le point de commencer ne sont jamais insérées dans le cas *puissance constante*, alors qu'elles peuvent l'être de manière intermittente dans le cas *puissance variable*.

2.7.4.2 Impact des variations de puissance sur la fluence neutronique rapide vue par la cuve du réacteur

Afin de visualiser l'impact des historiques de puissance sur le vieillissement de la cuve, trois termes sources modélisés avec le cas *puissance constante* ont été intégrés temporellement sur le cycle selon l'équation 2.12 :

- 100% PN : un cas où le réacteur a fonctionné à sa puissance nominale avec toutes les barres de contrôle extraites ;
- 80% PN : un cas où le réacteur a fonctionné à 80% de sa puissance nominale, qui est la puissance moyenne minimale observée sur un cycle en analysant les données disponibles sur le site de la RTE¹⁷ ;
- 30% PN : un cas extrême où le réacteur a fonctionné à 30% de sa puissance nominale.

Dans un premier temps, la figure 2.20 présente la distribution de fluence neutronique rapide vue par la cuve sur le cycle considéré, dans le cas où le réacteur a fonctionné à sa puissance nominale.

17. Dans le cadre de l'exploitation des données de la RTE, les puissances moyennes des réacteurs ont été calculées en ne considérant que les périodes où le réacteur est en fonctionnement (et donc en excluant les arrêts de tranches au cours du cycle).

Cette figure permet notamment de visualiser que la méthodologie utilisée au cours de cette étude évalue que le point chaud¹⁸ se situe dans la zone axiale centrée sur 0 cm et dans la zone azimutale centrée sur 0°.

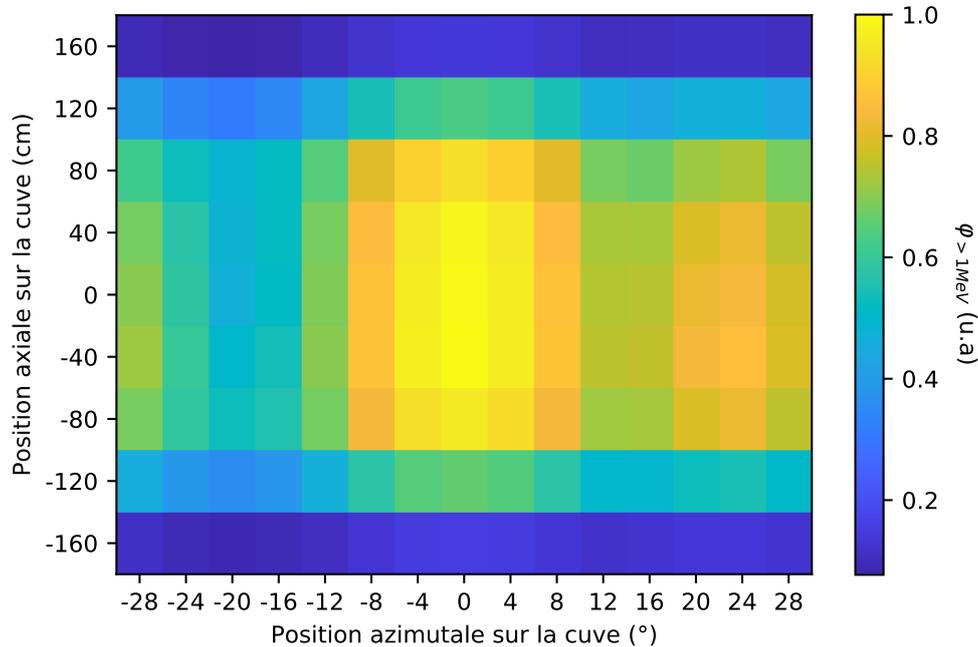


FIGURE 2.20 – Distribution de fluence neutronique rapide vue par la cuve au cours du cycle considéré, pour un réacteur fonctionnant à puissance nominale.

Afin d'évaluer comment les variations de puissance du réacteur sont susceptibles d'impacter cette distribution de fluence neutronique rapide, la figure 2.21 présente une comparaison entre le cas 80% PN et le cas de référence 100% PN. De la même manière, la figure 2.22 effectue une comparaison entre le cas 30% PN et le cas 100% PN.

Ainsi, la figure 2.21 indique que la distribution de fluence neutronique rapide sur la cuve d'un réacteur ayant fonctionné à 80% PN est significativement différente de celle d'un réacteur ayant fonctionné à 100% PN. Il est notamment observé une augmentation (jusqu'à 5%) de la fluence neutronique rapide vue par la cuve pour toutes les positions axiales inférieures à +80 cm (selon les coordonnées de la modélisation), y compris au niveau du point chaud identifié sur la figure 2.20. *A contrario*, une nette diminution de la fluence neutronique rapide vue par la cuve apparaît pour les positions axiales au dessus de +80 cm, qui correspondent à des zones de relativement faibles fluences. Ce comportement est induit par les insertions des barres de contrôle et les variations de la température du modérateur induites par les baisses de puissance du réacteur.

De la même manière, la figure 2.22 permet de visualiser un impact encore plus conséquent du suivi de charge sur la distribution de fluence neutronique rapide vue par la cuve. En effet, la cuve d'un réacteur ayant fonctionné à 30% PN aura vu une fluence neutronique rapide systématiquement plus élevée que celle d'un réacteur ayant fonctionné à 100% PN, et ce pour toutes les positions axiales inférieures ou égales à

18. Le "point chaud" correspond à la zone sur la cuve où la fluence neutronique rapide accumulée est maximale.

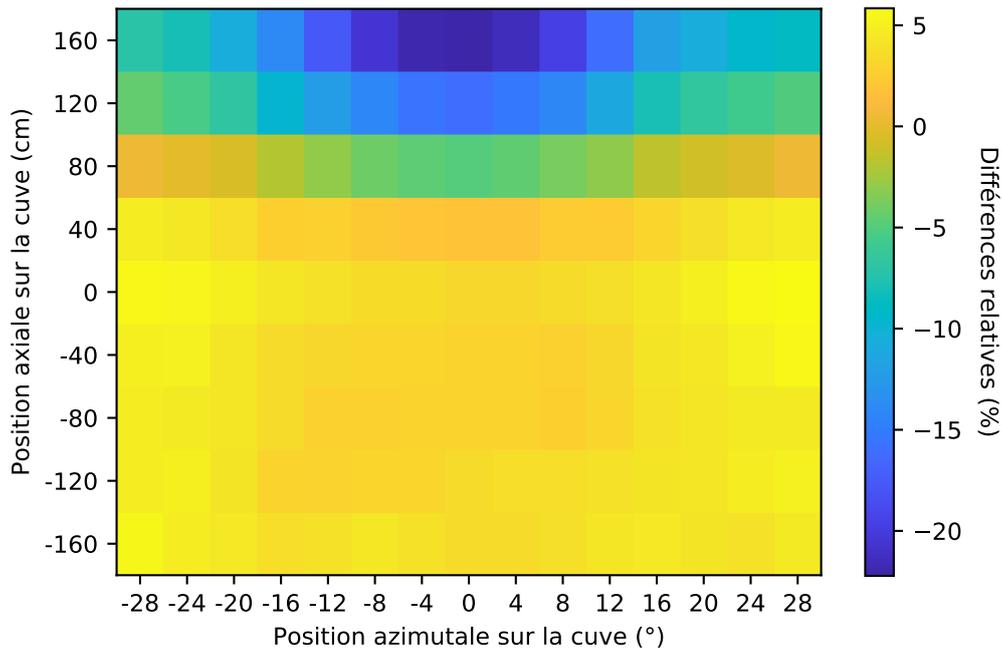


FIGURE 2.21 – Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les cas 80% PN et 100% PN $\left(\frac{80\% \text{ PN} - 100\% \text{ PN}}{100\% \text{ PN}}\right)$.

80 cm. De plus, l'augmentation de fluence neutronique rapide dans les zones à forte fluence (positions azimutales entre -4° et 4° et positions axiales entre -40 cm et $+40$ cm) est plus importante que lors de la comparaison précédente puisqu'elle atteint ici jusqu'à 8%.

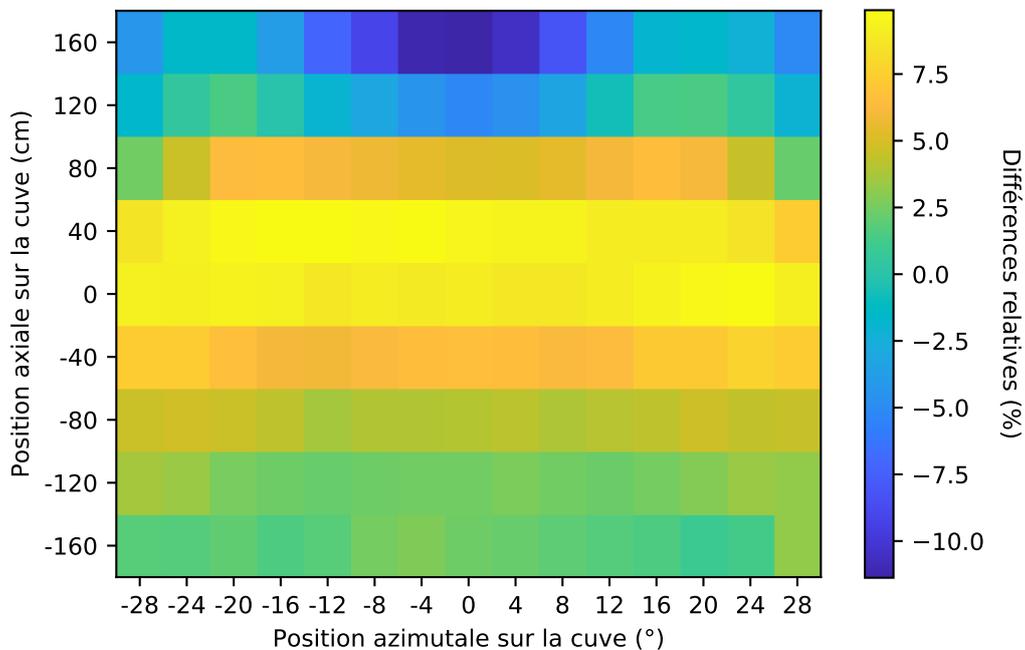


FIGURE 2.22 – Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les cas 30% PN et 100% PN $\left(\frac{30\% \text{ PN} - 100\% \text{ PN}}{100\% \text{ PN}}\right)$.

A la lumière de ces résultats, il est possible de conclure que le suivi de charge modifie significativement la distribution de fluence neutronique rapide vue par la cuve. De plus, il a été observé que plus le niveau de puissance moyen du réacteur est faible, plus la fluence neutronique rapide vue par la cuve a tendance à augmenter dans les zones à haute fluence. Par conséquent, les variations de puissance du réacteur impactent significativement le vieillissement de la cuve et il est donc nécessaire de modéliser l'histoire du réacteur lors des évaluations de fluence cuve. Il avait également été identifié lors de la section 2.7.4.1 qu'il est possible d'approcher des historiques de puissance complexes en modélisant un réacteur fonctionnant de manière constante à la puissance moyenne du réacteur sur la période considérée. Cette approche a donc été retenue dans le schéma de calcul final pour modéliser les historiques de puissance des réacteurs fonctionnant en suivi de charge.

2.8 Modélisation du gradient de densité modérateur dans le calcul d'atténuation

Dans le cœur d'un REP, le fluide caloporteur est chauffé par les réactions de fission qui émettent une grande quantité d'énergie. Cette augmentation de la température du modérateur tout au long de son passage dans le cœur du réacteur induit une variation de sa densité, qui affecte la manière dont les neutrons sont atténués. En effet, plus la température du fluide caloporteur augmente, plus sa densité baisse. Or, si la densité du modérateur baisse, la concentration d'atomes d'hydrogène dans un volume donné de l'espace diminue. Par conséquent, les neutrons se déplaçant dans les zones où la densité du modérateur est moins élevée ont tendance à être moins ralentis que ceux qui se déplacent dans les zones où le fluide caloporteur est plus dense. Ainsi, une non prise en compte du gradient de densité du modérateur qui existe dans les REP est susceptible de biaiser le transport des neutrons de fission jusqu'à la cuve et donc d'induire une erreur sur les estimations du vieillissement de la cuve.

L'échauffement du caloporteur peut survenir dans deux zones du réacteur : le cœur et la zone de "bypass" du modérateur (cf. figure 3.2 et 3.3 de la section 3.1.2). La température du caloporteur dans la zone de la descente annulaire peut quant à elle être considérée comme constante et égale à sa température dans la branche froide.

2.8.1 Méthodologie de l'étude

Afin d'évaluer s'il est important de modéliser le gradient de densité du modérateur qui existe dans le cœur du réacteur et dans la zone de "bypass" du modérateur, deux approches ont été comparées :

- modèle **I** : la température du modérateur dans le cœur et dans la zone du "bypass" est homogènement fixée à sa température de référence en sortie du cœur (577,75 K) ;
- modèle **II** : les gradients de température du modérateur dans chaque assemblage combustible du cœur sont fixés à partir de ceux calculés par SIMULATE5. En l'absence de données concernant le gradient de température du caloporteur dans

la zone de "bypass", ce dernier a été fixé comme égal à la moyenne des gradients observés dans les assemblages de la rangée la plus externe du cœur.

Dans les deux cas, la modélisation de l'atténuation des neutrons de fission jusqu'à la cuve est réalisée avec le code Monte-Carlo MCNP6.

Le modèle **I** constitue une approche conservative puisque ce dernier tend à surestimer la température du modérateur et donc à minimiser sa densité (sauf à l'approche de la sortie du cœur). Ainsi, les neutrons de fission sont moins ralentis, induisant *de facto* un flux de neutrons rapides plus important au niveau de la cuve.

Le modèle **II** se veut plus précis que le *modèle I* dans la mesure où ce dernier permet de modéliser fidèlement les gradients de température dans le cœur du réacteur. Il reste cependant intéressant de noter que cette approche est également conservative du point de vue de la sûreté puisque l'hypothèse utilisée dans la zone du "bypass" induit une probable surestimation de la température du modérateur dans cette zone.

Les distributions de fluence neutronique rapide accumulée à la cuve du réacteur présenté dans la section 2.2 au cours d'un cycle à puissance nominale ont pu être évaluées en utilisant les modélisations **I** et **II**.

2.8.2 Résultats obtenus

Une comparaison des distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve évaluées en utilisant les modélisations **I** et **II** est donnée par la figure 2.23.

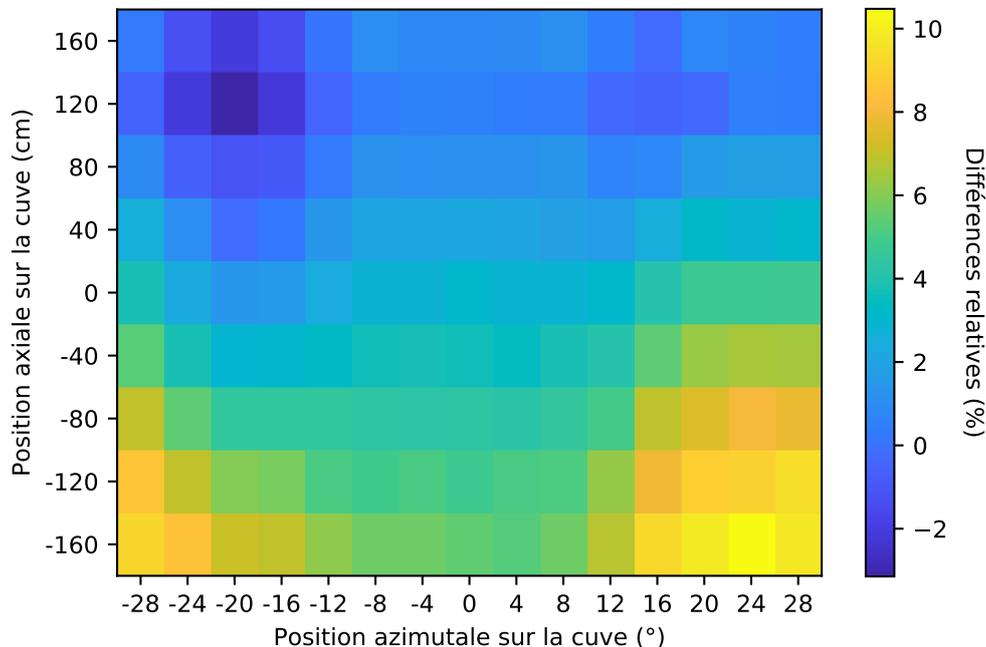


FIGURE 2.23 – Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les modèles **I** et **II** ($\frac{I-II}{II}$).

Les résultats obtenus mettent en évidence que le modèle **I** tend globalement à surestimer la fluence neutronique vue par la cuve par rapport au modèle **II**. Cette

surestimation est maximale pour les positions axiales qui correspondent au bas de la partie active du cœur, avec une surestimation variant entre 6% et 10% en fonction de la position azimutale. *A contrario*, les prédictions des deux modèles sont en bon accord pour les localisations correspondant au haut de la partie active du cœur.

Ces résultats sont physiquement cohérents puisque dans le modèle **II**, l'échauffement du modérateur tout au long de sa remontée axiale du cœur est modélisé avec précision. Les écarts de densité du modérateur entre le modèle **I** et le modèle **II** sont donc importants en bas de la partie active du combustible. Les écarts tendent donc à diminuer lorsque la température du modérateur se rapproche de sa température de sortie du cœur, induisant ainsi une réduction des écarts observés tout au long de la remontée axiale.

Il est également intéressant de noter que des sous-estimations locales des prédictions de fluence cuve (jusqu'à -2%) sont observées sur la figure 2.23. Ces sous-estimations du modèle **I** par rapport au modèle **II** traduisent le fait que, dans certains assemblages combustible, la température de sortie du modérateur calculée par SIMULATE5 peut excéder 577,75 K.

Au final, ces résultats mettent en évidence la nécessité de prendre en compte le gradient de densité du modérateur dans le calcul d'atténuation des neutrons de fission depuis le cœur jusqu'à la cuve. C'est donc le modèle **II** qui a été retenu dans le schéma de calcul final.

2.8.3 Précision du modèle retenu

Comme expliqué précédemment, bien que le modèle **II** constitue l'approche la plus précise, il tend tout de même à surestimer les estimations du vieillissement de la cuve. En effet, le gradient de température du caloporteur dans la zone du "bypass" a été fixé comme égal à la moyenne de celui existant dans les assemblages les plus externes du cœur. En réalité, l'échauffement du modérateur dans cette région se situe quelque part entre le gradient imposé ici et l'absence totale de gradient. Afin de quantifier le potentiel impact de cette hypothèse sur les estimations du vieillissement, la référence [64] a été utilisée. Dans cette référence, il est indiqué qu'un écart de +1% sur la densité du modérateur dans la zone du "bypass" induit une variation de -1,8% du flux neutronique rapide vu par la cuve, pour toutes les localisations axiales sur cette dernière.

En utilisant ces coefficients, et dans le cas où il n'existe aucun échauffement du modérateur dans la zone du "bypass" (ce qui constitue l'hypothèse la plus pénalisante), la modélisation **II** induit une sur-estimation entre 0% et 8% de la fluence neutronique vue par la cuve (en fonction de la localisation axiale sur la cuve). Ainsi, des études approfondies pourront être menées à l'avenir pour évaluer le gradient de densité modérateur dans cette zone du réacteur et affiner le modèle si besoin.

Conclusion du chapitre

Dans le cadre de cette thèse, il a été choisi d'évaluer le vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs en utilisant une méthodologie en deux étapes (la première étape étant l'évaluation du terme source de neutrons de fission et la deuxième

étant la modélisation de l'atténuation des neutrons de fission depuis le cœur jusqu'à la cuve). Une fois cette décision figée, la construction de la méthodologie a consisté à effectuer un ensemble d'analyses et de développements pour construire le schéma de calcul final. Dans l'ensemble, les travaux détaillés dans ce chapitre ont permis :

- de mettre en évidence que l'utilisation d'un schéma de calcul déterministe de diffusion (CASMO5+SIMULATE5) constitue le meilleur compromis entre précision, polyvalence et rapidité pour évaluer la distribution spatiale de neutrons de fission dans le réacteur ;
- de développer une méthode de reconstruction de la distribution énergétique des neutrons de fission à l'échelle de l'assemblage et de la valider ;
- d'implémenter les modèles NRT-dpa et ARC-dpa dans le code NJOY2016 et de valider les développements ;
- de démontrer que, pour un REP 900 MW_e piloté en mode G, la fluence neutronique rapide accumulée au cours d'un cycle a tendance à être plus importante si le réacteur a fonctionné en moyenne en dessous de sa puissance nominale ;
- de prouver que l'historique de puissance d'un réacteur sur un cycle peut être approché de manière simple et relativement précise en modélisant un réacteur fonctionnant de manière constante à la puissance moyenne du réacteur sur la période considérée ;
- de mettre en évidence que l'intégration temporelle peut être réalisée au niveau de l'évaluation du terme source, ce qui induit qu'un unique calcul d'atténuation par cycle du réacteur est suffisant pour évaluer avec précision la fluence neutronique et les déplacements par atome accumulés au niveau de la cuve ;
- de confirmer la nécessité de prendre en compte le gradient de densité du modérateur dans les calculs d'atténuation des neutrons sources jusqu'à la cuve ;
- de développer un outil permettant de prendre en compte les gradients de densité du modérateur dans chaque assemblage ainsi que dans la zone du "bypass" lors du calcul d'atténuation réalisé avec MCNP6.

Ces travaux ont également permis de quantifier les biais et incertitudes induits par chacune des décisions prises, fixant ainsi la précision de la méthodologie développée. Ces derniers viennent s'ajouter à d'autres sources de biais et d'incertitudes, qui seront présentées avec le schéma de calcul retenu au chapitre suivant.

Chapitre 3

Schéma de calcul retenu, biais et incertitudes

Sommaire

| | |
|---|------------|
| <i>Préambule</i> | 109 |
| 3.1 Présentation du schéma de calcul retenu | 110 |
| 3.1.1 Évaluation du terme source de neutrons de fission | 110 |
| 3.1.2 Modélisation de l'atténuation des neutrons jusqu'à la cuve ou aux capsules | 113 |
| 3.1.3 Coût de calcul | 117 |
| 3.2 Biais et incertitudes du schéma de calcul | 118 |
| 3.2.1 Biais et incertitudes discutés dans la littérature | 119 |
| 3.2.2 Sensibilité de la fluence cuve à la méconnaissance de la com- position isotopique du combustible | 121 |
| 3.2.2.1 Principe général de l'étude | 122 |
| 3.2.2.2 Quels isotopes sont susceptibles d'influer sur le terme source de neutrons de fission ? | 123 |
| 3.2.2.3 Sensibilité du terme source de neutrons de fission à la composition combustible | 124 |
| 3.2.2.4 Évaluation des coefficients de sensibilité $C_{i,a}^{\rho}$ | 125 |
| 3.2.2.5 Propagation des biais et des incertitudes sur la com- position du combustible jusqu'au flux vu par la cuve | 127 |
| 3.2.3 Récapitulatif des biais et des incertitudes | 130 |
| <i>Conclusion du chapitre</i> | 133 |

Préambule

L'évaluation du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs à eau sous pression peut être effectuée selon des approches variées qui sont construites pour répondre à des besoins particuliers. Dans le cadre de cette thèse, les analyses détaillées tout au long du chapitre 2 ont été menées afin de construire un schéma de calcul

suffisamment polyvalent et précis pour pouvoir répondre à divers enjeux de recherche de la thématique du vieillissement des cuves. Ainsi, le 3^{ème} chapitre de ce manuscrit vise, dans un premier temps, à présenter de manière détaillée l’approche retenue.

Cependant, comme pour tout calcul scientifique, les prédictions de vieillissement effectuées avec la méthodologie développée au cours de cette thèse sont entachées de biais et d’incertitudes qu’il convient de quantifier afin de connaître le degré de confiance qui peut leur être accordé. L’impact de certaines sources de biais et d’incertitudes (notamment liées aux méthodes utilisées) a pu être quantifié en se basant sur les études présentées tout au long du 2^{ème} chapitre de cette thèse. Ces dernières seront résumées dans ce 3^{ème} chapitre. Les sources d’incertitudes relatives aux paramètres plus fondamentaux (comme les données nucléaires) n’ont pas fait l’objet d’études dédiées lors de cette thèse. Cependant, une revue bibliographique menée afin d’en estimer leur importance sera présentée dans ce chapitre. Finalement, une analyse de la sensibilité de la fluence neutronique vue par la cuve à la méconnaissance de la composition isotopique du combustible est détaillée.

3.1 Présentation du schéma de calcul retenu

Le schéma de calcul développé au cours de cette thèse pour effectuer des analyses du vieillissement des réacteurs repose sur une approche en deux étapes, couplant des calculs déterministes et un modèle Monte-Carlo (MCNP6). La première étape consiste à estimer les distributions spatiales et énergétiques des neutrons de fission dans le réacteur. Elle est réalisée par une approche couplant les codes CASMO5 [84] et SIMULATE5 [88]. La deuxième étape consiste à modéliser le transport des neutrons depuis le cœur jusqu’à la cuve ou les capsules du programme de surveillance, en utilisant le terme source de neutrons de fissions déterminé à l’étape précédente. Elle est réalisée par le biais du code MCNP6 [87]. Cette approche permet d’évaluer diverses quantités (flux neutronique, déplacements par atome, facteurs d’anticipation, etc.) pour une large gamme de positions axiales et azimutales sur la cuve (et dans les capsules) avec un temps de calcul raisonnable (de l’ordre de quelques jours sur une centaine de processeurs).

Ainsi, cette section vise à présenter en détails la méthodologie développée. Tout au long de cette section, le lecteur pourra se référer à la figure 3.1, qui présente schématiquement les principales étapes du schéma de calcul et leur enchaînement.

3.1.1 Évaluation du terme source de neutrons de fission

Dans le cadre du schéma de calcul développé au cours de cette thèse, le terme source de neutrons de fission est décrit selon l’équation 3.1.

$$S_p(E', t) = \sum_i R_{f,i,a}(t) \cdot \nu_i \cdot X_p(t) \cdot \chi_a(E', t) \quad (3.1)$$

où, pour un isotope i et un crayon combustible p dans un assemblage combustible a , à un instant t , $R_{f,i,a}$ est le taux de fission intégré dans l’espace et en énergie (s^{-1}), ν_i est le nombre moyen de neutrons émis par fission, χ_a est le spectre de fission moyen

de l'assemblage a (eV^{-1}), E' est l'énergie du neutron émis (eV) et X_p est le facteur de forme du crayon p issu de la reconstruction fine de puissance de SIMULATE5.

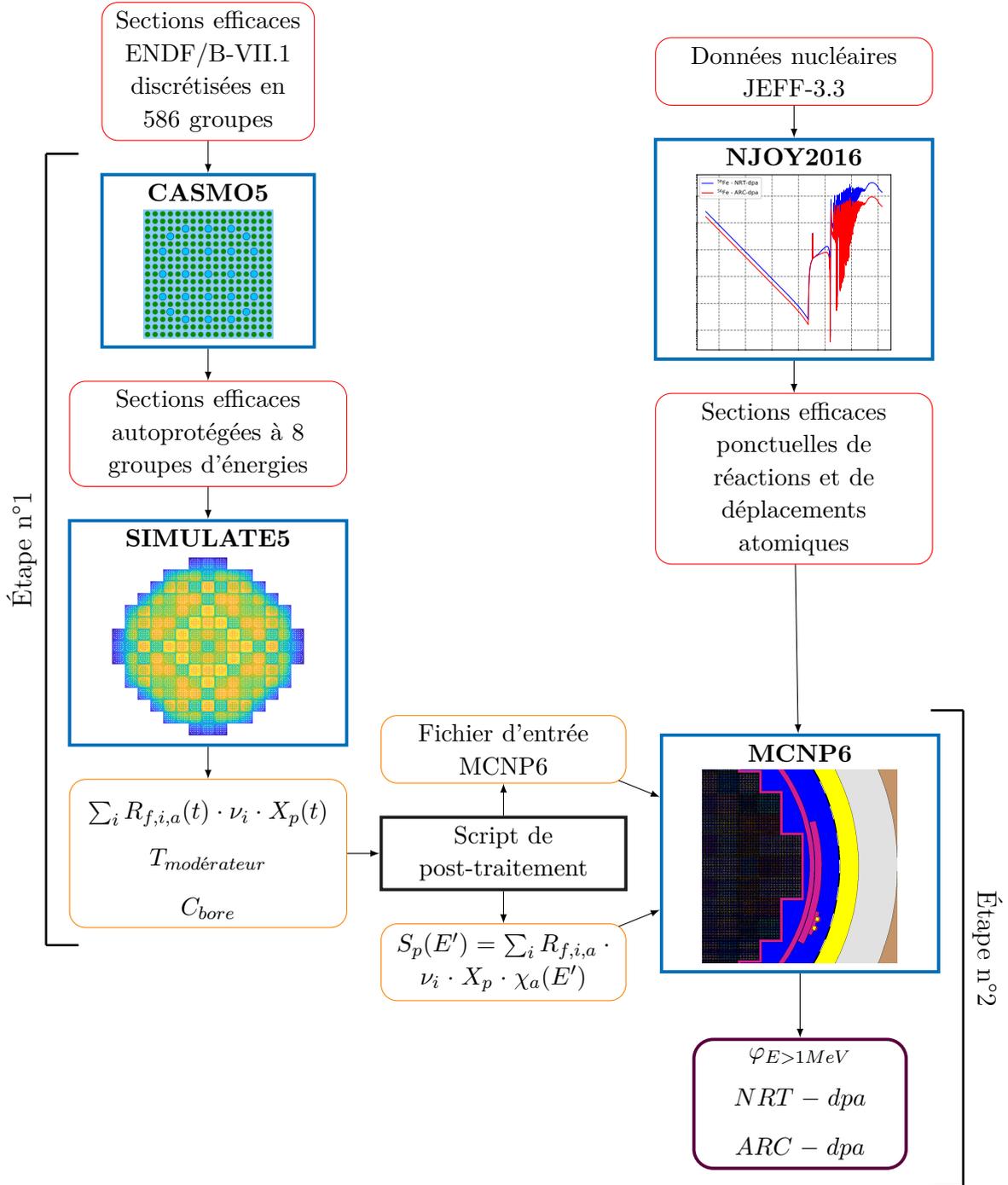


FIGURE 3.1 – Représentation schématique des principales étapes de la méthodologie d'évaluation du vieillissement de la cuve des REP développée au cours de cette thèse.

Dans un premier temps, la dépendance spatiale du terme source de neutrons de fission (produit $R_f \cdot \nu$) est évaluée par le biais d'une approche déterministe couplant les codes CASMO5 [84] et SIMULATE5 [88]. Le code CASMO5 est ici utilisé pour générer des sections efficaces macroscopiques à huit groupes d'énergie et homogénéisées à l'échelle de l'assemblage. Ensuite, le code SIMULATE5 utilise ces données comme une base de données multi-paramétriques (puisque qu'elles dépendent du groupe d'énergie

de neutrons, de la densité du modérateur, de la température du combustible, etc.) pour évaluer la distribution spatiale des neutrons de fission dans le réacteur pour plusieurs étapes d'épuisement réparties tout au long du cycle. Comme démontré lors de la section 2.6.3, une trentaine d'étapes de combustion doivent être modélisées à cette étape pour pouvoir ensuite évaluer, de manière satisfaisante, un terme source de neutrons de fission représentatif du cycle du réacteur.

Du côté de CASMO5, l'équation stationnaire du transport des neutrons est résolue en deux dimensions d'espace (la dimension axiale étant considérée comme infinie) pour des assemblages en milieu infini, en utilisant une bibliothèque de données nucléaires de 586 groupes basée sur les données nucléaires ENDF/B-VII.1 [10]. La méthode de résolution de cette équation se base sur un schéma P_{ij}/MOC qui est décrit plus en détails dans la section 1.2.4.1.

Du côté de SIMULATE5, l'équation de diffusion est résolue avec 8 groupes d'énergie sur 4 mailles radiales et 20 divisions axiales dans chaque assemblage. SIMULATE5 évalue la distribution du taux d'émission de neutrons de fission ($R_f \cdot \nu$) dans le cœur du réacteur et à l'échelle de l'assemblage. Ensuite, les distributions du taux d'émission de neutrons de fission à l'échelle du crayon combustible sont reconstruits à partir des données évaluées au niveau assemblage, en utilisant les facteurs de forme tridimensionnels de la reconstruction fine de puissance de SIMULATE5 [95]. Ces facteurs de forme sont des coefficients multiplicatifs qui précisent comment se distribue la puissance d'un assemblage au sein des différents crayons.

En plus de son faible temps de calcul (environ 8 *min.cpu* par pas d'évolution), cette approche présente plusieurs avantages. Premièrement, les codes déterministes tels que SIMULATE5, comprennent un module qui prend en compte des contre-réactions thermo-hydrauliques simplifiées. Deuxièmement, les concentrations des nucléides dans le combustible sont automatiquement mises à jour à chaque étapes de combustion en résolvant leurs chaînes d'accumulation et de désintégration (équations de Bateman, cf. section 1.4.2.3) [92, 96]. Dans le cas de SIMULATE5, cette actualisation de la composition du combustible est réalisée pour 16 actinides et environ 40 produits de fission et absorbeurs. Troisièmement, cette méthodologie a la capacité de modéliser les variations de puissance du cœur du réacteur et les insertions de barres de contrôle associées. L'historique de puissance d'un réacteur sur un cycle est ici approché en modélisant un fonctionnement constant à la puissance moyenne du réacteur sur la période considérée. Cette méthode a été retenue puisqu'il a été montré dans la section 2.7 qu'elle constitue un bon compromis entre simplicité et précision pour prendre en compte les historiques de puissance des réacteurs. Enfin, la concentration en bore dans le modérateur est automatiquement ajustée par SIMULATE5 pour atteindre la criticité du réacteur.

Les taux d'émission de neutrons de fission calculés par SIMULATE5 sont moyennés sur le cycle selon l'équation 2.12 de la section 2.6.2. Après cela, les distributions moyennes de neutrons de fission sont utilisés pour calculer les spectres de fission moyens de chaque assemblage combustible χ_a (qui correspondent à la distribution énergétique des neutrons de fission), selon l'approche décrite dans la section 2.4.2.1. Les spectres de fission ainsi générés correspondent aux spectres d'énergie moyen des neutrons prompts émis dans un assemblage. Par conséquent, les neutrons retardés sont négligés ici, ce

qui constitue une approximation raisonnable compte tenu du fait que ces derniers ne représentent qu'une très faible proportion des émissions neutroniques dans un réacteur (environ 0.65% pour l' ^{235}U). De la même manière, les neutrons sont considérés comme étant émis de manière isotrope.

Par rapport à la description la plus fondamentale du terme source de neutrons de fission (cf. équation 2.3), l'équation 3.1 implique que les taux d'émission des neutrons de fission (produit $R_f \cdot \nu$) sont intégrés sur toutes les énergies de neutrons incidents. La même hypothèse est effectuée concernant la reconstruction des spectres de fission χ de chaque assemblage. Les taux d'émission de neutrons de fission sont reconstruits à l'échelle crayon, à partir des données assemblage, en utilisant les facteurs de forme de la reconstruction fine de puissance de SIMULATE5. Dans l'équation 3.1, il est donc supposé que les neutrons de fission se répartissent de la même manière que la puissance au sein des assemblages, ce qui revient à dire que l'énergie et le nombre de neutrons émis, notamment par les processus de fission, sont identiques dans tous les crayons d'un assemblage. L'intégration temporelle du terme source de neutrons de fission est ensuite effectuée selon l'équation 2.12, qui permet d'évaluer un terme source représentatif des conditions d'opération moyennes du réacteur sur le cycle.

Les potentiels biais et incertitudes induits par les approximations effectuées sur le terme source de neutrons de fission ont été discutés tout au long du chapitre 2, et seront récapitulés avec tous les autres biais et incertitudes méthodologiques identifiés dans la section 3.2.3.

Enfin, le terme source de neutrons de fission est automatiquement converti par un outil de couplage en un format lisible pour le modèle MCNP6 [85] qui va ensuite modéliser le transport des neutrons du cœur vers la cuve. Dans ce modèle MCNP6, la distribution spatiale des neutrons de fission est traitée en utilisant 200 divisions axiales dans chaque crayon combustible, avec des valeurs interpolées à partir des distributions de neutrons de fission évaluées par SIMULATE5.

3.1.2 Modélisation de l'atténuation des neutrons jusqu'à la cuve ou aux capsules

La deuxième étape de la méthodologie modélise le transport des neutrons du cœur vers les sites d'intérêt (cuve du réacteur, capsules, etc.), en utilisant la distribution des neutrons de fission déterminée à l'étape précédente. Pour réaliser cette étape, un modèle détaillé de réacteur à eau sous pression (REP) de type 900 MW_e a été développé en utilisant le code MCNP6 (cf. figures 3.2 et 3.3).

La géométrie et les matériaux du modèle MCNP6 sont représentatifs d'un réacteur français de type REP 900 MW_e chargé avec une gestion combustible hybride UOX/MOX, de sorte à correspondre au cas d'étude décrit dans la section 2.2. Le cœur du réacteur est symétrique par quart et est décrit jusqu'au niveau du crayon combustible. Les assemblages UOX et MOX contiennent 264 crayons combustible auxquels s'ajoutent 24 tubes de guides et un tube d'instrumentation central. Dans le cas des assemblages MOX, trois zones sont modélisées, avec un enrichissement en plutonium plus élevé au centre de l'assemblage et plus faible à sa périphérie. La figure 3.4 présente

une représentation graphique de la disposition des crayons combustibles pour les deux types d'assemblages.

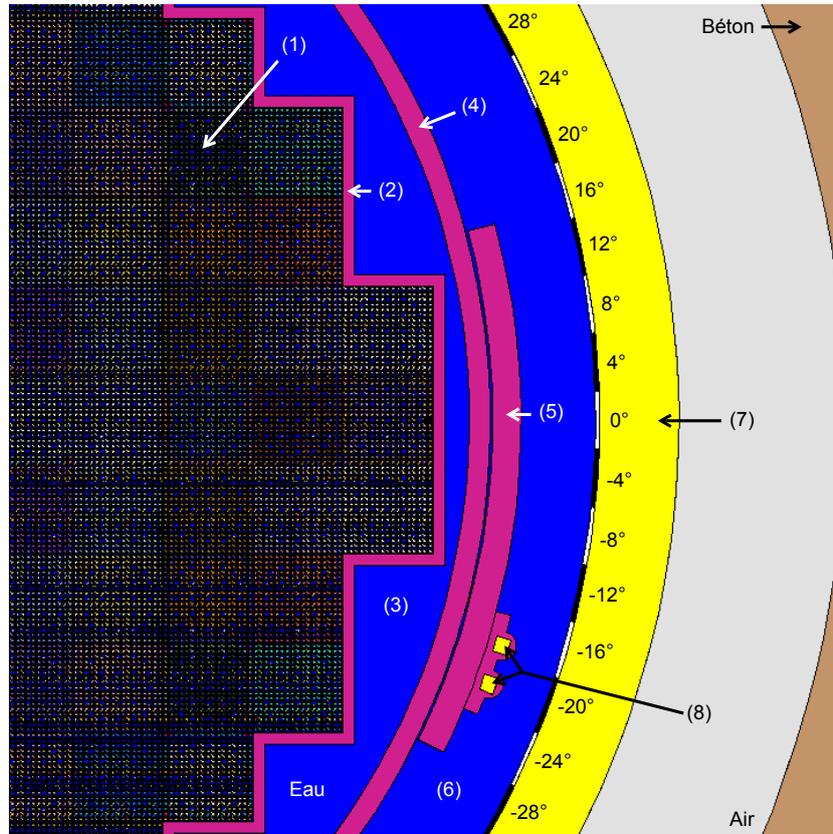


FIGURE 3.2 – Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires et blanches. (1) assemblages combustibles ; (2) baffle du cœur ; (3) zone de "bypass" du modérateur ; (4) enveloppe ; (5) bouclier thermique ; (6) zone de descente annulaire du modérateur ; (7) cuve du réacteur ; (8) capsules du PSI.

La composition du combustible est définie à l'échelle du crayon et est représentative du début du cycle du réacteur étudié (cf. section 2.2). Ces dernières restent identiques pour tous les calculs d'atténuation car il a été observé que les compositions du combustible n'affectent pas de manière significative le transport des neutrons depuis le cœur jusqu'à la cuve [110].

La température du combustible est uniforme dans tout le réacteur et est fixée à 900 K. Les gradients de température du modérateur dans chaque assemblage sont quand à eux modélisés précisément à partir de ceux évalués par SIMULATE5. Pour cette modélisation des gradients thermiques du modérateur dans le modèle MCNP6, 20 divisions axiales réparties tout au long de la hauteur active sont considérées. De plus, en l'absence d'informations sur le gradient de température dans la zone du "bypass" (entre le baffle et l'enveloppe), une hypothèse conservatrice¹ du point de vue de la sûreté a été prise et le gradient de densité modérateur dans cette zone a été fixé comme égal à celui des assemblages de bord.

1. L'hypothèse est dit ici conservatrice car elle tend à induire une surestimation de la fluence neutronique rapide sur la cuve et dans les capsules.

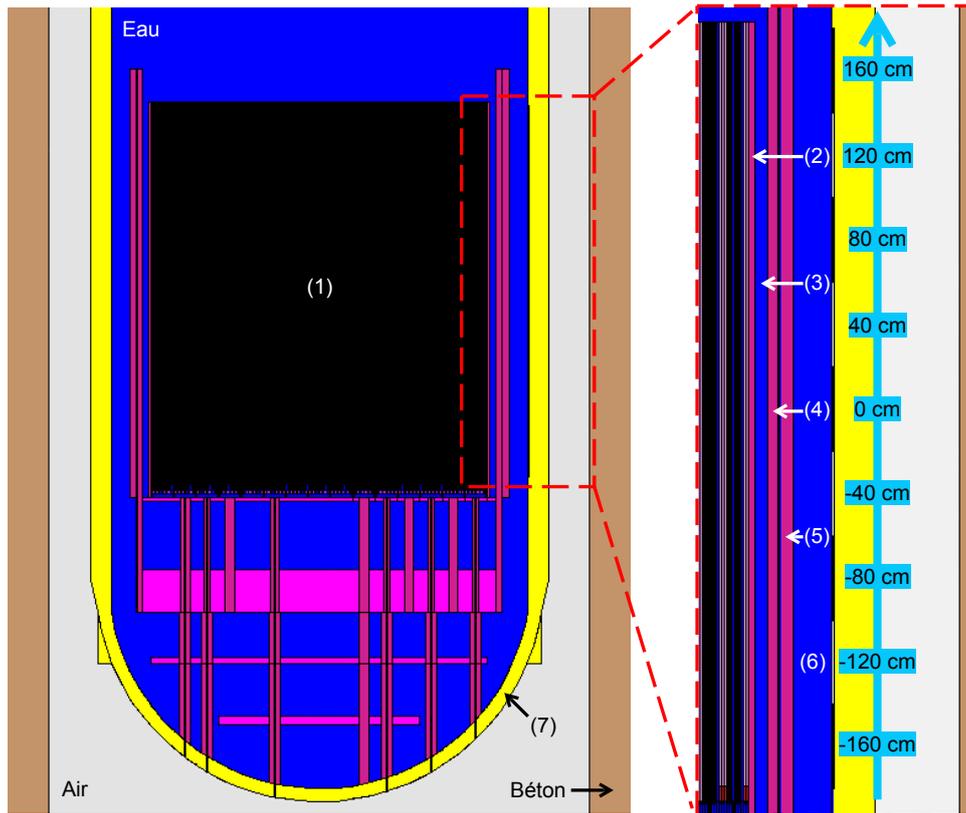


FIGURE 3.3 – Coupe verticale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires et blanches. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier contre les neutrons thermiques; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur.

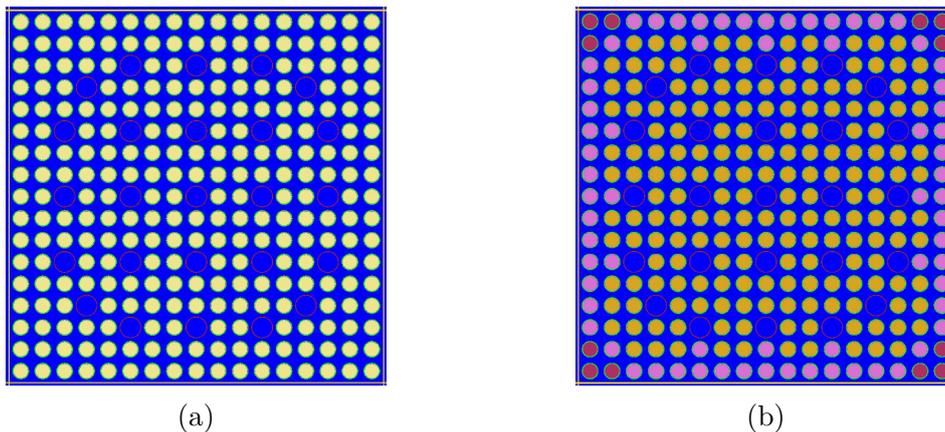


FIGURE 3.4 – Coupe verticale de la modélisation des assemblages UOX (a) et MOX (b) réalisée avec MCNP6. Pour les assemblages MOX, trois types différents de crayons combustibles sont modélisés avec une teneur élevée (orange), moyenne (rose) et faible (rouge) en plutonium.

En outre, la température du modérateur dans la zone de la descente annulaire (entre l'enveloppe et la cuve) ainsi qu'en dessous du cœur du réacteur est considérée comme homogène et égale à la température de la branche froide (559,65 K). De la

même manière, la température de l'eau au dessus du cœur du réacteur est homogène et fixée comme égale à la température moyenne de sortie du réacteur calculée par SIMULATE5. Enfin, la concentration de bore dans le modérateur est uniforme à l'intérieur et à l'extérieur du cœur du réacteur et est ajustée pour correspondre à la concentration critique calculée par SIMULATE5. Les points de modélisation décrits dans ce paragraphe peuvent être considérés comme réalistes et n'induisent par conséquent aucun biais sur les évaluations de vieillissement.

La géométrie à l'extérieur du cœur a été modélisée avec précision. Le cœur est entouré du baffle, de la zone de "bypass" du modérateur, de l'enveloppe, du bouclier à neutrons thermiques asymétrique, de la zone de descente annulaire et de la cuve, comme le montrent les figures 3.2 et 3.3. Les capsules utilisées dans le programme de surveillance de l'irradiation (cf. section 1.5.3) ont été décrites de manière à distinguer les deux capsules situées à -17° et -20° , comme le montre la figure 3.2. Dans cette modélisation, les capsules mesurent un mètre de hauteur et ont la même composition que l'acier de cuve. Elles sont situées axialement au centre de la partie active du cœur (position axiale 0 cm).

Les détecteurs considérés sont des tallies volumiques (tallies "F4" [87]) qui sont placés au niveau de la paroi interne de la cuve et à l'intérieur des capsules (cf. figures 3.2 et 3.3). Ces détecteurs permettent de quantifier le flux neutronique et les taux de déplacements par atome (en utilisant les formulations NRT-dpa et ARC-dpa, cf. section 2.5) en discrétisant les contributions de 111 groupes d'énergies de neutrons incidents répartis entre 10^{-11} MeV et 20 MeV.

Pour le cas de la cuve, le modèle comprend 15 tallies de 4° de large et d'un centimètre de profondeur, répartis entre l'azimut 28° et l'azimut -28° . Chacun de ces tallies comprend 9 divisions axiales de 40 cm de haut, réparties sur l'intégralité de la hauteur active du cœur. La segmentation azimutale et axiale des détecteurs est représentée sur les figures 3.2 et 3.3, où les tallies sont indiqués par des sections noires et blanches. Pour les capsules, le modèle comprend un détecteur par capsule (respectivement situés à -17° et -20°) et chacun de ces détecteurs comprend 3 divisions axiales de 33,33 cm de haut réparties sur la hauteur de la capsule.

À la fin du calcul d'atténuation, le facteur d'anticipation de chaque capsule [111] est dérivé des données acquises. De manière usuelle, cette quantité est définie comme le rapport entre le flux de neutrons rapides dans la capsule et le flux de neutrons rapides à l'emplacement azimutal le plus exposé sur la cuve (également appelé point chaud). Le facteur d'anticipation est utilisé pour traduire les dommages des éprouvettes en dommages sur la cuve.

Une définition alternative à la définition usuelle du facteur d'anticipation (appelée facteur d'anticipation des neutrons rapides dans ce manuscrit) est proposée ici. Cette nouvelle définition consiste à calculer le facteur d'anticipation dans chaque section de la plage azimutale et axiale étudiée sur la cuve. Ce choix est motivé par l'intérêt d'étudier la variabilité axiale et azimutale de cette grandeur. Ainsi, le facteur d'anticipation des

neutrons rapides à un instant t est défini par l'équation 3.2.

$$f_{lead,\phi_{E>1MeV}}(t) = \frac{\phi_{E>1MeV,capsule}(t)}{\phi_{E>1MeV,cuve}(t)} \quad (3.2)$$

où $\phi_{E>1MeV}$ est le flux de neutrons rapides ($cm^{-2} \cdot s^{-1}$).

En plus du facteur d'anticipation des neutrons rapides, le facteur d'avance des déplacements par atome (dpa) a été introduit et sert le même objectif que le facteur d'avance des neutrons rapides mais en utilisant la grandeur dpa. Le facteur d'avance dpa à un instant t est défini par l'équation 3.3.

$$f_{lead,dpa}(t) = \frac{R_{dpa,capsule}(t)}{R_{dpa,cuve}(t)} \quad (3.3)$$

où R_{dpa} est le taux de déplacements par atome (s^{-1}).

Pour accélérer la convergence des calculs d'atténuation, la méthode de réduction de la variance des Weight Windows (cf. section 1.2.4.2) est utilisée. Les fenêtres de poids sont optimisées pour 47 divisions d'énergies de neutrons couvrant la plage [10^{-5} eV - 17,3 MeV]. Elles ont été générées à l'aide de l'outil ADVANTG 3.0 [32] qui les évalue selon la méthode Forward Weighted Cadis [33] et en utilisant le code déterministe DENOVO [34]. Un ensemble de fenêtres de poids a été généré pour les détecteurs situés dans les capsules et un autre pour ceux situés dans la cuve. Par conséquent, les calculs de transport des neutrons sont effectués séparément pour les capsules et pour la cuve.

Enfin, $5 \cdot 10^9$ neutrons sont simulés pour chaque calcul d'atténuation MCNP6, ce qui permet d'obtenir une incertitude statistique σ de l'ordre de 0,1%-0,4% sur les estimations de flux de neutrons rapides et du taux de dpa dans chaque division axiale de chaque détecteur. Les calculs d'atténuation sont effectués à l'aide de sections efficaces traitées à partir de la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 [8].

3.1.3 Coût de calcul

Pour évaluer les distributions de fluence ou de déplacements par atome représentatives d'un cycle, les termes sources de neutrons de fission sont évalués pour 28 étapes d'épuisement tout au long du cycle considéré (0, 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,5, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 3,5, 4, 4,5, 5, 5,5, 6, 6,5, 7, 7,5, 8, 8,5, 9, 9,5, 10, 10,5 et 11 GWj/t). Les termes sources de neutrons de fission sont ensuite intégrés temporellement selon l'équation 2.12 de la section 2.6 afin d'évaluer le terme source représentatif du cycle entier. Enfin, deux calculs d'atténuation Monte-Carlo sont effectués par cycle (un pour la cuve et un pour les capsules du PSI).

Premièrement, l'évaluation du terme source de neutrons de fission (première étape de la méthodologie, cf. section 3.1.1) par le code SIMULATE5 nécessite environ 8 *min.cpu* par étape de combustion, et donc de l'ordre de 224 *min.cpu*. Ensuite, l'outil développé pour intégrer temporellement les calculs SIMULATE5 et générer automatiquement le fichier d'entrée correspondant pour le calcul MCNP6 nécessite de l'ordre de 10 *min.cpu* pour effectuer ces étapes avec les 28 pas d'épuisement considérés. Finalement, la modélisation du transport des neutrons de fission depuis le coeur jusqu'à

la cuve ou les capsules (deuxième étape de la méthodologie, cf. section 3.1.2) nécessite, malgré l'utilisation d'une méthode de réduction de la variance, environ 1.050.000 *min.cpu*.

Par conséquent, le coût de calcul de la méthodologie sur un cycle s'élève à 2.100.234 *min.cpu*, ce qui représente environ 7 jours de calcul sur 200 processeurs. Cependant, il a été démontré vers la fin de la thèse, que réduire le nombre de mailles axiales considérées dans le calcul d'atténuation MCNP6 permet d'augmenter significativement l'efficacité de calcul de la méthodologie. En effet, il a été observé que, lorsque le calcul d'atténuation MCNP6 est effectué en considérant 200 mailles axiales par crayon dans le terme source, le temps nécessaire pour échantillonner la position du neutron de fission dans le cœur est très conséquent. Il a également été constaté que le temps de calcul était réduit d'un facteur dix en ne considérant que 20 mailles axiales au lieu des 200 utilisées initialement. Ainsi, en ne considérant que 20 mailles dans le terme source de neutrons de fission fourni au modèle MCNP6, le coût de calcul de la méthodologie sur un cycle s'élève seulement à 210.224 *min.cpu*, ce qui représente 1,5 jours de calcul sur 100 processeurs. De plus, aucune variation significative des évaluations du vieillissement n'est attendue suite à cette dégradation du maillage axial employé dans le calcul d'atténuation. Néanmoins, la quantification précise de l'impact de cette modification de modélisation pourrait faire l'objet d'une étude ultérieure à cette thèse.

Dans l'hypothèse où un calcul d'atténuation serait réalisé pour chaque cycle afin d'estimer le vieillissement de la cuve sur la vie totale du réacteur, le temps de calcul pourrait tout de même devenir relativement conséquent. Afin de contourner ce problème il est possible d'envisager d'effectuer l'intégration temporelle directement à l'échelle de la vie du réacteur et de n'effectuer qu'un unique calcul d'atténuation Monte-Carlo, représentant son comportement moyen sur toute sa durée d'exploitation. Cependant, la validité d'une telle approche devra d'abord être vérifiée en considérant notamment un réacteur effectuant des cycles variés. Ce travail n'a pas pu être réalisé dans le cadre de cette thèse, mais pourrait s'avérer d'une grande utilité pour diminuer le temps de calcul associé aux évaluations du vieillissement de la cuve sur toute la durée de vie des réacteurs.

3.2 Biais et incertitudes du schéma de calcul

L'estimation du biais et de l'incertitude inhérents au schéma de calcul est une étape essentielle pour caractériser le niveau de confiance qui peut être accordé à ses estimations du vieillissement de la cuve. Tout au long du chapitre précédent, les études effectuées pour choisir les éléments de méthodes qui composent le schéma de calcul développée au cours de cette thèse ont permis de quantifier nombre de biais et d'incertitudes induits par les choix effectués. Cependant, ces éléments ne couvrent pas l'ensemble des sources de biais et d'incertitudes. Dès lors, des études complémentaires sont nécessaires afin de quantifier l'impact des autres sources de biais et d'incertitudes susceptibles d'influer sur les évaluations du vieillissement de la cuve. Cependant, avant de détailler les travaux qui ont été entrepris afin de quantifier l'impact d'une source de biais et d'incertitude non traitée au cours du chapitre 2, il convient de discuter les principaux travaux identifiés dans la littérature qui se sont penchés sur cette question.

3.2.1 Biais et incertitudes discutés dans la littérature

Dès 1994, E.Lippincott [80] indique que l'incertitude associée à une estimation la plus précise possible de la fluence cuve (avec un schéma de calcul combinant des évaluations numériques et expérimentales) est typiquement de l'ordre de 10 à 20% (à un σ) et que les trois contributeurs majeurs à cette incertitude sont :

- les données nucléaires ;
- l'évaluation du terme source ;
- les approximations/incertitudes de modélisation (géométriques, compositions, etc.).

Au sein du poste d'incertitudes relatif aux données nucléaires, il est possible de distinguer les incertitudes liées à l'évaluation des sections efficaces des différentes interactions neutroniques mais également les incertitudes sur les évaluations des spectres de fission.

La propagation jusqu'à la fluence neutronique rapide vue par la cuve des incertitudes sur les évaluations des spectres de fissions a fait l'objet d'une thèse au sein du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) [81]. Le travail mené par L. Berge au cours de cette thèse a permis de mettre en lumière que les incertitudes sur les évaluations des spectres de fission induisent une incertitude de l'ordre de 4,6% sur les évaluations de la fluence neutronique rapide vue par la cuve des REP. Il est également spécifié dans la référence [81] que, dans le cadre du schéma de calcul utilisé par L. Berge, les sections efficaces de transport induisent une incertitude de l'ordre de 5,5% sur les évaluations de fluence neutronique rapide vue par la cuve.

De la même manière, la question de la propagation des incertitudes relatives aux sections efficaces de transport au travers d'un schéma de calcul de fluence cuve a fait l'objet d'une thèse dédiée [19]. Les travaux effectués par L. Clouvel dans le cadre de cette thèse ont permis d'identifier que les sections efficaces constituent le poste d'incertitude le plus contributeur à l'incertitude globale sur les évaluations de fluence cuve. À titre d'illustration, il est spécifié dans la référence [19] que l'incertitude induite par les sections efficaces sur la fluence neutronique rapide vue par la cuve est entre 1,8 et 2 fois plus importante que celle induite par l'évaluation du terme source de neutrons de fission. En combinant cette information avec les informations fournies dans la thèse de L. Berge [81], qui stipule que l'évaluation de la puissance thermique ainsi que la relation source/puissance induisent respectivement des incertitudes de 2.0% et 2.2%, l'incertitude induite par les données nucléaires utilisées dans le calcul d'atténuation peut être estimée comme étant de l'ordre de 5,5% à 6%.

Cependant, les résultats présentés dans la référence [19] sont indiqués de manière normalisée (par soucis de confidentialité) et ont été obtenus avec un schéma de calcul particulier, qui ne correspond pas nécessairement à celui détaillé dans ce manuscrit. Par conséquent, la transposabilité des résultats de L. Clouvel sur les estimations des grandeurs physiques du vieillissement dans le cadre du schéma de calcul étudié ici reste discutable. Néanmoins, ce travail permet d'identifier les données nucléaires comme un contributeur majeur à l'incertitude totale sur les évaluations de vieillissement. Dès lors, la propagation des incertitudes liées aux données nucléaires dans le cadre du schéma développé lors de cette thèse semble constituer une perspective de travail d'intérêt et

pourra donc faire l'objet d'études dédiées et postérieures à cette thèse.

Concernant l'évaluation du terme source de neutrons de fission, les incertitudes et biais prennent leur origine principalement dans les approximations effectuées par les méthodologies utilisées. Il tient donc d'évaluer l'impact des approximations effectuées par chaque méthodologie et d'en déduire l'incertitude globale du schéma de calcul utilisé.

A titre d'exemple, L. Berge estime dans la référence [81] qu'utiliser les nappes de puissance du réacteur pour approximer les distributions de neutrons de fission dans le réacteur induit une incertitude de l'ordre de 2,2% sur la fluence cuve. Dans ce document, L. Berge évalue également que la méthodologie utilisée pour prédire les nappes de puissance du réacteur induit une incertitude supplémentaire de l'ordre de 2% sur la fluence cuve. De la même manière, les auteurs de la référence [112] ont quantifié que l'incertitude induite sur les évaluations de vieillissement par l'évaluation du terme source varie entre 6,4% et 8%. Il est également possible de citer la référence [113] dans laquelle il a été évalué que la méthodologie d'homogénéisation isotopique utilisée dans les méthodes utilisant la puissance thermique pour reconstruire le terme source peut induire jusqu'à 7% d'incertitude sur l'activité de dosimètres placés au niveau de la cuve.

Ces quelques éléments confirment que l'impact de ce poste d'incertitude est très dépendant de la méthodologie employée et que des investigations approfondies sont nécessaire pour chaque schéma de calcul.

Enfin, dans le cas de la méthodologie présentée dans la section 3.1, les incertitudes inhérentes aux approximations de modélisation sont intimement reliées à la fidélité de la modélisation réalisée avec MCNP6. Ainsi, il convient encore une fois d'évaluer les incertitudes inhérentes à chaque approximation de modélisation. Celles-ci peuvent résulter d'une méconnaissance des données réelles ou de choix réalisés par l'utilisateur visant à simplifier le modèle.

Parmi les travaux ayant traité de ce poste d'incertitude, les auteurs de [97] mettent en évidence qu'une augmentation de 1 millimètre du rayon interne de la cuve induit une diminution de 1% de la fluence neutronique rapide vue par cette dernière. De plus, la référence [64] met en évidence l'importance de modéliser correctement le gradient de densité du modérateur lié à son échauffement en cœur. En effet, les auteurs de [64] spécifient qu'un écart de densité dans le cœur du réacteur de +1% induit une diminution entre 1% et 0,7% de la fluence cuve neutronique vue par la cuve. De la même manière, la référence [97] met en évidence qu'une variation de +1% de la densité du modérateur dans la zone du "bypass" (cf. figures 3.2 et 3.3) induit une diminution de 1,6% de la fluence neutronique rapide vue par la cuve.

Il est important de noter ici que la liste d'incertitudes établie tout au long des paragraphes précédents n'est pas exhaustive et il aurait également été possible d'aborder les incertitudes technologiques, les approximations effectuées concernant le pilotage du réacteur, etc. De plus, les sources d'incertitudes ne sont pas nécessairement indépendantes entre elles et elles peuvent parfois intervenir à plusieurs niveaux d'un schéma de calcul d'évaluation du vieillissement de la cuve.

Au travers de ces quelques lignes, le lecteur pourra donc comprendre que la question

des biais et incertitudes inhérents à une évaluation du vieillissement de la cuve est une question complexe. En outre, les études effectuées avec un schéma de calcul particulier ne sont pas toujours transposables à d'autres types de méthodologies. Ainsi, un travail portant sur la propagation des incertitudes au travers de l'évaluation de vieillissement doit nécessairement être effectué pour chaque schéma de calcul. Ainsi, la section 3.2.2 présente le travail qui a été entrepris au cours de cette thèse afin de quantifier l'impact sur les évaluations de vieillissement d'une source de biais et d'incertitude particulière : la méconnaissance de la composition isotopique du combustible. Enfin, la section 3.2.3 présente un récapitulatif des sources de biais et d'incertitudes qui ont pu être quantifiées dans le cadre de cette thèse. De plus, en s'appuyant sur la revue bibliographique et sur les études menées au cours de la thèse, cette section effectue un bilan afin de discuter les travaux qu'il serait nécessaire d'entreprendre ou de compléter sur la problématique des biais et des incertitudes.

3.2.2 Sensibilité de la fluence cuve à la méconnaissance de la composition isotopique du combustible

Parmi les potentielles sources d'incertitudes et de biais inhérentes à tout schéma de calcul du vieillissement de la cuve d'un REP, la méconnaissance de la composition du combustible est particulièrement intéressante. En effet, cette dernière peut potentiellement impacter les évaluations de vieillissement à différents niveaux, dans la mesure où une variation de la composition du combustible peut induire :

- une variation de la distribution des neutrons de fission dans le cœur ;
- une variation des spectres de fission des assemblages ;
- une modification de la manière dont sont atténués les neutrons dans le réacteur.

En l'absence de ressources identifiées dans la littérature traitant cette problématique, une étude a été menée de sorte à évaluer l'impact d'une méconnaissance de la composition du combustible à chaque étape d'un schéma de calcul de la fluence cuve semblable à celui présenté dans la section 3.1. Cette méconnaissance peut être induite par de nombreux paramètres, comme les approximations de modélisation, les incertitudes technologiques, les incertitudes des données nucléaires, etc.

Comme expliqué précédemment, la définition des compositions des assemblages dans le schéma de calcul se fait par l'intermédiaire de CASMO5, qui génère une base de données qu'utilise ensuite SIMULATE5 dans ses estimations du terme source. Par conséquent, perturber la composition du combustible directement dans SIMULATE5 se révèle ici ardu, dans la mesure où cette grandeur est une donnée "cachée". Pour palier à ceci, c'est le code CASMO5 (dans sa version multi-assemblage) qui a été utilisé ici pour évaluer le terme source de neutrons de fission. Les spectres de fission sont ensuite reconstruits en utilisant la méthodologie décrite dans la section 2.4.2.1. Ainsi, le terme source de neutrons de fission est défini dans cette étude selon l'équation 3.4.

$$S_p(E', t) = \sum_i R_{f,i,p}(t) \cdot \nu_i \cdot \chi_a(E', t) \quad (3.4)$$

où, pour un isotope i et un crayon combustible p dans un assemblage combustible a , à un instant t , $R_{f,i,p}$ est le taux de fission intégré dans l'espace et en énergie (s^{-1}), ν_i

est le nombre moyen de neutrons émis par fission, χ_a est le spectre de fission moyen de l'assemblage a (eV^{-1}), E' est l'énergie du neutron émis (eV).

Enfin, l'atténuation des neutrons du coeur jusqu'à la cuve a été modélisée en utilisant le modèle MCNP6 bidimensionnel (la dimension axiale étant considérée comme infinie) présenté dans la section 2.4.1. Les compositions des assemblages sont ici représentatives du milieu du cycle du réacteur présenté dans la section 2.2.

Avant de décrire le principe général de cette étude et les résultats obtenus, il semble important de mentionner qu'une grande partie de ce travail a été effectué par le biais de l'encadrement du stage de deuxième année de Master de B. Benedet. Ainsi, des informations complémentaires peuvent être trouvées dans les références [110] et [114].

3.2.2.1 Principe général de l'étude

Afin de mieux comprendre les explications à venir, le lecteur pourra se référer à la figure 3.5 qui présente de manière graphique les différentes étapes qui ont été suivies pour mener à bien l'étude.

Une étape préliminaire à l'étude a consisté en l'identification des isotopes susceptibles d'impacter significativement le terme source. Cette étape a été réalisée sur des assemblages UOX et MOX en milieu infini en utilisant le code CASMO5. Une fois les isotopes sélectionnés, la première étape de l'étude a consisté à quantifier la variation des dépendances spatiales ($\sum_i R_{f,i,p} \cdot \nu_i$) et énergétiques (χ_a) du terme source de neutrons de fission suite à la perturbation des densités atomiques des isotopes d'intérêt. Dans le cadre de cette étude, les densités atomiques des isotopes d'intérêt ont été perturbées, une à une, jusqu'à +30% de leur densité initiale dans certains assemblages d'intérêt. Le fait que les densités atomiques sont perturbées une à une induit que les effets de ces perturbations ont été évalués de manière indépendante, ce qui constitue une hypothèse forte. Néanmoins, cette approche permet d'obtenir une première estimation qualitative de l'impact d'une potentielle méconnaissance de la composition du combustible.

Ensuite, les différences observées sur les termes sources ont été propagées jusqu'au flux neutronique rapide vu par la cuve au moyen de calculs à source fixe en utilisant le code MCNP6. Cette étape a permis de quantifier les coefficients de sensibilité du flux neutronique rapide vu par la cuve à la variation de la composition du combustible (notés $C_{i,a}^\vartheta$), qui sont définis selon l'équation 3.5. Ces coefficients ont été évalués pour chaque isotope retenu, pour chaque assemblage d'intérêt et pour différentes positions azimutales sur la cuve.

$$C_{i,a}^\vartheta = \frac{\partial \phi_{E>1MeV}^\vartheta / \phi_{E>1MeV}^\vartheta}{\partial N_{i,a} / N_{i,a}} \quad (3.5)$$

où $\phi_{E>1MeV}^\vartheta$ est le flux neutronique rapide vu par la cuve à la position azimutale ϑ et $N_{i,a}$ est la densité atomique moyenne de l'isotope i dans l'assemblage a .

Enfin, les coefficients $C_{i,a}^\vartheta$ ont pu être utilisés afin de propager les biais et les incertitudes sur la composition du combustible jusqu'au flux neutronique vu par la cuve (en effectuant certaines approximations qui seront détaillées dans la section 3.2.2.5).

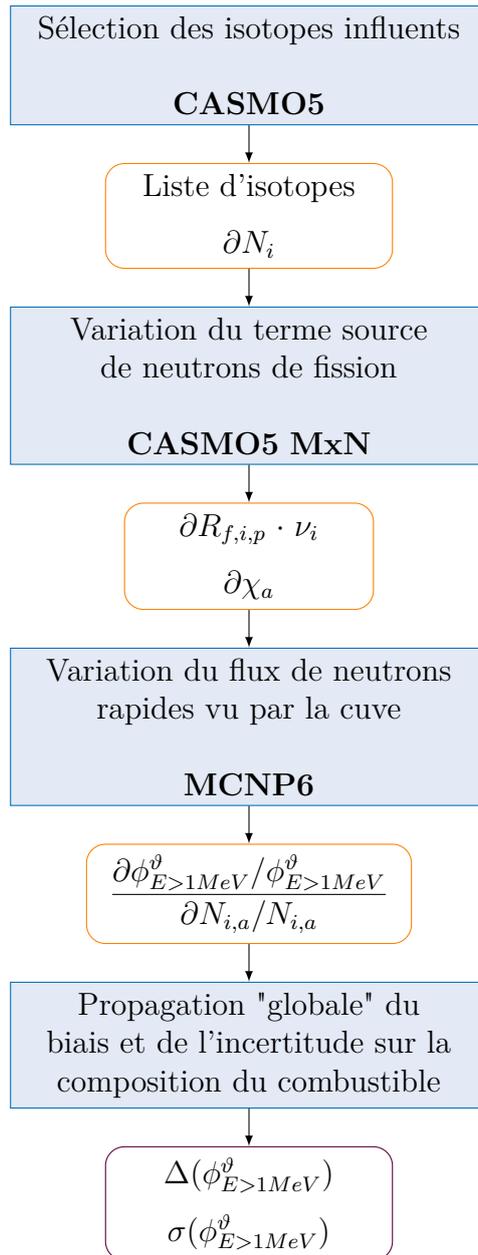


FIGURE 3.5 – Principe général de l'étude visant à propager l'impact de la méconnaissance de la composition isotopique du combustible au travers d'un calcul de flux neutronique rapide vu par la cuve

3.2.2.2 Quels isotopes sont susceptibles d'influer sur le terme source de neutrons de fission ?

Pour influencer sur le terme source de neutrons de fission, les nucléides doivent participer à la production ou à la disparition de ces neutrons. Ainsi, la sélection des isotopes à considérer dans l'étude a été effectuée selon la participation des isotopes disponibles dans CASMO5 aux taux d'émission et de capture dans des assemblages UOX et MOX en milieu infini. Le critère de sélection des isotopes (fixé arbitrairement) était que ces derniers devaient contribuer pour au moins 1% au taux d'émission ou au taux de capture des neutrons d'un assemblage UOX ou MOX.

À titre d'illustration, la figure 2.8 de la section 2.4.2 présente la contribution de l' ^{235}U , du ^{238}U , du ^{239}Pu et du ^{241}Pu au taux de production des neutrons de fission dans des assemblages UOX et MOX. Au final, la liste de 9 isotopes suivante a été retenue : ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{135}Xe , ^{149}Sm , ^{241}Am [110, 114].

3.2.2.3 Sensibilité du terme source de neutrons de fission à la composition combustible

Une fois les isotopes d'intérêt sélectionnés, une perturbation de leurs densités atomiques (**une à une**) a été effectuée, permettant ainsi de quantifier l'impact de ces perturbations sur le terme source de neutrons de fission. Le travail a été effectué sur six assemblages d'intérêt localisés au bord du cœur (positions P08, R08, P07, R07, P06 et P05, cf. figure 2.1a de la section 2.2.2). Ces assemblages ont été sélectionnés car une étude précédente avait montré qu'entre 96% et 99% (en fonction de l'azimut considéré) des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV qui atteignent la cuve proviennent des deux rangées d'assemblages les plus externes [107].

Avant de détailler les résultats, il est important de préciser ici que perturber les isotopes un à un signifie que les effets des variations de ces derniers sont supposés indépendants les uns des autres, ce qui n'est pas le cas en réalité. En effet, l'impact de la perturbation de la densité d'un isotope est en réalité susceptible de varier significativement en fonction de la densité des autres isotopes. À titre d'exemple, une perturbation de la densité de ^{239}Pu n'aura probablement pas le même effet si la densité d' ^{235}U est importante ou non. Par conséquent, l'étude présentée dans ce manuscrit ne constitue qu'une première approche permettant d'évaluer si une méconnaissance de la composition du combustible est susceptible d'impacter significativement les évaluations du flux neutronique vu par la cuve et d'analyser l'importance des isotopes pour différents assemblages.

Dans un premier temps, il apparaît que les perturbations de la composition isotopique du combustible peuvent impacter significativement les nappes de taux d'émission du cœur. À titre d'exemple, la figure 3.6 présente l'impact d'une perturbation de +30% de la densité atomique d' ^{235}U dans l'assemblage P07 (qui est un assemblage UOX neuf) sur la nappe de taux de production de neutrons de fission dans le réacteur.

Sur cette figure, il est possible de remarquer une augmentation locale très importante (de l'ordre de 45%) du taux de production de neutrons sources. Cette augmentation se répercute sur les assemblages voisins, entraînant une augmentation de 16% à 25% de leur taux de production de neutrons de fission. Cette figure met donc en avant qu'une partie des corrélations entre les assemblages est prise en compte dans cette étude.

Dans un second temps, les résultats ont montré que les spectres de fission des assemblages UOX et MOX ne sont pas significativement impactés par les perturbations (jusqu'à 30%) de la densité atomique des isotopes sélectionnés. Par conséquent, les spectres de fission sont majoritairement gouvernés par le taux de combustion de l'assemblage [110, 114].

Par conséquent, la variation du flux neutronique vu par la cuve à la suite d'une perturbation de la composition du combustible est uniquement induite par la modi-

L'équation 3.6 revient à faire l'hypothèse que les écarts observés sur les distributions de neutrons de fission se propagent de manière linéaire au flux de neutrons rapide vu par la cuve. Cette hypothèse avait pu être vérifiée en ordre de grandeur dans un travail antérieur décrit dans la référence [108].

Ainsi, seules les combinaisons isotope-assemblage pour lesquelles une perturbation de +30% de la densité atomique menait à un écart *a priori* de plus de 1%² sur le flux neutronique rapide vu par la cuve ont été retenues [110]. Pour les cas sélectionnés, les coefficients de sensibilité ont été calculés pour différentes positions azimutales sur la cuve selon l'équation 3.5. À titre d'illustration, le tableau 3.1 présente les coefficients de sensibilité obtenus à l'azimut 0°. Les coefficients de sensibilité calculés *a priori* sont également indiqués dans ce tableau à des fins de comparaison.

TABLE 3.1 – Coefficients de sensibilité du flux à la cuve à l'azimut 0° à la variation de la composition isotopique du combustible (et leur incertitude à un σ).

| Assemblage | Nucléide | $C_{i,a}^0$ ($\% \phi_{E>1MeV} / \% N_i$) | $C_{i,a}^0$ <i>a priori</i> ($\% \phi_{E>1MeV} / \% N_i$) |
|---------------------|-------------------|---|---|
| P08 (UOX - CYCLE 3) | ²³⁵ U | 0,42 ± 0,04 | 0,39 |
| | ²³⁸ U | -0,42 ± 0,03 | -0,35 |
| | ²³⁹ Pu | 0,33 ± 0,04 | 0,32 |
| | ²⁴⁰ Pu | -0,10 ± 0,03 | -0,12 |
| | ²⁴¹ Pu | 0,07 ± 0,04 | 0,10 |
| | ¹³⁵ Xe | -0,06 ± 0,03 | -0,07 |
| R08 (MOX - CYCLE 4) | ²³⁵ U | 0,00 ± 0,03 | 0,01 |
| | ²³⁸ U | -0,12 ± 0,03 | -0,08 |
| | ²³⁹ Pu | 0,35 ± 0,04 | 0,29 |
| | ²⁴⁰ Pu | -0,15 ± 0,03 | -0,15 |
| | ²⁴¹ Pu | 0,24 ± 0,04 | 0,22 |
| P07 (UOX - CYCLE 1) | ²³⁵ U | 0,78 ± 0,04 | 0,82 |
| | ²³⁸ U | -0,40 ± 0,03 | -0,41 |
| | ²³⁹ Pu | 0,06 ± 0,04 | 0,11 |
| | ¹³⁵ Xe | -0,13 ± 0,03 | -0,09 |
| R07 (UOX - CYCLE 4) | ²³⁵ U | 0,10 ± 0,04 | 0,10 |
| | ²³⁹ Pu | 0,15 ± 0,04 | 0,14 |
| P06 (UOX - CYCLE 1) | ²³⁵ U | 0,53 ± 0,04 | 0,49 |
| | ²³⁸ U | -0,24 ± 0,03 | -0,21 |
| | ²³⁹ Pu | 0,07 ± 0,04 | 0,06 |
| | ¹³⁵ Xe | -0,03 ± 0,03 | -0,05 |
| P05 (UOX - CYCLE 1) | ²³⁵ U | 0,20 ± 0,04 | 0,18 |
| | ²³⁸ U | -0,09 ± 0,03 | -0,07 |

Les résultats présentés dans le tableau 3.1, permettent de mettre en évidence que les coefficients $C_{i,a}^0$ dépendent :

- de la position de l'assemblage dans le réacteur ;

2. Le critère de 1% a été retenu car il correspond à l'ordre de grandeur des incertitudes à un σ des calculs Monte-Carlo effectués dans cette étude.

- du type de l'assemblage (UOX ou MOX) ;
- du taux de combustion de l'assemblage.

Dans certains cas, il est possible d'observer que les coefficients $C_{i,a}^\vartheta$ sont plus liés au type et au taux de combustion total de l'assemblage perturbé qu'à la position de ce dernier au sein du réacteur (et donc à leur contribution à la réponse du détecteur placé au niveau de la cuve). À titre d'exemple, une perturbation de la teneur en ^{235}U d'un assemblage UOX neuf situé en deuxième ligne (P07) a un impact plus important qu'une perturbation identique dans un assemblage de première ligne (tel que le R07), et ce malgré sa plus faible contribution au flux de neutrons rapides à la position azimutale 0° (6% pour P07 contre 43% pour R07 [107, 114]). Ce comportement s'explique par les répercussions que peut avoir une perturbation de la composition d'un assemblage sur les taux d'émission de neutrons de fission des assemblages environnants.

Il est également intéressant de remarquer dans le tableau 3.1 que les coefficients $C_{i,a}^\vartheta$ évalués à partir des perturbations de flux neutronique rapide calculées *a priori* (cf. équation 3.6) sont en accord avec ceux évalués à la suite des calculs d'atténuation Monte-Carlo. Cette méthode pourrait donc être utilisée à l'avenir pour calculer les coefficients de sensibilité en s'affranchissant du calcul d'atténuation Monte-Carlo (qui constitue l'étape la plus chronophage de la méthodologie utilisée ici). Ainsi, un travail pourrait être entrepris afin d'évaluer les coefficients $C_{i,a}^\vartheta$ sur une plus grande gamme de perturbation que celle considérée ici ainsi que pour des localisations d'assemblages et des positions azimutales sur la cuve plus variées.

3.2.2.5 Propagation des biais et des incertitudes sur la composition du combustible jusqu'au flux vu par la cuve

Maintenant que les coefficients $C_{i,a}^\vartheta$ sont connus, il est possible de réaliser une analyse plus "globale" afin de quantifier le biais et l'incertitude induits par la méconnaissance de la composition du combustible sur les évaluations du flux neutronique rapide vu par la cuve. En se basant sur la linéarité des coefficients de sensibilité $C_{i,a}^\vartheta$ et en faisant l'hypothèse de l'indépendance des coefficients, la propagation des biais sur les densités atomiques isotopiques $\Delta N_{i,a}$ jusqu'au flux neutronique vu par la cuve s'établit selon la formule 3.7.

$$\frac{\Delta(\phi_{E>1MeV}^\vartheta)}{\phi_{E>1MeV}^\vartheta} = \sum_a \sum_i \frac{\Delta(N_{i,a})}{N_{i,a}} \cdot C_{i,a}^\vartheta \quad (3.7)$$

De plus, en prenant l'hypothèse supplémentaire que les densités atomiques des isotopes sont des variables aléatoires, il est possible d'utiliser la "formule du sandwich" [115] pour la propagation des incertitudes. Dans le cadre de cette étude, la formule du sandwich peut s'écrire selon l'équation 3.8.

$$\text{var}(\phi_{E>1MeV}^\vartheta) = S V_N^{\text{cov}} S^T \quad (3.8)$$

où S est le vecteur des sensibilités ($S_{i,a} = \frac{\partial \phi_{E>1MeV}^\vartheta}{\partial N_{i,a}}$) et V_N^{cov} est la matrice des covariances des densités atomiques, définie comme :

$$(V_N^{\text{cov}})_{[i,a],[j,b]} = \begin{cases} \text{cov}(N_{i,a}, N_{j,b}), [i,a] \neq [j,b] \\ \text{var}(N_{i,a}), [i,a] = [j,b] \end{cases} \quad (3.9)$$

où les paramètres i et j représentent des nucléides. De la même manière, les paramètres a et b représentent des assemblages combustible.

Cependant, les coefficients de sensibilité $C_{i,a}^{\vartheta}$ ne peuvent pas être utilisés dans l'équation 3.8 puisque ces derniers sont exprimés en valeurs relatives. Ainsi, en posant :

$$S'_{i,a} = \frac{\partial \phi_{E>1MeV}^{\vartheta} / \phi_{E>1MeV}^{\vartheta}}{\partial N_{i,a} / N_{i,a}} = C_{i,a}^{\vartheta} \quad (3.10)$$

La déviation standard relative du flux neutronique vu par la cuve s'obtient alors en réécrivant l'équation 3.8 selon l'équation 3.11.

$$\left(\frac{\sigma(\phi_{E>1MeV}^{\vartheta})}{\phi_{E>1MeV}^{\vartheta}} \right)^2 = \frac{var(\phi_{E>1MeV}^{\vartheta})}{\phi_{E>1MeV}^{\vartheta 2}} = \sum_{i,a} \sum_{j,b} \left(S'_{i,a} \frac{cov(N_{i,a}, N_{j,b})}{N_{i,a} \cdot N_{j,b}} S'_{j,b} \right) \quad (3.11)$$

En identifiant la matrice des covariances relatives V_N^{rcov} dans l'équation 3.11, cette dernière se réécrit selon l'équation 3.12.

$$\left(\frac{\sigma(\phi_{E>1MeV}^{\vartheta})}{\phi_{E>1MeV}^{\vartheta}} \right)^2 = \sum_{i,a} \sum_{j,b} \left(S'_{i,a} \cdot rcov(N_{i,a}, N_{j,b}) \cdot S'_{j,b} \right) = S' V_N^{rcov} S'^T \quad (3.12)$$

En utilisant le lien entre la covariance relative et la corrélation, la matrice des covariances relatives peut être définie selon l'équation 3.13.

$$(V_N^{rcov})_{[i,a],[j,b]} = \begin{bmatrix} corr(N_{i,a}, N_{j,b}) \cdot \frac{\sigma(N_{i,a})\sigma(N_{j,b})}{N_{i,a} \cdot N_{j,b}}, [i,a] \neq [j,b] \\ \left(\frac{\sigma(N_{i,a})}{N_{i,a}} \right)^2, [i,a] = [j,b] \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Pour appliquer les formules 3.7 et 3.12, les biais ($\Delta(N_{i,a})$), les déviations standards relatives ($\sigma(N_{i,a})$) sur les densités atomiques prédites par CASMO5 et les corrélations entre les densités atomiques des isotopes ($corr(N_{i,a}, N_{j,b})$) doivent être connus *a priori*, ce qui n'est pas le cas ici. L'évaluation rigoureuse de ces biais, incertitudes et corrélations pourra faire l'objet d'études ultérieures à la thèse. Néanmoins, il est tout de même possible d'utiliser les données disponibles dans la littérature pour étudier la propagation du biais et de l'incertitude.

En première approximation, le biais sur la densité atomique de chaque nucléide de tous les assemblages étudiés peut être assimilé à la moyenne des écarts indiqués entre les prédictions du code et les mesures expérimentales. Les écarts prédiction-mesure considérés ici sont ceux indiqués dans le rapport de validation de CASMO5 [116] sur les concentrations isotopiques de crayons irradiés dans le réacteur Takahama-3³ (cf. "JAERI isotopic benchmark" [117]). Ce benchmark contient des mesures de la composition isotopique de 15 échantillons de crayons combustible, provenant d'assemblages UOX et MOX irradiés en cœur.

De la même manière, il a été assumé que les incertitudes à $\pm 1\sigma$ sur les densités atomiques calculées par CASMO5 peuvent être considérées comme égales à la moyenne

3. Le réacteur Takahama-3 est un REP Japonais d'une puissance de 870 MW_e mis en service en 1985 et utilisant du combustible MOX depuis Janvier 2011.

des déviations standard sur les écarts entre les prédictions de CASMO5 et les mesures expérimentales [116].

Enfin, plusieurs valeurs des corrélations entre les densités isotopiques $corr(N_{i,a}, N_{j,b})$ ont été étudiées de sorte à illustrer la variation de l'incertitude propagée sur le flux en fonction des corrélations. La corrélation est supposée ici comme ne variant pas en fonction des paires $[i,a]$ et $[j,b]$ (i.e. $corr(N_{i,a}, N_{j,b}) = X, \forall [i,a], \forall [j,b]$, avec X une valeur définie arbitrairement sur la plage $[-1; 1]$ ⁴).

En utilisant les biais expérimentaux dans la formule 3.7, un biais de +3,67% a été obtenu pour la position azimutale 0° . De la même manière, la figure 3.7 récapitule les valeurs d'incertitudes obtenues à la position azimutale 0° en utilisant la formule 3.12 et en faisant varier les corrélations entre les termes de corrélation.

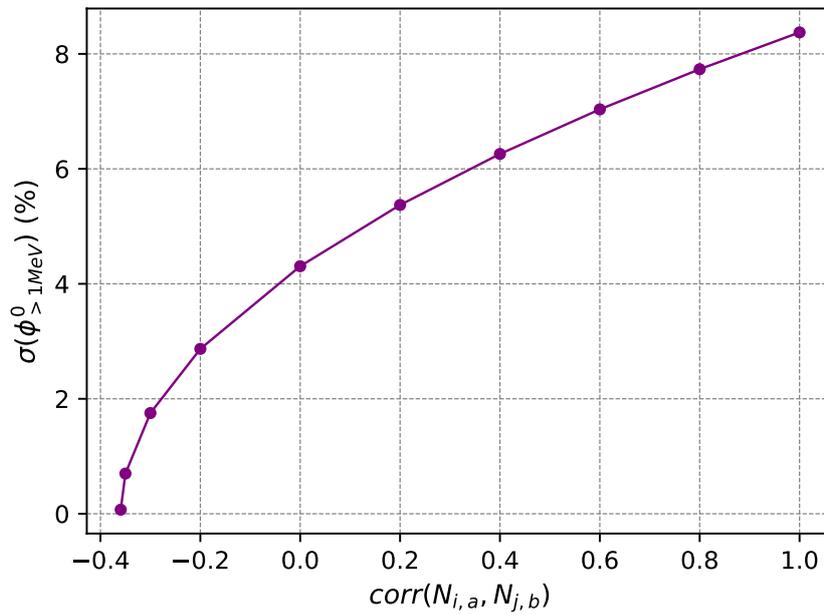


FIGURE 3.7 – Évolution de l'incertitude propagée sur le flux neutronique rapide vu par la cuve à la position azimutale 0° en fonction de la valeur des corrélations.

Sur cette figure, il apparaît que les corrélations entre les densités des isotopes semblent jouer un rôle majeur sur la valeur de l'incertitude obtenus sur le flux neutronique rapide vu par la cuve à l'azimut 0° . En effet, la valeur de cette dernière varie sur la plage $[0\% ; 8,4\%]$ en fonction de la valeur appliquée pour les corrélations. Il est tout de même possible de noter que, sur le cas étudié ici, les anti-corrélations ($corr(N_{i,a}, N_{j,b}) < 0$) ont tendance à faire baisser l'incertitude propagée sur le flux neutronique alors que les corrélations ($corr(N_{i,a}, N_{j,b}) > 0$) ont tendance à la faire augmenter. En réalité, il est probable que la valeur réelle de l'incertitude propagée sur le flux se situe quelque part sur l'intervalle $[0\% ; 8,4\%]$.

En supposant qu'il n'existe aucune corrélation entre les densités atomiques des différents isotopes considérés dans cette étude ($corr(N_{i,a}, N_{j,b}) = 0$), une valeur de 4,3% est obtenue pour l'incertitude sur le flux neutronique rapide vu par la cuve à l'azimut

4. Si la valeur de la corrélation est égale à -1 alors $N_{i,a}$ et $N_{j,b}$ sont totalement anticorrélées. A *contratio*, si la valeur de la corrélation est égale à +1 alors $N_{i,a}$ et $N_{j,b}$ sont totalement corrélées. Enfin, si la valeur de la corrélation est égale à 0, il n'existe aucune corrélation entre $N_{i,a}$ et $N_{j,b}$.

0°. Bien que ce résultat ait été obtenu avec de fortes hypothèses (indépendance des perturbations, valeur des déviations standards sur les compositions, etc.), il permet de statuer que la méconnaissance de la composition du combustible est probablement un poste de biais et d'incertitude important.

Ainsi, des études approfondies sont nécessaires pour quantifier avec précision le biais et l'incertitude induit par la méconnaissance du combustible sur les évaluations du vieillissement des cuve des REP. Ces études futures pourraient être effectuées en employant des méthodes de sensibilité plus poussés comme les indices de Sobol ou la méthode total Monte-Carlo [118].

3.2.3 Récapitulatif des biais et des incertitudes

À ce point du manuscrit, il semble judicieux de prendre du recul afin d'avoir une vision d'ensemble du travail effectué pour quantifier les biais et incertitudes inhérents à la méthodologie développée pendant cette thèse, ainsi que des recherches et développements qu'il sera nécessaire de mener à l'avenir.

Ainsi, le tableau 3.2 récapitule l'impact des sources de biais et d'incertitudes identifiées tout au long du chapitre 3 ainsi que les biais et incertitudes méthodologiques qui ont pu être quantifiés dans le chapitre 2. Ce tableau liste également quelques sources de biais ou d'incertitudes qui n'ont pas pu être traitées dans cette thèse et qui sont susceptibles d'impacter significativement les évaluations de vieillissement. En première approximation il a été supposé ici que les impacts évalués sur le flux neutronique rapide peuvent être transposés aux évaluations de déplacements par atome. Cette hypothèse semble raisonnable dans le cadre d'un REP 900 MW_e, puisque ces neutrons sont ici à l'origine d'environ 70% des dpa générés dans la cuve [101].

Dans le tableau 3.2 il est supposé que les éléments induisent un biais sur les évaluations de vieillissement lorsque les écarts observés avec les références n'étaient pas susceptibles de varier significativement en fonction du cycle du réacteur considéré ou de la localisation sur la cuve. Dans le cas contraire, il a été assumé que l'élément considéré induit une incertitude à $\pm 3\sigma$ égale à la valeur absolue de l'écart maximal observé entre le cas de référence et le cas étudié. Enfin, pour les éléments pour lesquels l'écart observé avec la référence est inférieur à la déviation standard du calcul Monte-Carlo, il a été assumé que ces éléments induisent une incertitude à $\pm 3\sigma$ égale à la valeur de la déviation standard des calculs Monte-Carlo. Pour ces deux derniers cas, l'incertitude a été considérée à $\pm 3\sigma$ car les écarts ont été quantifiés sur des cas d'étude choisis pour maximiser les différences observées. Il reste important de préciser que toutes les valeurs d'incertitudes indiquées dans le tableau 3.2 correspondent à $\pm 1\sigma$ et en effectuant un arrondi supérieur à un chiffre après la virgule.

Au final, les résultats indiqués dans le tableau 3.2 mettent en évidence que la grande majorité des biais et incertitudes méthodologiques évalués tout au long du chapitre 2 ont un impact inférieur au %. Seule la modélisation du gradient de densité modérateur dans la zone du "bypass" a potentiellement un impact conséquent (jusqu'à +8%) sur les évaluations du vieillissement de la cuve.

TABLE 3.2 – Récapitulatif des biais et incertitudes sur les évaluations de fluence neutronique rapide et de déplacements par atomes dans la cuve.⁵

| Étape du calcul | Famille | Élément | Type | Valeur (%) | Référence | |
|--|---|--|--|--------------------------------|-------------------|------------|
| Données fondamentales | - | Évaluation des sections efficaces | Incertitude | ± 6 | Réfs. [19] + [81] | |
| | | Évaluation des spectres de fission | Incertitude | $\pm 4,6$ | Réf. [81] | |
| | | Modèle de génération des sections efficaces de déplacements | Biais | $\in [-0,9; -0,4]$ | Sec. 2.5 | |
| Terme source de neutrons de fission | Description du terme source | Méthodologie de calcul de la distribution spatiale des neutrons sources | Incertitude | $\pm 0,7$ | Sec. 2.4.1 | |
| | | Méthodologie de reconstruction des spectres de fission | Incertitude | $\pm 0,4$ | Sec. 2.4.2 | |
| | Exploitation du réacteur | Prise en compte du suivi de charge via la modélisation des conditions moyennes d'opération | Incertitude | $\pm 0,7$ | Sec. 2.7 | |
| | | Prédiction des compositions (modèle d'évolution) | Biais Incertitude | $\sim +3,7$ $\in [0 - 8,4]$ | Sec. 3.2.2 | |
| | Paramètres de simulation | Discretisation temporelle du calcul (30 étapes de combustion ou plus) | Incertitude | $\pm 0,2$ | Sec. 2.6.3 | |
| | | Calcul de la concentration de bore critique | Incertitude | - | - | |
| | | Modèle de thermo-hydraulique simplifiée | Incertitude | - | - | |
| | Modélisation de l'atténuation des neutrons de fission | Modélisation | Composition du combustible | Incertitude | $\pm 0,2$ | Réf. [110] |
| | | | Modélisation du gradient de densité modérateur | Biais | $\in [0; +8]$ | Sec. 2.8 |
| | | | Position des capsules et du bouclier thermique | Incertitude | - | - |
| Dimension des composants (rayon interne de la cuve, épaisseur du bouclier thermique, etc.) | | | Incertitude | - | - | |
| Paramètres de simulation | | Un calcul d'atténuation par cycle | Incertitude | $\pm 0,2$ | Sec. 2.6.2 | |
| | | Déviation standard σ du calcul Monte-Carlo | Incertitude | $\pm 0,4$ | Sec. 3.1.2 | |

Pour rappel, en l'absence d'informations sur le gradient de température du modérateur dans cette zone du réacteur, une hypothèse conservatrice du point de vue de la sûreté avait été prise et le gradient de température dans cette zone a été fixé comme égal à la moyenne des gradients de température dans les assemblages de la rangée la plus externe du cœur du réacteur. La valeur de 8% représente ici l'hypothèse la plus pessimiste pour laquelle il n'existe en réalité aucun échauffement du modérateur dans la zone du "bypass". À l'avenir, des études de thermohydraulique pourraient être menées afin de quantifier exactement le biais induit par le modèle utilisé actuellement et un ajustement de ce dernier pourra être effectué si besoin.

5. La liste d'éléments de biais ou d'incertitude spécifiée dans ce tableau a pour vocation principale de donner au lecteur une vue d'ensemble de la problématique.

Parmi les valeurs trouvées dans la littérature, le travail effectué dans la référence [81] a été utilisé afin de propager les incertitudes sur les évaluations des spectres de fission jusqu'aux évaluations de la fluence neutronique rapide. En effet, il semble raisonnable de considérer que cette source d'incertitude dépend peu du schéma de calcul et est donc transposable à celui développé au cours de cette thèse. De plus, les recherches bibliographiques ont permis d'évaluer l'ordre de grandeur de l'impact des incertitudes sur les évaluations des sections efficaces de transport (2^{ème} étape) sur les évaluations du vieillissement. Bien que la transposabilité de la valeur obtenue (6%) au schéma de calcul considéré ici reste discutable, cette première estimation permet de mettre en évidence que ce poste d'incertitude est important. Ainsi, un travail similaire à celui effectué par L. Clouvel pourra être entrepris à l'avenir afin de quantifier l'impact des incertitudes sur les sections efficaces utilisées dans le calcul de transport dans le cadre du schéma de calcul développé pendant la thèse.

De plus, le travail entrepris pour quantifier l'impact d'une méconnaissance de la composition isotopique du combustible au travers d'une évaluation de la fluence neutronique vue par la cuve (cf. section 3.2.2) a permis d'identifier qu'il est très probable que ce poste de biais et d'incertitude contribue significativement à la dégradation de la précision des évaluations du vieillissement de la cuve (dans la mesure où l'incertitude pourrait monter jusqu'à 8,7%). Ainsi, des études approfondies pourront être menées à la suite de cette thèse pour quantifier avec précision l'impact de ce poste d'incertitude.

En outre, d'autres sources d'incertitudes méthodologiques (calcul de la concentration de bore critique, modèle de thermo-hydraulique simplifié) et technologiques (dimension et position de certains composants) non testées sont indiquées dans le tableau 3.2. Intuitivement, il est possible de dire que l'impact de ces postes d'incertitude sur les évaluations du vieillissement de la cuve est probablement plus faible que ceux de postes comme la méconnaissance de la composition isotopique du combustible ou les incertitudes sur les sections efficaces de transport. En effet, le calcul de la concentration de bore critique et la modélisation de la thermohydraulique du réacteur dans SIMULATE5 se font selon des méthodologies à l'état de l'art et validées. Ainsi, ces méthodologies sont supposées relativement précises. De la même manière, les incertitudes sur les dimensions et la position des composants du cœur sont supposées relativement faibles. Par conséquent, l'impact de ces dernières sur les évaluations du vieillissement de la cuve devrait être relativement limité. Cependant, la littérature évoque parfois un impact significatif de certains de ces postes d'incertitude (exemple : position des capsules, cf. référence [81]) et un travail pourrait donc être entrepris afin de trancher ces questions.

Finalement, en effectuant une somme arithmétique des biais indiqués dans le tableau 3.2 et une somme quadratique des incertitudes indiquées dans ce même tableau, il est possible de donner une première estimation de la précision des prédictions du vieillissement effectuées avec le schéma de calcul ⁶.

Ainsi, il a été évalué que les prédictions de fluence cuve pourraient être entachées

6. Dans ce calcul, la valeur associée à l'incertitude concernant la prédiction de la composition du combustible a été considérée comme égale à celle évaluée dans le cas où les corrélations entre les densités des différents isotopes sont négligées. La valeur retenue est donc de $\pm 4,3\%$ (cf. section 3.2.2.5)

d'un biais compris entre +3,7% et +11,7% (en fonction de la position sur la cuve). Ce biais est majoritairement induit par l'hypothèse conservatrice qui a été prise concernant la modélisation du gradient de densité modérateur dans la zone du "bypass". Le biais sur les prédictions de dpa est quant à lui un peu plus faible (entre 2,8% et 11,3%) puisque les approximations effectuées sur le modèle de génération des sections efficaces de déplacement induit ici une légère compensation d'erreurs.

Du point de vue de l'incertitude globale des évaluations, la somme quadratique des valeurs indiquées dans le tableau 3.2 conduit à une incertitude à $\pm 1\sigma$ de 8,8%. Cette valeur reste néanmoins à modérer puisque certains postes d'incertitudes ont été négligés dans la propagation. Il est donc probable que cette valeur de l'incertitude soit, en réalité, légèrement inférieure à l'incertitude réelle de la méthodologie. Les analyses qui seront conduites dans le futur permettront d'affiner ce résultat.

Il est intéressant de noter que les contributeurs principaux à l'incertitude globale sont :

- l'évaluation des sections efficaces utilisées dans le calcul d'atténuation,
- l'évaluation des spectres de fission,
- la prédiction des compositions.

Par conséquent, l'incertitude sur les évaluations du vieillissement est ici majoritairement induite par la méconnaissance des données fondamentales. Cette constatation indique que le schéma de calcul développé au cours de la thèse semble réussir à minimiser l'incertitude induite par les approximations de modèle.

Conclusion du chapitre

Le 3^{ème} chapitre de ce manuscrit de thèse a été l'occasion de présenter en détails le schéma de calcul développé au cours de cette thèse. Cette dernière repose sur une approche en deux étapes, couplant un schéma de calcul déterministe (CASMO5 et SIMULATE5) pour évaluer le terme source de neutrons de fission et un modèle Monte-Carlo (MCNP6) pour modéliser l'atténuation des neutrons de fission depuis le cœur jusqu'aux zones d'intérêt. Cette méthodologie permet d'évaluer diverses quantités (flux neutronique, déplacements par atome, facteurs d'anticipation, etc.) pour une large gamme axiale (9 divisions réparties sur l'intégralité de la hauteur active du cœur) et azimutale (15 détecteurs répartis entre l'azimut -28° et l'azimut $+28^\circ$) sur la cuve, ainsi que dans les capsules du programme de surveillance de l'irradiation.

Comme pour toute méthodologie d'évaluation du vieillissement de la cuve, les prédictions du schéma de calcul développé au cours de cette thèse sont sujettes à des biais et des incertitudes qu'il convient de quantifier pour évaluer le degré de confiance qui peut être accordé aux estimations du vieillissement. Le travail effectué à ce niveau a permis d'identifier que :

- les prédictions du schéma de calcul sont probablement imputées d'un biais pouvant varier entre +2,8% et +11,7% (en fonction de la position sur la cuve ou encore de la grandeur considérée). Ce biais est majoritairement induit par une

hypothèse conservatrice sur la modélisation du gradient de température du modérateur dans la zone du "bypass", qui avait été prise en raison d'un manque de données. Des études de thermohydraulique dédiées pourront donc être menées à l'avenir pour corriger cette approximation de modélisation ;

- l'incertitude globale sur les prédictions du schéma de calcul ne devrait pas être inférieure à 8,8% à $\pm 1\sigma$. Cette incertitude est majoritairement induite par la méconnaissance des données fondamentales, comme l'évaluation des données nucléaires utilisées dans le calcul de transport (2^{ème} du calcul) ou encore l'évaluation des spectres de fission. Par conséquent, le schéma de calcul développé semble réussir à minimiser l'incertitude induite par les approximations de modèle.

Néanmoins, le travail effectué sur la propagation des incertitudes reste aujourd'hui incomplet et certains postes d'incertitudes comme les données nucléaires (utilisées dans l'évaluation du terme source, dans le calcul d'atténuation ou encore dans l'évaluation des sections efficaces de déplacements atomiques σ_d), la prédiction de la composition du combustible (qui inclue des incertitudes de modèles et de données nucléaires) ou encore les incertitudes technologiques, devront faire l'objet d'études approfondies afin d'affiner les résultats obtenus dans cette thèse.

Chapitre 4

Vers la validation du schéma de calcul

Sommaire

| | |
|---|-----|
| <i>Préambule</i> | 136 |
| 4.1 Qu'est ce qu'une validation ? | 136 |
| 4.2 Le benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve du réacteur H.B. Robinson-2 | 136 |
| 4.2.1 Description du réacteur | 137 |
| 4.2.2 Le cycle n°9 du réacteur H.B. Robinson-2 | 140 |
| 4.3 Méthode et modélisation | 143 |
| 4.3.1 Évaluation du terme source de neutrons de fission | 143 |
| 4.3.1.1 Approche α : utilisation des données fournies dans le benchmark | 143 |
| 4.3.1.2 Approche β : utilisation du schéma de calcul développé au cours de la thèse | 144 |
| 4.3.2 Modélisation de l'atténuation des neutrons de fission jusqu'aux sites d'intérêt | 145 |
| 4.3.2.1 Géométrie du réacteur | 145 |
| 4.3.2.2 Modélisation des dosimètres | 148 |
| 4.3.2.3 Paramètres de calcul et réduction de variance | 149 |
| 4.3.2.4 Post-traitement des résultats du calcul d'atténuation MCNP6 | 149 |
| 4.4 Résultats obtenus | 151 |
| 4.4.1 Distribution spatiale des neutrons de fission | 151 |
| 4.4.2 Sur les taux de réactions | 153 |
| 4.4.3 Sur les activités spécifiques dosimètres | 156 |
| <i>Conclusion du chapitre</i> | 162 |

Préambule

Une fois qu'un schéma de calcul pour l'évaluation du vieillissement sous irradiation a été développé, il est nécessaire de confronter ses prédictions à des mesures expérimentales afin d'en évaluer la fiabilité. Ainsi, le 4^{ème} chapitre de ce manuscrit vise à présenter l'étude qui a été réalisée en ce sens pour la méthodologie développée au cours de cette thèse.

4.1 Qu'est ce qu'une validation ?

Lorsqu'un schéma de calcul est finalisé, il est nécessaire d'évaluer la fiabilité de ses prédictions en comparant ces dernières à des valeurs de référence, comme des mesures expérimentales. Cette étape est couramment appelée la validation de la méthodologie.

Afin d'effectuer ce travail de validation, il semblerait donc pertinent de comparer les estimations du schéma de calcul développé à des mesures expérimentales, pour des grandeurs comme la fluence neutronique rapide ou des déplacements par atome. Cependant, ces quantités classiques du vieillissement sous irradiation ne peuvent pas être directement mesurées expérimentalement. En effet, comme expliqué dans la section 1.5.3, la fluence neutronique est dérivée à partir de mesures expérimentales d'activation. Il est donc d'usage de valider les prédictions des schémas de calcul de vieillissement de la cuve en utilisant les données spécifiées par des benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve des réacteurs à eau sous pression (REP).

Dans le cadre de cette thèse, un travail a donc été entrepris pour valider le schéma de calcul développé en utilisant le benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve du réacteur H.B. Robinson-2 (HBR-2). Ainsi, la section à venir effectue une description du réacteur HBR-2 ainsi que des données fournies dans le benchmark qui ont été utilisées pour effectuer l'étude de validation. Ensuite, les méthodes et modèles utilisés pour évaluer le terme source de neutrons de fission et simuler l'atténuation de ces neutrons jusqu'aux sites d'intérêt sont détaillés. Enfin, les résultats obtenus sont présentés et discutés.

4.2 Le benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve du réacteur H.B. Robinson-2

Le benchmark de dosimétrie neutronique de la cuve du réacteur H.B. Robinson-2 [119, 120] est un benchmark de dosimétrie neutronique basé sur des données expérimentales acquises auprès du réacteur HBR-2. Ce benchmark est disponible dans la base de données SINBAD [121] de la banque de données de l'OCDE/NEA. L'analyse du benchmark HBR-2 peut être utilisée pour effectuer une qualification partielle de schémas de calcul visant à prédire le vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs à eau sous pression. La communauté scientifique a porté et porte toujours un grand intérêt à ce benchmark, comme le montrent les références [122, 123, 124, 125].

Dans le cadre du benchmark HBR-2, les données disponibles sont celles généralement disponibles pour une analyse du vieillissement de la cuve d'un réacteur nucléaire (dimensions du réacteur, plan de chargement, nappes de puissance expérimentales, activations mesurées des dosimètres, etc.). Cette section présente le réacteur HBR-2 ainsi que les données fournies pour réaliser l'étude de validation.

4.2.1 Description du réacteur

Le réacteur H.B. Robinson-2 est un REP d'une puissance de 2300 MW_{th} conçu par Westinghouse, appartenant à la Carolina Power and Light Company, et dont l'exploitation a commencé en mars 1971. Ce réacteur est situé sur le site de la centrale du même nom, qui est localisée près de Hartsville en Caroline du Sud aux États-Unis.

Le cœur du réacteur est constitué de 157 assemblages UOX enrichis à 2,9% massique en uranium-235. Ces assemblages sont constitués de 204 crayons combustible auxquels viennent s'ajouter 21 tubes guides qui accueillent les insertions des barres de contrôle. Les gaines des crayons combustible et des tubes guides sont constituées de Zircaloy. Une visualisation de la géométrie d'un assemblage combustible est donnée par la figure 4.1. Ces assemblages diffèrent significativement de ceux utilisés dans les REP français de 900 MW_e.

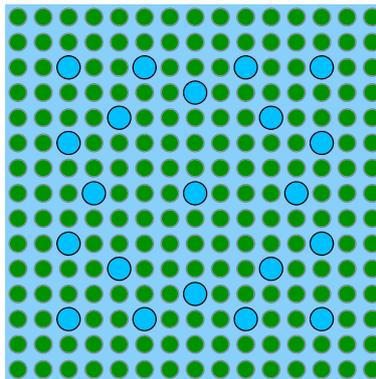


FIGURE 4.1 – Géométrie d'un assemblage du réacteur H.B. Robinson-2. Les crayons combustible sont indiqués en vert.

Le cœur du réacteur est entouré du baffle, de la zone de bypass du modérateur, de l'enveloppe, d'une première zone de descente annulaire du modérateur, du bouclier à neutrons thermiques, de la cuve, de la cavité du réacteur et du bouclier biologique. Ces éléments peuvent être retrouvés (en anglais) dans la figure 4.2, issue de la référence [123], qui présente une vue simplifiée de la géométrie d'un huitième du réacteur.

Les dimensions de la majorité des composants d'une échelle supérieure ou égale à l'assemblage (largeur d'assemblage, baffle, enveloppe, bouclier thermique, cuve, etc.) sont données dans le benchmark. *A contrario*, les dimensions de certains composants inférieurs à l'échelle de l'assemblage (rayons des crayons, rayons des tubes guides, etc.) n'étaient pas spécifiées dans le benchmark et ont donc été récupérées dans la référence [126].

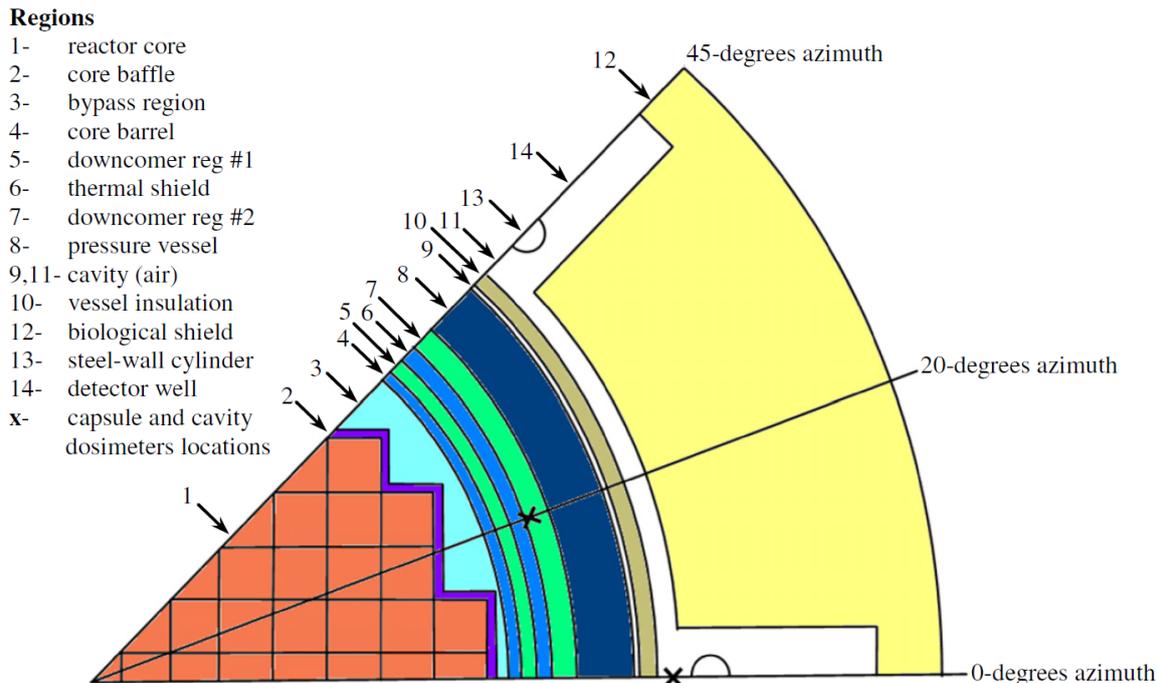


FIGURE 4.2 – Vue schématique d’une coupe transverse d’un huitième du réacteur H.B. Robinson-2 [123].

Les descriptions des matériaux constituant les principaux éléments du réacteur (combustible, baffle, enveloppe, bouclier thermique, cuve, etc.) sont également détaillées dans le benchmark. Le baffle, l’enveloppe, le bouclier thermique ainsi que le support des capsules de surveillance sont constitués d’un acier inoxydable de type SS-304 alors que la cuve et l’intérieur des capsules est constitué d’un acier de type A533B. L’isolation de la cuve est approchée par un matériau homogène composé à 97% d’air et 3% d’acier inoxydable SS-304. Enfin, la cavité du réacteur est remplie d’air et le bouclier biologique est composé de béton.

Le réacteur HBR-2 possède quatre groupes de barres de contrôle noires (D, C, B et A) et un groupe de barres d’arrêt (S). Le plan d’insertion de ces barres est décrit par la figure 4.3, qui a été reconstruite à partir des données de la référence [126]. Sur cette figure, il est intéressant de remarquer que le plan d’insertion des barres de contrôle est très différent de ceux qui ont été utilisés dans le parc français (cf. cartes d’insertion du mode A ou mode G [43]). De plus, bien qu’aucune information n’ait été trouvée dans la littérature concernant le mode de pilotage associé à ces barres de contrôle, il semble raisonnable de considérer que celui-ci diffère significativement de ceux employés en France (puisque le plan d’implantation des grappes est très différent).

Le réacteur est également équipé de plusieurs jeux de dosimètres, dont les positions sont repérées par des croix sur la figure 4.2. Un premier jeu de dosimètres est placé dans les capsules de surveillance, qui sont attachées au bouclier thermique (à 191,15 cm du centre du réacteur) au niveau de l’azimut 20°. Ces dosimètres sont positionnés dans des trous percés au centre des capsules. Un second jeu de dosimètres est placé au niveau d’une cavité située derrière la cuve, au niveau de l’azimut 0° et à 238,02 cm du centre du réacteur. Les dosimètres de la cavité étaient maintenus en place par des

supports en Aluminium, eux mêmes supportés par des câbles en acier inoxydable. Les épaisseurs des différents éléments maintenant le dosimètre de la cavité sont spécifiées dans la référence [119].

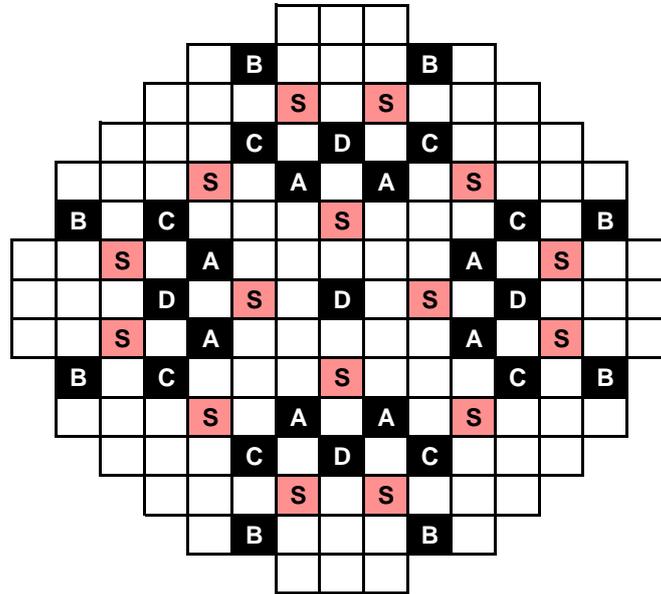


FIGURE 4.3 – Carte d’insertion des barres de contrôle du réacteur H.B. Robinson-2 [126]. Les barres noires sont indiquées en noir et les barres d’arrêt sont indiquées en rouge.

Les deux jeux de dosimètres ont été introduits en cœur au début du cycle d’irradiation (identifié comme le cycle n°9 de la vie du réacteur). Les activités spécifiques des six types de dosimètres insérés ($^{237}\text{Np}(n,f)^{137}\text{Cs}$, $^{238}\text{U}(n,f)^{137}\text{Cs}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$) ont ensuite été mesurées en fin du cycle n°9, pour les deux localisations des dosimètres (capsules de surveillance et cavité).

Seules les valeurs d’activation obtenues au niveau du plan équatorial du réacteur (position axiale 0 cm) sont détaillées dans la référence [119]. Ces données expérimentales (M) constituent les valeurs de référence auxquelles les valeurs calculées (C) doivent être comparées. Elles sont détaillées dans le tableau 4.1 [119]. Aucune incertitude concernant ces données expérimentales n’est fournie dans le benchmark.

TABLE 4.1 – Activités spécifiques mesurées en fin du cycle 9 des dosimètres placés dans les capsules de surveillance et dans la cavité du réacteur H.B. Robinson-2 [119] dans le plan équatorial.

| | | Position des dosimètres | |
|----------------------------------|--|--------------------------|--------------------|
| | | Capsules de surveillance | Cavité du réacteur |
| Activités spécifiques (Bq/mg) | $^{237}\text{Np}(n,f)^{137}\text{Cs}$ | 3,671E+2 | 2,236E+1 |
| | $^{238}\text{U}(n,f)^{137}\text{Cs}$ | 5,345E+1 | 8,513E-1 |
| | $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ | 1,786E+4 | 1,959E+2 |
| | $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ | 9,342E+2 | 8,711E+0 |
| | $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$ | 3,500E+2 | 3,310E+0 |
| | $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ | 2,646E+1 | 2,645E-1 |

4.2.2 Le cycle n°9 du réacteur H.B. Robinson-2

Les données fournies dans la référence [119] permettent de reconstruire partiellement le déroulé du cycle n°9 du réacteur HBR-2. En premier lieu, la figure 4.4 donne le plan de chargement du réacteur au début du cycle considéré. Il est intéressant de remarquer ici que la distribution des taux de combustion des assemblages en début de cycle n'est pas parfaitement symétrique. Ces légères asymétries de taux de combustion sont attendues dans un réacteur réel, puisque les assemblages sont chargés en fonction du nombre de cycles d'irradiation qu'ils ont subi. Ainsi, pour le même nombre de cycles d'irradiation en cœur, le taux de combustion est susceptible de varier légèrement d'un assemblage à l'autre.

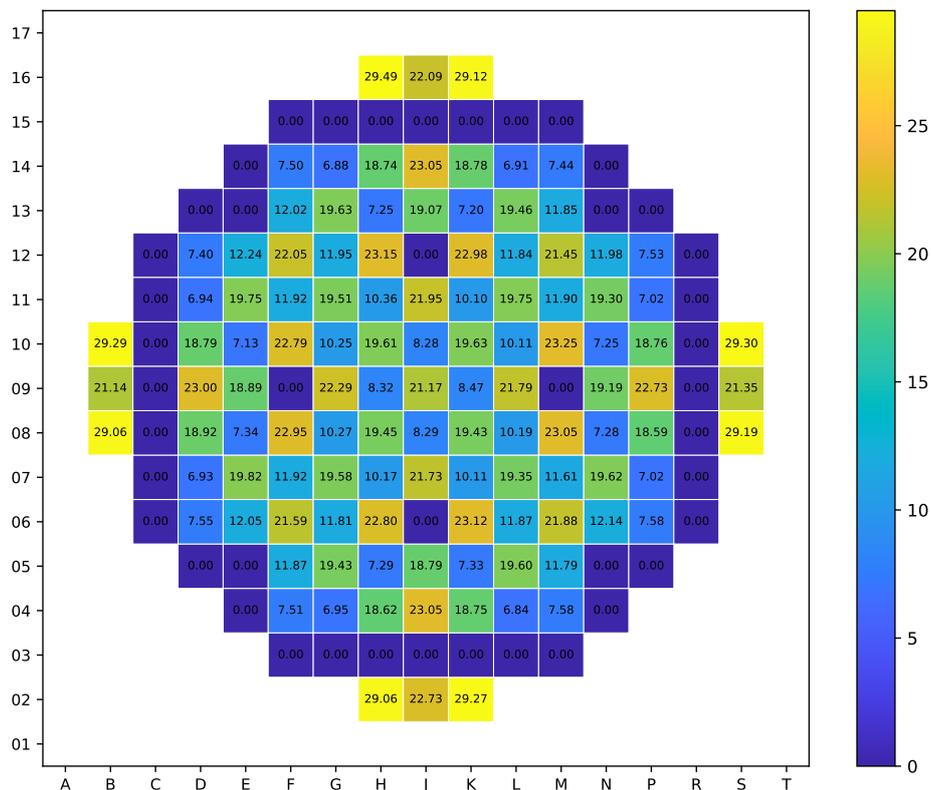


FIGURE 4.4 – Taux de combustion (GWj/t) des assemblages au début du cycle n°9 du réacteur H.B. Robinson-2.

Après son chargement, le réacteur a été en fonctionnement entre le 21/08/1982 et le 26/01/1984 [124]. L'historique de puissance du réacteur HBR-2 sur cette période de temps est présenté par la figure 4.5. Cette figure montre que le réacteur HBR-2 n'a pas fonctionné à puissance nominale lors du cycle n°9. En effet, le réacteur a fonctionné, pendant la majorité du temps, à des puissances avoisinant 80% de sa puissance nominale et a effectué de nombreuses baisses de puissance. La puissance moyenne du réacteur sur le cycle est égale à 75,2% PN. À de tels niveaux de puissance, il est fort probable que les barres de contrôle aient été partiellement insérées pendant le cycle. Cependant, en l'absence d'informations sur le mode de pilotage utilisé par le réacteur, il est impossible d'effectuer une reconstruction de la position moyenne d'insertion des barres sur le cycle n°9.

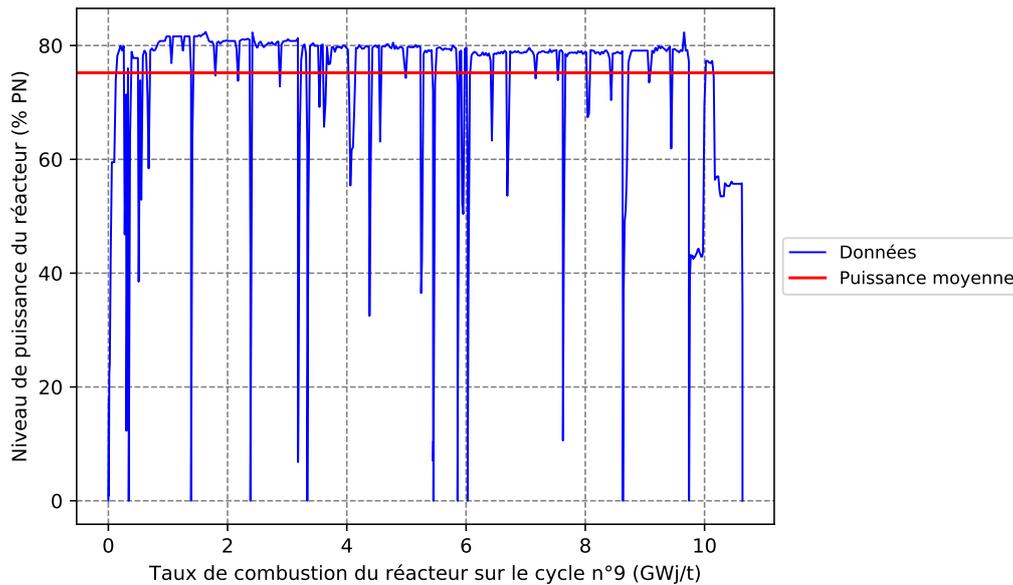


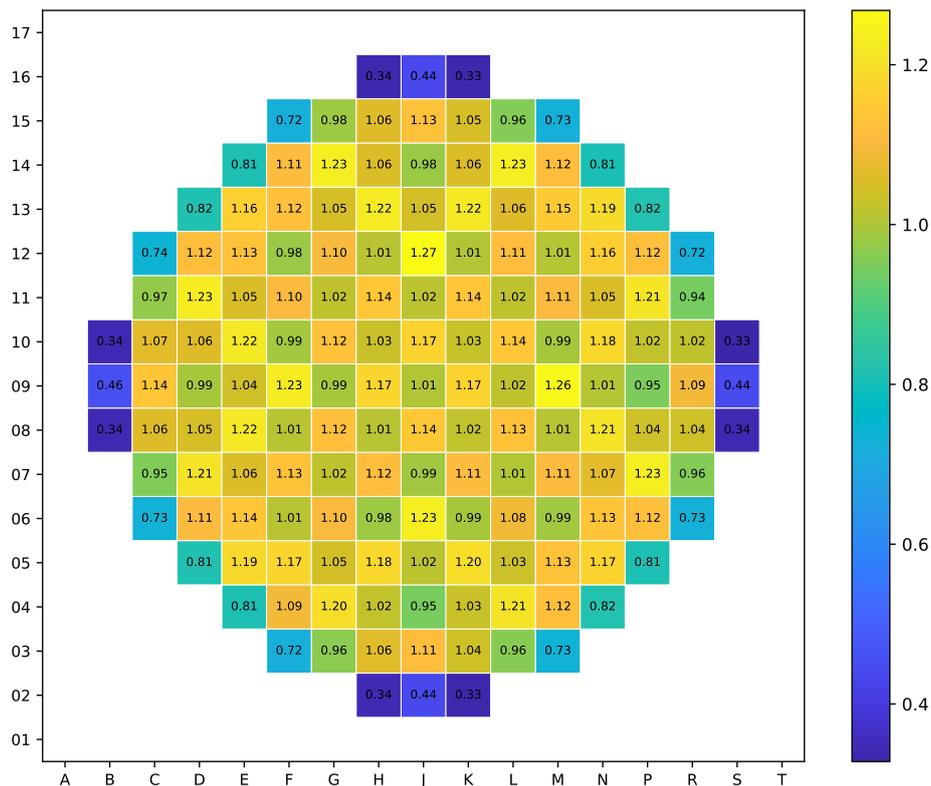
FIGURE 4.5 – Historique de puissance du réacteur H.B. Robinson-2 sur le cycle n°9 (figure reconstruite à partir des données disponibles dans [119]).

Une autre donnée fournie dans le benchmark est la distribution de puissance moyenne du réacteur sur le cycle n°9. Cette distribution de puissance est fournie à l'échelle de l'assemblage pour l'intégralité du cœur, et à l'échelle du crayon pour le quart supérieur droit. Ces données sont présentées de manière graphique par la figure 4.6.

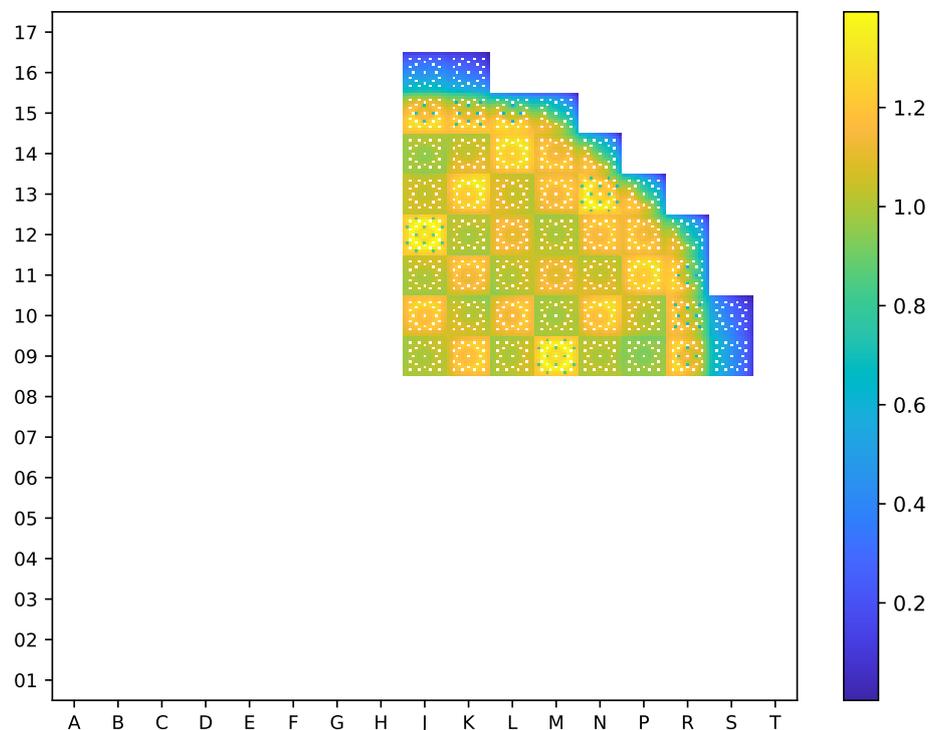
Dans le benchmark, il est précisé que la nappe de puissance moyenne au niveau assemblage a été calculée à partir des nappes de taux de combustion des assemblages en début et en fin de cycle, et en considérant la teneur en uranium des différents assemblages. Cependant, aucun détail supplémentaire n'est fourni concernant la manière dont ont été obtenues ces nappes de taux de combustion. En l'absence d'informations supplémentaires, il est possible de supposer ici que ces nappes de taux de combustion ont été obtenues en combinant des données expérimentales et des calculs de neutronique.

De plus, la référence [119] donne les puissances moyennes cycle des crayons combustible, qui ont été obtenues en effectuant une moyenne pondérée des puissances crayons données à huit étapes de combustion du cœur pendant le cycle n°9 (147, 417, 1632, 3363, 5257, 7595, 9293 et 10379 MWj/t). De la même manière que précédemment, aucun détail supplémentaire n'est fourni concernant l'évaluation de ces nappes de puissance à l'échelle du crayon et il est raisonnable de supposer ici que ces distributions ont été évaluées via un code de neutronique. Il est également important de souligner ici que, sur la figure 4.6b, les puissances de certains crayons des assemblages référencés J15, K15, L15, N13, J12, R11, R10, M09 et R09 semblent anormalement faibles au regard des puissances des crayons voisins. Néanmoins, ces anomalies semblent trop peu nombreuses pour impacter significativement l'évaluation de l'activité des dosimètres.

L'absence de détails concernant la méthodologie de calcul employée pour évaluer la distribution de puissance moyenne du cœur sur le cycle, combinée aux anomalies observées sur les distributions de puissance à l'échelle du crayon, induisent un ques-



(a)



(b)

FIGURE 4.6 – Distribution de puissance radiale normalisée du réacteur H.B. Robinson-2 moyennée sur le cycle n°9 (figure reconstruite à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) à partir des données disponibles dans [119]).

tionnement légitime sur la robustesse des données fournies à ce niveau. Il convient également de mentionner qu'en dehors des dimensions du réacteur, aucune estimation d'incertitude n'est fournie dans la référence [119] pour les mesures d'activité en elles-mêmes ou encore pour la distribution de puissance du réacteur. Par conséquent, les distributions de puissance fournies dans le benchmark ne seront pas prises ici comme une référence absolue, mais plutôt comme un point de comparaison pour mettre en perspective les prédictions obtenues avec le schéma de calcul développé au cours de cette thèse. En revanche, les valeurs d'activation spécifiées dans le tableau 4.1 constituent une référence vers laquelle les prédictions du schéma de calcul doivent tendre.

4.3 Méthode et modélisation

Afin de mettre à l'épreuve la méthodologie en deux étapes développée au cours de cette thèse, une estimation de l'activité des dosimètres placés au niveau de la capsule de surveillance et dans la cavité a été effectuée. Cette section vise à décrire les méthodes employées ainsi que les modèles développés pour mener à bien ce travail.

4.3.1 Évaluation du terme source de neutrons de fission

Dans le cadre de ce travail de validation, deux approches ont été employées pour évaluer la distribution spatiale et énergétique des neutrons de fission :

- approche α : le terme source de neutrons de fission a été évalué en utilisant uniquement les données fournies dans le benchmark (aucun calcul supplémentaire n'a été effectué). Cette première approche se veut au plus proche des hypothèses formulées dans le benchmark. Elle constitue donc un point de comparaison pour mettre en perspective les résultats obtenus avec la méthodologie développée au cours de cette thèse.
- approche β : le terme source de neutrons de fission a été évalué en utilisant le schéma de calcul CASMO5 + SIMULATE5 développé au cours de cette thèse (cf. section 3.1.1 du chapitre 3). L'approche β est donc celle utilisée pour effectuer le travail de validation.

Ainsi, cette section vise à décrire les approches employées (ainsi que les hypothèses sous jacentes) pour évaluer le terme source dans les deux cas.

4.3.1.1 Approche α : utilisation des données fournies dans le benchmark

Dans le cadre de cette première approche, la distribution spatiale de neutrons de fissions est approchée en assumant que les neutrons de fission sont répartis dans le réacteur de la même manière que la puissance.

Cette approche fait donc l'hypothèse que le même nombre de neutrons sont émis par fission dans chaque crayon du réacteur. L'impact de cette hypothèse est donc de plus en plus conséquent au fur et à mesure que les hétérogénéités entre les compositions des crayons augmentent (puisque les fissions sur le ^{239}Pu émettent en moyenne plus de neutrons que les fissions sur l' ^{235}U). Dans le cadre du réacteur HBR-2, cette hypothèse est susceptible d'induire une sous-estimation de la quantité de neutrons émis dans les

assemblages au bord du cœur, puisque ces derniers sont des assemblages UOX usés (qui contiennent donc plus de ^{239}Pu que les assemblages moins usés).

De la même manière, cette approche fait l'hypothèse que l'énergie récupérable par fission est la même pour toutes les fissions dans le réacteur. Cependant, son impact sur l'évaluation de la distribution spatiale des neutrons de fission est ici probablement moindre puisque les fissions sur l' ^{235}U et le ^{239}Pu émettent toutes deux des énergies de l'ordre de 200 MeV (en moyenne).

La distribution de puissance moyenne du réacteur HBR-2 sur le cycle n°9 est fournie à l'échelle du crayon combustible par la référence [119]. Pour la dimension axiale, une unique distribution a été définie pour tout le réacteur. Cette dernière comprend 12 divisions réparties sur la hauteur active et est égale à la moyenne des distributions axiales des assemblages des deux rangées les plus externes.

Du point de vue de l'énergie d'émission des neutrons de fission, la référence [119] préconise d'utiliser un spectre de fission unique pour tout le réacteur, qui est égal à la moyenne des spectres de fission de l' ^{235}U et du ^{239}Pu . C'est donc cette modélisation du spectre de fission qui a été utilisée dans l'approche α . Les spectres de fission isotopiques ont été définis en utilisant des spectres de Watt, tels que présentés dans la section 2.4.2.

4.3.1.2 Approche β : utilisation du schéma de calcul développé au cours de la thèse

Pour cette deuxième approche, le terme source de neutrons de fission moyen du cycle n°9 du réacteur HBR-2 a été évalué en utilisant la méthodologie décrite dans la section 3.1.1 du chapitre 3, qui combine les codes CASMO5 [84] et SIMULATE5 [88]. Pour ce faire, les distributions de neutrons sources ont été évaluées pour 26 étapes de combustions réparties tout au long du cycle. La distribution de neutrons de fission moyennée sur le cycle n°9 a ensuite été obtenue selon l'équation 2.12 de la section 2.6.2.

En l'absence d'informations sur la gestion des barres de contrôle utilisée dans le réacteur HBR-2 lors du cycle n°9, le réacteur a été modélisé comme fonctionnant à pleine puissance avec toutes les barres de contrôle extraites. En considérant le travail détaillé lors de la section 2.7, il est possible d'anticiper un impact de cette hypothèse inférieur ou égal à 8% sur les évaluations de la fluence neutronique vue par la cuve. Cette valeur reste cependant à nuancer car elle a été obtenue avec une gestion de barres très différente de celle utilisée par le réacteur HBR-2. En effet, l'implantation des barres de contrôle varie significativement entre un REP 900 MW_e piloté en mode G (cf. figure 2.1b de la section 2.2.2) et le réacteur HBR-2 (cf. figure 4.3 de la section 4.2.2).

La fin du cycle a été recherchée de manière automatique par SIMULATE5¹ et a abouti à un taux de combustion moyen gagné par le réacteur de 10,258 GWj/t. Ce taux de combustion final est 3,5% inférieur à celui indiqué dans les données du benchmark, ce qui semble raisonnable compte tenu des approximations effectuées sur le pilotage du réacteur.

1. Lors de la recherche automatique de fin de cycle, SIMULATE5 cherche le taux de combustion moyen du coeur pour laquelle la concentration de bore critique est égale à 0 ppm.

Le terme source de neutrons de fission généré comprend une description du taux d'émission de neutrons de fission à l'échelle du crayon combustible et pour 20 divisions axiales par crayon. Enfin, les spectres de fission sont générés à l'échelle de l'assemblage, à partir des taux de production de neutrons de fission calculés par SIMULATE5, selon l'équation 2.7 de la section 2.4.2.1.

4.3.2 Modélisation de l'atténuation des neutrons de fission jusqu'aux sites d'intérêt

Afin de modéliser le transport des neutrons de fission depuis le coeur du réacteur jusqu'aux capsules de surveillance et la cavité, un modèle MCNP6 a été réalisé à partir du jeu de données "HBRHE81" fourni dans les données du benchmark. Ce jeu de données a été initialement réalisé par P. Ortego (SEA, Espagne)².

Les sections à venir décrivent la modélisation du réacteur tel que réalisée dans le jeu de données "HBRHE81" et met en exergue les modifications réalisées. Le modèle ainsi développé a été utilisé pour effectuer des calculs à source fixe en utilisant les termes sources de neutrons de fission générés avec les approches α et β . Les calculs d'atténuation permettent d'évaluer les taux de réactions dans les dosimètres qui permettent ensuite de déduire les activités spécifiques.

4.3.2.1 Géométrie du réacteur

La géométrie du réacteur décrite dans le jeu de données "HBRHE81" a été reprise sans modifications. Cette dernière décrit un huitième du réacteur avec des conditions limites de réflexion sur les bords de ce dernier. La figure 4.7 présente une coupe transverse du modèle dans le plan équatorial (position axiale 0 cm). De la même manière, la figure 4.8 présente une coupe axiale du modèle dans le plan azimutal 20° (qui est celui sur lequel les capsules de surveillance sont centrées).

Le coeur du réacteur est décrit à l'échelle du crayon combustible selon la géométrie visible sur la figure 4.1.³ L'intérieur des tubes guides est rempli avec de l'eau borée, de sorte à modéliser le réacteur comme fonctionnant avec toutes les barres totalement extraites. La concentration de bore dans le modérateur a été modifiée par rapport au jeu de données HBRHE81, de sorte à ce qu'elle corresponde à 500 ppm (qui est la valeur recommandée dans les données du benchmark).

Dans le jeu de données initial, tous les crayons combustible sont constitués d'Oxyde d'Uranium (UO₂) neuf enrichi à 2,9% massique en ²³⁵U. Bien que l'impact de cette approximation sur les évaluations des activités des dosimètres soit attendu comme faible (cf. référence [114]), il a été décidé d'ajuster cette composition du combustible de sorte à prendre en compte l'usure du combustible dans le vecteur isotopique. La composition du combustible spécifiée ici a été prise de la référence [127], dans laquelle un calcul d'évolution ORIGEN-6.1 [128] a été réalisé afin d'estimer le vecteur isotopique du combustible utilisé pour un taux de combustion de 27,4 GWj/. Cet épuisement combustible

2. <https://www.oecd-nea.org/science/wprs/shielding/sinbad/hbr2/HBR-2.htm>

3. Le coeur du réacteur apparaît en noir sur les figures 4.7 et 4.8 en raison d'artefacts graphiques induits par le très grand nombre de surfaces à afficher dans cette région.

correspond à la moyenne des taux de combustions moyennés sur le cycle des assemblages "S10" et "S09". Ces assemblages ont été sélectionnés car ils sont situés en bord de cœur et sont donc naturellement de forts contributeurs à l'activité des dosimètres (surtout dans la cavité).

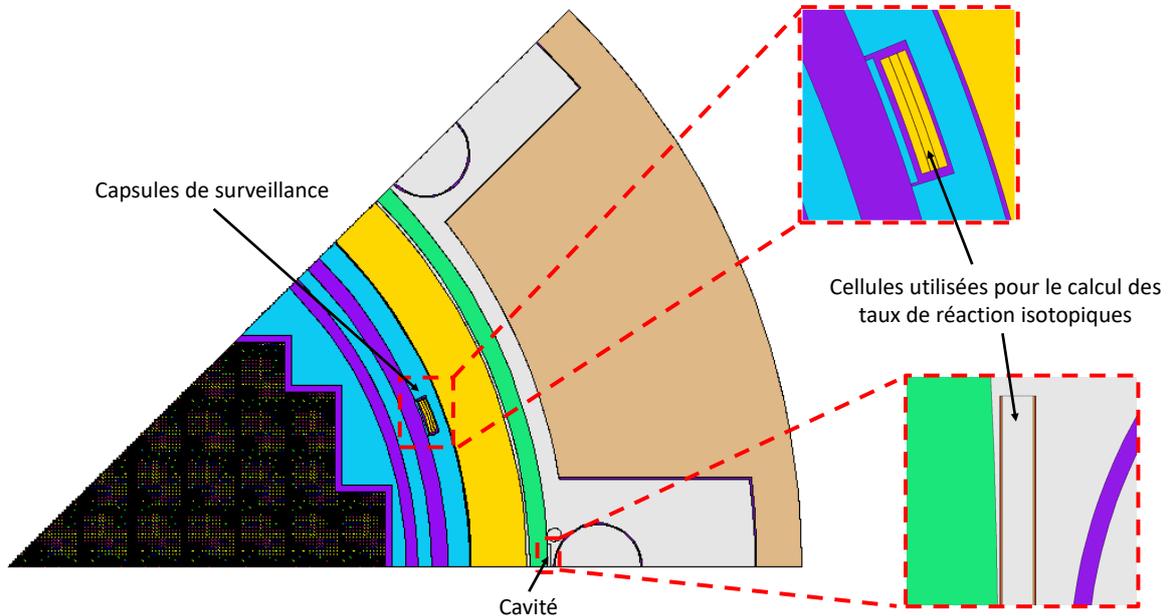


FIGURE 4.7 – Coupe horizontale de la modélisation du réacteur HBR-2 réalisée avec MCNP6.

Dans le fichier d'entrée "HBRHE81", la densité du modérateur dans le cœur du réacteur est fixée de manière homogène à $0,766 \text{ g.cm}^{-3}$. Cette densité correspond à une température d'environ 280°C dans les conditions de pression du réacteur lors du cycle n°9 (environ 155 bars). De la même manière, la densité du modérateur dans la zone du bypass est fixée à $0,776 \text{ g.cm}^{-3}$ ($\sim 273^\circ\text{C}$) et à $0,787 \text{ g.cm}^{-3}$ dans les zones de descentes annulaires ($\sim 267^\circ\text{C}$). Ces valeurs correspondent à celles recommandées dans le benchmark et n'ont donc pas été modifiées dans cette étude.

Trois capsules de surveillances, axialement localisées à $+28\text{cm}$, 0cm et -28cm (cf. figure 4.8) sont modélisées à la position azimutale 20° . Trois plaques d'acier A533B (équivalent à l'acier de cuve) sont disposées dans chaque capsule de surveillance. Ces plaques sont recouvertes d'une fine couche de Gadolinium et montées sur un support en acier inoxydable de type SS-304 (cf. figure 4.7). Dans le modèle "HBRHE81", chaque plaque d'acier fait 15 cm en hauteur, environ 1 cm en épaisseur. La largeur totale des capsules de surveillance, en incluant leur support, est d'environ 5° . Cette largeur n'est pas en accord avec les données de la référence [119], dans laquelle il est spécifié que les capsules ont une largeur totale de $2,13^\circ$ (support inclus). Néanmoins, il semble raisonnable de considérer que l'impact de cet écart de modélisation sur l'évaluation des activations des dosimètres est relativement faible au regard des incertitudes inhérentes à de telles évaluations. À titre d'exemple, les incertitudes évaluées sur les activités spécifiques des dosimètres dans la référence [122] sont de l'ordre de 15%. Par conséquent, la modélisation a été conservée telle quelle pour effectuer le travail de validation.

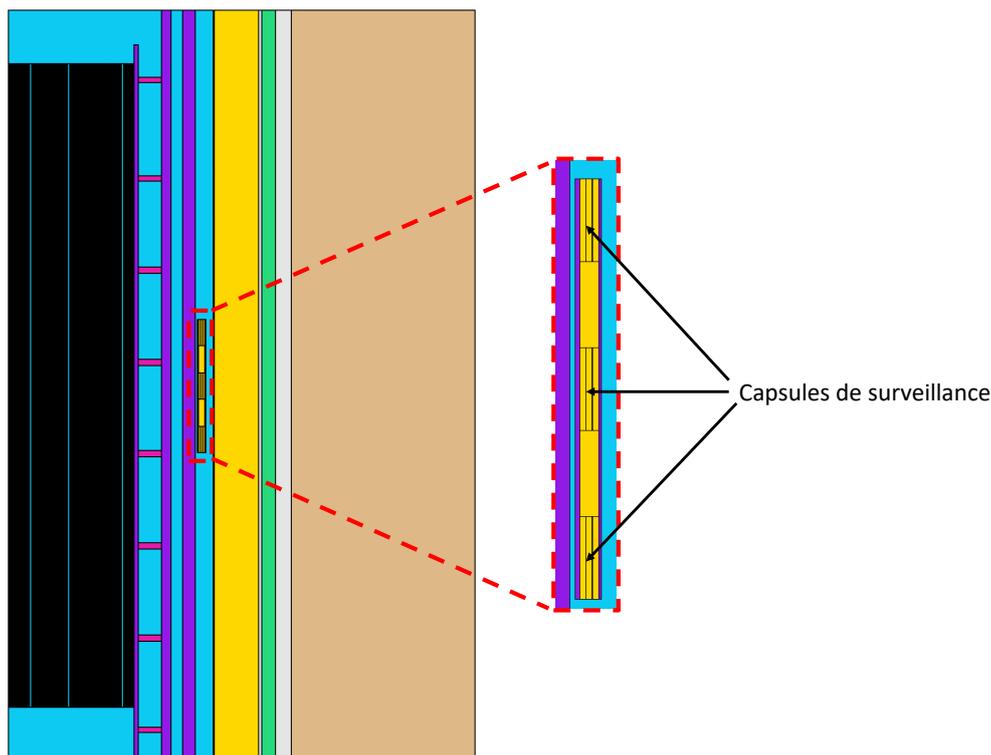


FIGURE 4.8 – Coupe verticale de la modélisation du réacteur HBR-2 réalisée avec MCNP6.

Pour la cellule associée au dosimètre de la cavité, la modélisation fournie dans le jeu de données MCNP du benchmark n'a pas été modifiée. Cette dernière est localisée juste derrière l'isolation de la cuve et contient de l'air (cf. figure 4.7). Le volume correspondant mesure 10 cm en largeur, 76 cm en hauteur et possède une épaisseur de 1,1 cm. Le volume d'air est entouré d'une fine couche de Gadolinium, elle-même entourée d'une fine couche d'aluminium (d'une épaisseur de 0,05 cm chacune).

Enfin, l'intégralité des données nucléaires utilisées pour modéliser le transport des neutrons étaient considérées à 300K dans le jeu de données de base. Dans la présente étude, le fichier d'entrée MCNP6 a été modifié de sorte à ce que les sections efficaces utilisées pour le calcul de transport soient considérées :

- à 900 K dans le combustible,
- à 600 K dans le modérateur,
- à 600 K dans tous les éléments situés entre le cœur et la cuve (en incluant la cuve elle-même),
- à 300 K dans tous les éléments extérieurs à la cuve.

Dans le cadre de l'approche α (cf. section 4.3.1.1), seule la bibliothèque ENDF/B-VII.1 [10] a été employée pour modéliser l'atténuation des neutrons. Pour l'approche β (cf. section 4.3.1.2) les bibliothèques de données nucléaires suivantes ont été testées : ENDF/B-VII.1, ENDF/B-VIII.0 [129], JEFF-3.3 [8] et JEFF-3.3 avec les sections efficaces du ^{56}Fe évaluées par L. Leal [130] (appelée JEFF-3.3-Leal dans la suite de ce manuscrit).

4.3.2.2 Modélisation des dosimètres

Les dosimètres ont été placés à deux emplacements dans le réacteur : dans les capsules de surveillance et dans la cavité. Dans la mesure où ces dosimètres ne sont pas physiquement modélisés dans le modèle MCNP6, les taux de réactions isotopiques (qui permettent de déduire les activités) sont calculés dans la plaque d'acier centrale des capsules de surveillance ainsi que dans la cellule associée à la cavité (cf. figure 4.7)⁴. Les taux de réactions isotopiques sont évalués à partir des flux neutroniques moyens dans les volumes considérés. Pour ce faire, des tallies volumiques de type "F4" sont combinés à des cartes "FM" [87] qui sont utilisés pour multiplier le flux neutronique évalué par la section efficace d'intérêt.

La composition des dosimètres n'est pas explicitement indiquée dans la base de données SINBAD. Cependant, un matériau fictif⁵ représentatif de la composition des dosimètres a été défini dans le jeu de données "HBRHE81". Ce dernier peut donc être associé aux cartes "FM" afin d'évaluer les taux de réactions isotopiques. La composition de ce matériau est récapitulée par le tableau 4.2. Il reste néanmoins important de noter que cette composition des dosimètres n'a pas pu être retrouvée ailleurs dans les données du benchmark.

TABLE 4.2 – Composition des dosimètres spécifiées dans le jeu de données "HBRHE81" [119].

| Isotope | Concentration atomique (<i>atomes · barn⁻¹ · cm⁻¹</i>) |
|-------------------|---|
| ⁵⁴ Fe | 5,13E-03 |
| ⁶³ Cu | 5,88E-02 |
| ⁵⁸ Ni | 6,26E-02 |
| ⁴⁶ Ti | 4,707E-03 |
| ²³⁷ Np | 5,081E-02 |
| ²³⁸ U | 4,75E-02 |

Du point de vue des sections efficaces de dosimétrie utilisées pour évaluer les taux de réactions, deux cas ont été considérés dans chaque calcul d'atténuation :

- les sections efficaces de la bibliothèque IRDFF-II (International Reactor Dosimetry and Fusion File [131]),
- les sections efficaces de la bibliothèque de données nucléaires utilisée pour modéliser le transport des neutrons (ENDF/B-VII.1 ou ENDF/B-VIII.0 ou JEFF-3.3 ou JEFF-3.3-Leal).

À titre d'information, la figure 4.9 présente les sections efficaces de dosimétrie de la bibliothèque JEFF-3.3. Ces sections efficaces montrent que tous les dosimètres considérés dans ce benchmark sont sensibles aux neutrons rapides, ce qui les rend adaptés à l'évaluation de la précision des évaluations du vieillissement de la cuve (dans la mesure

4. Les deux cellules considérées sont axialement localisées dans le plan équatorial ($Z = 0$ cm), puisque les activités spécifiques fournies dans le benchmark ont été évaluées dans ce plan axial.

5. Le terme "fictif" désigne ici un matériau qui n'est pas utilisé dans la définition de la géométrie.

où les neutrons rapides sont les contributeurs majoritaires aux dégâts d'irradiation). Enfin, il est intéressant de noter que les réactions $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{54}\text{Fe}(n,p)$, $^{46}\text{Ti}(n,p)$ et $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ sont des réactions avec un seuil d'énergie très prononcé.

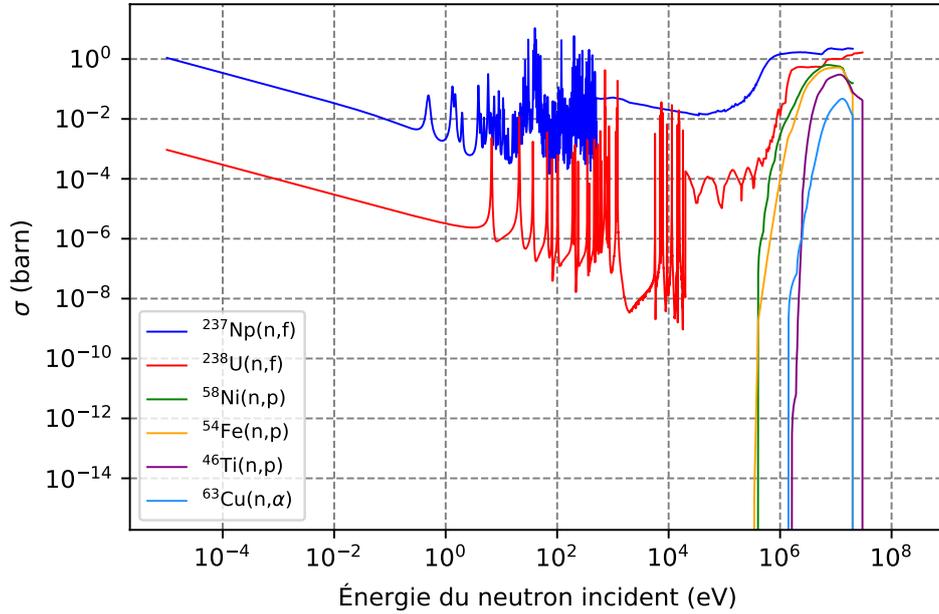


FIGURE 4.9 – Sections efficaces de dosimétrie de la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 traitées à 600 K.

4.3.2.3 Paramètres de calcul et réduction de variance

Afin d'accélérer la convergence du calcul d'atténuation Monte-Carlo, la méthode de réduction de variance des Weight Windows a été employée. Le code ADVANTG 3.2 [32] a été utilisé ici pour générer les fenêtres de poids selon la méthode Forward Weighted Cadis [33]. Au final, un calcul d'atténuation MCNP6 a été effectué pour chacune des combinaisons approche-bibliothèque de données nucléaires étudiées (exemple : approche β avec la bibliothèque ENDF/B-VII.1). Dans chaque calcul à source fixe, 8E9 histoires de neutrons ont été simulées.

4.3.2.4 Post-traitement des résultats du calcul d'atténuation MCNP6

Afin d'obtenir les taux de réactions $R_{c,k}$ dans les dosimètres en $\text{réactions} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{atome}^{-1}$, les résultats des tallies MCNP6 sont post-traités selon l'équation 4.1.

$$R_{c,k} = \frac{\overline{P_{th,core}} \cdot C_f \cdot T_{c,k}}{8 \cdot \rho_i \cdot 10^{24}} \quad (4.1)$$

où pour une réaction c et une localisation de dosimètre k , $T_{c,k}$ est la sortie du tally MCNP6 ($\text{réactions} \cdot \text{neutron}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$), $\overline{P_{th,core}}$ est la puissance thermique moyenne du réacteur sur le cycle n°9 (qui est environ égale à 1730 MW_{th} selon les données du benchmark), C_f est le coefficient de conversion puissance thermique - neutrons émis ($\text{neutrons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MW}^{-1}$) et ρ_i est la concentration atomique de l'isotope i responsable de la réaction c dans les dosimètres ($\text{atomes} \cdot \text{barn}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, cf tableau 4.2). Le facteur 1/8 est ajouté pour tenir compte du fait que seul un huitième du réacteur est modélisé

dans le calcul d'atténuation MCNP6 et le facteur 10^{24} effectue une conversion d'unité de barn à cm^2 .

Pour l'approche α , la valeur du coefficient C_f a été reprise de l'étude menée par I. Remec et F.B.K Kam (qui est l'analyse qui a été fournie en 1997 avec les données du benchmark [119]), dans laquelle une valeur de $8,175 \cdot 10^{16} \text{ neutrons} \cdot s^{-1} \cdot MW^{-1}$ est spécifiée. Cette valeur a été évaluée avec le code DOTSOR [132] pour un taux de combustion de 28,596 GWj/t, qui correspond au taux de combustion moyen des assemblages "S10", "S09" et "S08" sur le cycle n°9.

Pour l'approche β , le coefficient C_f a été calculé en appliquant l'équation 4.2 aux données évaluées par SIMULATE5 et moyennées sur le cycle n°9 (cf. section 4.3.1.2).

$$C_f = \frac{\sum_a \sum_i \overline{R_{f,i,a}(t) \cdot \nu_i}}{\overline{P_{th,S5}}} \quad (4.2)$$

où pour un isotope i et un assemblage a , $\overline{R_{f,i,a}(t) \cdot \nu_i}$ est le taux de production de neutrons de fission moyenné sur le cycle ($\text{neutrons} \cdot s^{-1}$) et $\overline{P_{th,S5}}$ est la puissance thermique moyenne du réacteur sur le cycle modélisé avec SIMULATE5 (qui égale à la puissance nominale du réacteur, soit 2300 MW_{th}).

En utilisant cette méthode, une valeur de $7,93302 \cdot 10^{16} \text{ neutrons} \cdot s^{-1} \cdot MW^{-1}$ a été obtenue pour le coefficient C_f . Cette valeur est légèrement inférieure à celle évaluée par I. Remec et F.B.K Kam. Cette observation est cohérente avec les observations de la référence [122], qui estime que le coefficient C_f évalué par I. Remec et F.B.K Kam induit une surestimation de l'activité des dosimètres. Le coefficient C_f évalué par l'équation 4.2 a donc été utilisé pour post-traiter les résultats du calcul d'atténuation MCNP6 (cf. équation 4.1) effectué en utilisant le terme source généré avec l'approche β .

Une fois les taux de réactions $R_{c,k}$ évalués, les activités spécifiques A_k (en $Bq \cdot mg^{-1}$) sont déduites de ces derniers selon la formule 4.3.

$$A_{c,k} = f_{c,k} \cdot R_{c,k} \quad (4.3)$$

où pour une réaction c et une localisation de dosimètre k , $R_{c,k}$ est le taux de réaction ($\text{réactions} \cdot s^{-1} \cdot \text{atome}^{-1}$) et $f_{c,k}$ est le facteur de conversion taux de réaction - activité spécifique ($\text{atome} \cdot mg^{-1}$). Les valeurs de $f_{c,k}$ utilisées ici sont issues de la référence [124] et sont récapitulées dans le tableau 4.3

Les valeurs d'activités spécifiques ainsi calculées sont finalement comparées directement aux valeurs expérimentales via les ratio C/E, définis par l'équation 4.4.

$$C/E = \frac{A_{calc}}{A_{exp}} \quad (4.4)$$

où A_{calc} est l'activité calculée via les approches α ou β ($Bq \cdot mg^{-1}$) et A_{exp} est l'activité mesurée expérimentalement spécifiée dans les données du benchmark ($Bq \cdot mg^{-1}$, cf. tableau 4.1).

TABLE 4.3 – Facteurs de conversion taux de réaction - activité spécifique extraits de la référence [124].

| | | Position des dosimètres | |
|---|---|--------------------------|-----------------------|
| | | Capsules de surveillance | Cavité du réacteur |
| $f_{c,k}$ (<i>atome · mg⁻¹</i>) | $^{237}\text{Np}(\text{n,f})^{137}\text{Cs}$ | $3,082 \cdot 10^{15}$ | $3,085 \cdot 10^{15}$ |
| | $^{238}\text{U}(\text{n,f})^{137}\text{Cs}$ | $2,0950 \cdot 10^{15}$ | $2,952 \cdot 10^{15}$ |
| | $^{58}\text{Ni}(\text{n,p})^{58}\text{Co}$ | $3,576 \cdot 10^{18}$ | $3,844 \cdot 10^{18}$ |
| | $^{54}\text{Fe}(\text{n,p})^{54}\text{Mn}$ | $2,494 \cdot 10^{17}$ | $2,558 \cdot 10^{17}$ |
| | $^{46}\text{Ti}(\text{n,p})^{46}\text{Sc}$ | $5,364 \cdot 10^{17}$ | $5,737 \cdot 10^{17}$ |
| | $^{63}\text{Cu}(\text{n},\alpha)^{60}\text{Co}$ | $6,697 \cdot 10^{17}$ | $6,726 \cdot 10^{17}$ |

Les ratios C/E sont les grandeurs qui permettent d'évaluer la précision du schéma de calcul développé. Des ratios C/E proches de 1 indiquent une modélisation précise. *A contrario*, plus les ratios C/E s'éloignent de 1, plus la qualité de la modélisation peut être remise en cause.

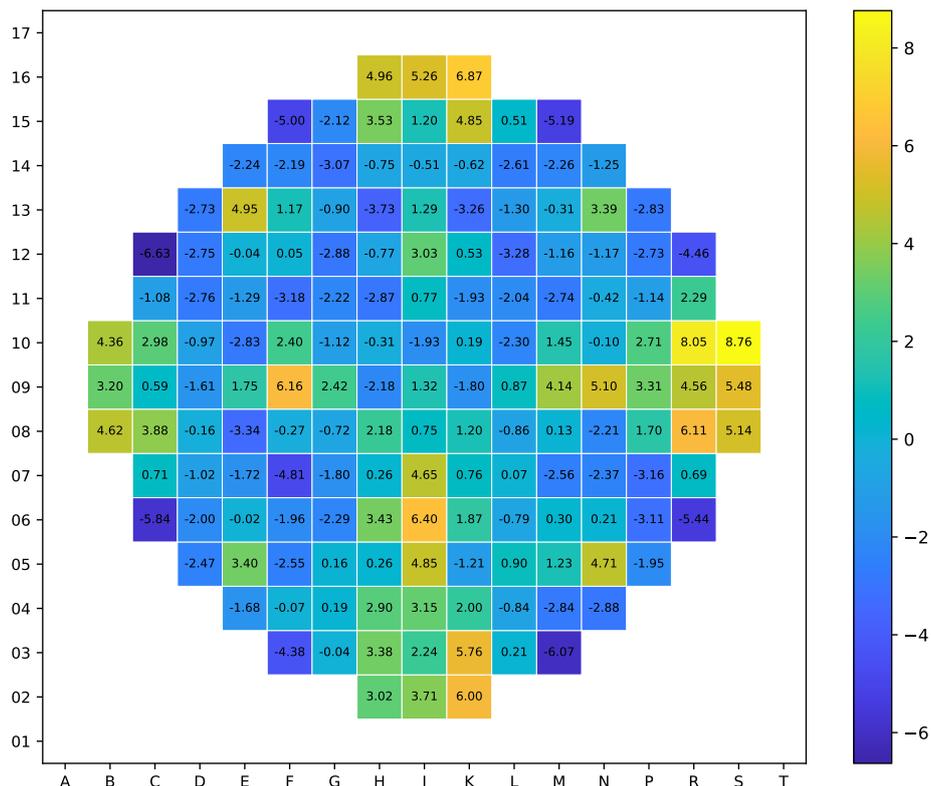
4.4 Résultats obtenus

4.4.1 Distribution spatiale des neutrons de fission

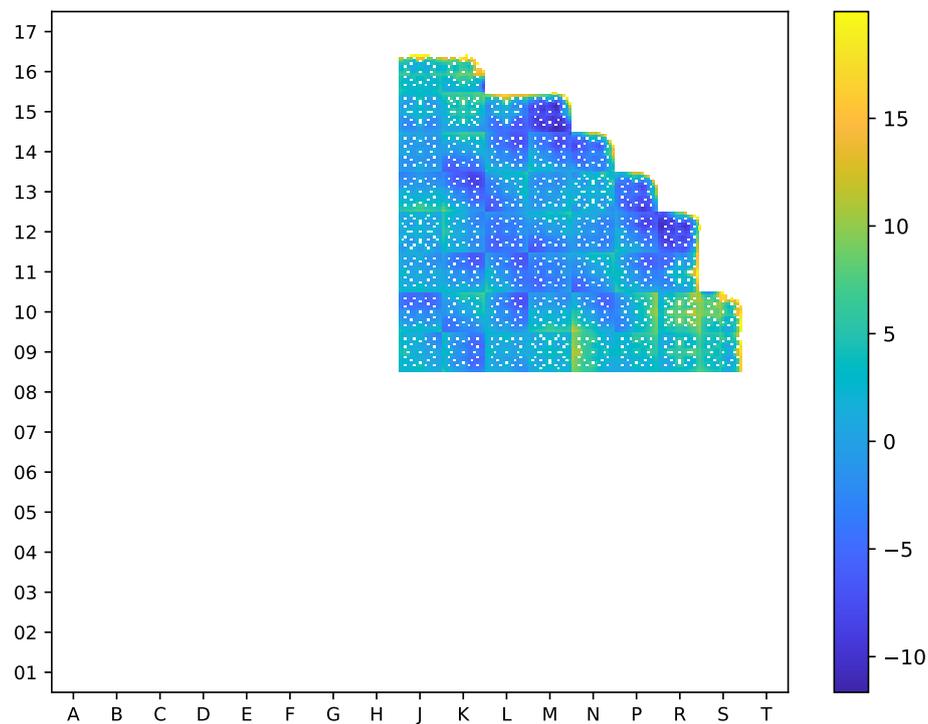
En premier lieu, la distribution spatiale de neutrons de fission obtenue avec la méthode β a été comparée à celle reconstruite depuis les données fournies dans le benchmark (approche α). La figure 4.10 présente les différences relatives obtenues entre les deux approches.

À l'échelle assemblage, les écarts observés sont globalement inférieurs à 3% (en valeur absolue) dans le centre du cœur et tendent à augmenter en périphérie jusqu'à atteindre 8,76%. Une asymétrie significative au niveau des différences relatives peut être observée entre le bord gauche et le bord droit du cœur. Ce phénomène provient des puissances moyennes cycle fournies dans le benchmark, qui sont également asymétriques entre le bord gauche et le bord droit du cœur (cf. figure 4.6). Cette observation laisse supposer qu'il existe un "tilt" de puissance dans le réacteur, qui est impossible à reproduire avec l'approche β .

À l'échelle du crayon, les différences sont relativement homogènes au sein des assemblages localisés au centre du cœur, avec quelques augmentations (en valeur absolue) locales au niveau des jonctions entre deux assemblages de taux de combustion significativement différents (ayant donc des teneurs en ^{239}Pu différentes). *A contrario*, une forte augmentation des différences est observée pour les rangées de crayons les plus externes, pour lesquelles l'approche β surestime systématiquement les taux de production de neutrons sources par rapport à l'approche α . Ces surestimations atteignent 200% pour quelques crayons localisés sur les rangées les plus externes (non-représentées sur la figure 4.10b) et s'expliquent par le fait que les puissances relatives fournies dans le benchmark pour ces rangées de crayons sont très faibles (cf. figure 4.6b).



(a)



(b)

FIGURE 4.10 – Différences relatives (%) entre les distributions de neutrons de fission moyennes du réacteur H.B. Robinson-2 sur le cycle n°9 évaluées avec les approches α et β ($\frac{\beta-\alpha}{\alpha}$). Les différences sont présentées à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon combustible (b). Pour les différences à l'échelle du crayon combustible, seules les valeurs inférieures ou égales à 20% sont affichées afin de faciliter la visualisation.

Il est également intéressant de noter que l'approche β surestime les taux de productions de neutrons de fission dans les assemblages "R10", "S10", "R09", "S09", "R08" et "S08", qui sont les principaux contributeurs au flux neutronique dans la cavité. *A contrario*, les taux de productions de neutrons de fission dans les autres assemblages contribuant au flux dans les capsules (exemples : "R12", "P13", "N14", etc.) tendent à être sous-estimés par l'approche β en comparaison de l'approche α .

A la lumière de ces résultats, il est possible d'attendre que l'approche β prédise des activités spécifiques plus élevées dans la cavité que l'approche α . Par contre, il est possible de n'attendre qu'une faible variation des activités prédites dans les capsules de surveillance en passant de l'approche α à l'approche β , en raison d'effets de compensation (exemple : le taux de production de neutrons de fission de l'assemblage S10 est surestimé alors que celui de l'assemblage R12 est sous-estimé).

De manière générale, il est probable que les différences explicitées ci-dessus proviennent majoritairement de certains écarts de modèles entre l'approche α et l'approche β , à savoir :

- la méthodologie de calcul employée pour évaluer le terme source de neutrons de fission dans l'approche β utilise le code SIMULATE5 qui se base sur l'approximation de la diffusion. En comparaison, la nappe de puissance moyenne du cycle n°9 fournie dans le benchmark a été évaluée à partir de nappes de taux de combustion qui ont probablement été obtenues en combinant des données expérimentales et des calculs de neutronique,
- la distribution spatiale des neutrons de fission a été assimilée à celle de la puissance dans l'approche α . *A contrario*, l'approche β évalue la distribution spatiale des neutrons de fission directement à partir des taux de production de neutrons de fission (produit $R_f \cdot \nu$),
- le réacteur a été modélisé comme fonctionnant à puissance nominale dans l'approche β alors que l'historique réel de puissance a probablement été pris en compte dans les données du benchmark qui ont été utilisées dans l'approche α ,
- la bibliothèque de données nucléaires utilisée dans l'approche β pour évaluer le terme source de neutrons de fission (basée sur ENDF/B-VII.1) diffère probablement de celle utilisée dans l'approche α .

Finalement, l'analyse des activités des dosimètres permettra de discuter la qualité des deux termes sources de neutrons de fission générés.

4.4.2 Sur les taux de réactions

Les taux de réactions ont été calculés en utilisant la distribution de neutrons de fission moyenne du cycle n°9, évaluées avec les approches α ou β . Le post-traitement des sorties des tallies MCNP6 a été effectué tel que décrit dans la section 4.3.2.4.

Les résultats obtenus sont présentés, pour les capsules dans le tableau 4.4 et pour la cavité dans le tableau 4.5. Afin d'avoir un point de comparaison, ces tableaux récapitulent également les taux de réactions obtenus dans l'analyse effectuée en 1997 par I. Remec et F.B.K Kam avec le code de transport bidimensionnel DORT [133] et la bibliothèque de données nucléaires BUGLE-96 [134].

TABLE 4.4 – Taux de réactions obtenus dans les capsules de surveillance. Les valeurs entre parenthèses indiquent les déviations standard des réponses des tallies MCNP6 (indiquées en %). L'acronyme D.N. indique ici les bibliothèques de données nucléaires.

| | | Taux de réactions ($réactions \cdot s^{-1} \cdot atome^{-1}$) | | | | | | |
|--|---------------------|---|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------------|
| Approche | D.N. - Transport | D.N. - Dosimétrie | $^{237}\text{Np}(n,f)$ | $^{238}\text{U}(n,f)$ | $^{58}\text{Ni}(n,p)$ | $^{54}\text{Fe}(n,p)$ | $^{46}\text{Ti}(n,p)$ | $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ |
| Remec et Kam - DORT | | BUGLE-96 | 1,06E-13 | 1,54E-14 | 4,74E-15 | 3,51E-15 | 5,62E-16 | 3,57E-17 |
| Approche α & MCNP6 | ENDF/B-VII.1 | ENDF/B-VII.1 | 1,067E-13 (0,55) | 1,373E-14 (0,68) | 4,123E-15 (0,87) | 3,036E-15 (0,94) | 5,035E-16 (1,41) | 2,960E-17 (1,85) |
| | | IRDFE-II | 1,072E-13 (0,55) | 1,394E-14 (0,67) | 4,150E-15 (0,90) | 2,998E-15 (0,97) | 5,466E-16 (1,40) | 3,019E-17 (1,84) |
| Approche β & MCNP6 | ENDF/B-VII.1 | ENDF/B-VII.1 | 1,041E-13 (0,58) | 1,407E-14 (0,72) | 4,166E-15 (0,93) | 3,060E-15 (0,99) | 5,066E-16 (1,54) | 3,057E-17 (2,05) |
| | | IRDFE-II | 1,109E-13 (0,58) | 1,428E-14 (0,72) | 4,187E-15 (0,95) | 3,012E-15 (1,02) | 5,494E-16 (1,53) | 3,118E-17 (2,05) |
| | ENDF/B-VIII.0 | ENDF/B-VIII.0 | 9,966E-14 (0,61) | 1,223E-14 (0,76) | 3,452E-15 (1,03) | 2,513E-15 (1,09) | 4,272E-16 (1,65) | 3,836E-17 (2,21) |
| | | IRDFE-II | 1,002E-13 (0,62) | 1,223E-14 (0,76) | 3,503E-15 (1,02) | 2,513E-15 (1,09) | 4,633E-16 (1,64) | 2,645E-17 (2,18) |
| | JEFF-3.3 | JEFF-3.3 | 1,126E-13 (0,57) | 1,444E-14 (0,71) | 4,259E-15 (0,92) | 2,743E-15 (1,02) | 5,292E-16 (1,53) | 2,887E-17 (2,06) |
| | | IRDFE-II | 1,131E-13 (0,58) | 1,469E-14 (0,71) | 4,194E-15 (0,94) | 3,001E-15 (1,02) | 5,298E-16 (1,53) | 2,957E-17 (2,03) |
| JEFF-3.3 avec ^{56}Fe pris de Leal | JEFF-3.3 | 9,957E-14 (0,60) | 1,319E-14 (0,74) | 4,193E-15 (0,94) | 2,743E-15 (1,04) | 5,374E-16 (1,56) | 2,962E-17 (2,11) | |
| | IRDFE-II | 1,001E-13 (0,61) | 1,338E-14 (0,74) | 4,151E-15 (0,96) | 3,003E-15 (1,04) | 5,381E-16 (1,55) | 3,031E-17 (2,08) | |

Dans ces tableaux, il est possible de remarquer que la déviation standard des réponses des tallies MCNP6 obtenue avec les paramètres de calcul spécifiés dans la section 4.3.2.3 sont systématiquement inférieures dans la cavité que dans les capsules. Ce comportement est dû au paramétrage de la nappe de poids générée par le code ADVANTG-3.2, qui favorise légèrement les histoires de neutrons se dirigeant vers la cavité par rapport à celles se dirigeant vers les capsules de surveillance.

De manière générale, les déviations standard obtenues sur les taux de réactions sont inférieures ou égales au %. Elles sont néanmoins légèrement plus importantes pour les réactions $^{46}\text{Ti}(n,p)$ et $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ pour lesquelles les incertitudes atteignent respectivement jusqu'à 1,65% et 2,21% dans la cavité. Ce comportement est probablement induit par le fait que ces réactions sont des réactions avec un seuil d'énergie de l'ordre de 4 MeV (cf. figure 4.9). Or, la quantité de neutrons de hautes énergies dans les capsules de surveillance et dans la cavité est plutôt faible au regard de la population de neutrons de basses énergies.

Dans le tableau 4.4, il est possible d'observer que les taux de réactions obtenus dans les capsules de surveillance avec l'approche β sont globalement similaires à ceux obtenus avec l'approche α (à bibliothèques de données nucléaires équivalentes). Néan-

TABLE 4.5 – Taux de réactions obtenus dans la cavité. Les valeurs entre parenthèses indiquent les déviations standard des réponses des tallies MCNP6 (indiquées en %). L’acronyme D.N. indique ici les bibliothèques de données nucléaires.

| Approche | D.N. - Transport | D.N. - Dosimétrie | Taux de réactions (<i>réactions · s⁻¹ · atome⁻¹</i>) | | | | | |
|---------------------|--|----------------------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | | | ²³⁷ Np(n,f) | ²³⁸ U(n,f) | ⁵⁸ Ni(n,p) | ⁵⁴ Fe(n,p) | ⁴⁶ Ti(n,p) | ⁶³ Cu(n,α) |
| Remec et Kam - DORT | | BUGLE-96 | 4,13E-15 | 2,11E-16 | 4,79E-17 | 3,23E-17 | 5,16E-18 | 3,63E-19 |
| Approche α & MCNP6 | ENDF/B-VII.1 | ENDF/B-VII.1 | 5,276E-15 (0,21) | 2,284E-16 (0,39) | 5,001E-17 (0,55) | 3,321E-17 (0,64) | 5,559E-18 (1,04) | 3,625E-19 (1,34) |
| | | IRDFE-II | 5,319E-15 (0,21) | 2,340E-16 (0,39) | 4,803E-17 (0,59) | 3,247E-17 (0,67) | 6,004E-18 (1,04) | 3,693E-19 (1,33) |
| Approche β & MCNP6 | ENDF/B-VII.1 | ENDF/B-VII.1 | 5,649E-15 (0,22) | 2,414E-16 (0,41) | 5,189E-17 (0,58) | 3,425E-17 (0,68) | 5,633E-18 (1,10) | 3,672E-19 (1,40) |
| | | IRDFE-II | 5,695E-15 (0,22) | 2,475E-16 (0,21) | 4,971E-17 (0,62) | 3,344E-17 (0,71) | 6,084E-18 (1,09) | 3,740E-19 (1,40) |
| | ENDF/B-VIII.0 | ENDF/B-VIII.0 | 4,745E-15 (0,23) | 1,919E-16 (0,46) | 3,610E-17 (0,72) | 2,481E-17 (0,81) | 4,425E-18 (1,27) | 4,447E-19 (1,59) |
| | | IRDFE-II | 4,784E-15 (0,23) | 1,918E-16 (0,46) | 3,712E-17 (0,70) | 2,480E-17 (0,81) | 4,761E-18 (1,27) | 3,106E-19 (1,58) |
| | JEFF-3.3 | JEFF-3.3 | 5,845E-15 (0,22) | 2,631E-16 (0,4) | 5,574E-17 (0,55) | 3,222E-17 (0,67) | 6,003E-18 (1,11) | 3,642E-19 (1,45) |
| | | IRDFE-II | 5,892E-15 (0,22) | 2,685E-16 (0,40) | 5,252E-17 (0,59) | 3,492E-17 (0,68) | 6,010E-18 (1,11) | 3,705E-19 (1,43) |
| | JEFF-3.3 avec ⁵⁶ Fe pris de Leal | JEFF-3.3 | 3,886E-15 (0,24) | 1,853E-16 (0,46) | 4,997E-17 (0,61) | 3,143E-17 (0,69) | 6,121E-18 (1,10) | 3,753E-19 (1,47) |
| | | IRDFE-II | 3,915E-15 (0,24) | 1,878E-16 (0,46) | 4,874E-17 (0,63) | 3,418E-17 (0,69) | 6,128E-18 (1,10) | 3,817E-19 (1,45) |

moins, le tableau 4.5 met en évidence que les taux de réaction obtenus avec l’approche β dans la cavité sont systématiquement supérieurs à ceux obtenus avec l’approche α. Ces résultats sont en bonne cohérence avec ce qui pouvait être attendu en observant les différences qui existent entre les distributions spatiales de neutrons de fission évaluées par les deux approches.

De plus, les résultats obtenus avec les bibliothèques ENDF/B-VII.1, JEFF-3.3 sont globalement en bonne cohérence les uns avec les autres. *A contrario*, les taux de réactions obtenus avec ENDF/B-VIII.0 sont largement en deçà de ceux obtenus avec les autres bibliothèques. Cette tendance n’est pas améliorée par l’utilisation de la bibliothèque IRDFE-II pour évaluer les taux de réaction. Ces observations indiquent donc que la modélisation du transport des neutrons du cœur vers les sites d’intérêt est significativement différente avec la librairie ENDF/B-VIII.0 par rapport aux autres bibliothèques de données nucléaires testées.

Il est également intéressant d’observer une forte variation de certains taux de réactions (notamment ²³⁷Np(n,f), ²³⁸U(n,f) et ⁵⁸Ni(n,p)) en utilisant les sections efficaces du ⁵⁶Fe évaluées par L. Leal pour modéliser le transport des neutrons au lieu de celles implémentées à l’origine dans JEFF-3.3. Particulièrement, un effet plus important sur les taux de réactions est observé dans la cavité que dans les capsules. Ceci s’explique majoritairement par le fait que les neutrons arrivant dans les capsules de surveillance n’ont pas à traverser la cuve pour atteindre le détecteur. En effet, la cuve est en acier de type A533B, composé à 97,90% de Fer alors que des éléments comme le baffle, l’enveloppe ou le bouclier thermique sont constitués d’acier inoxydable de type SS-304,

composé de seulement 69,0% de Fer. De plus, l'épaisseur de la cuve est supérieure à la somme des épaisseurs du baffle, de l'enveloppe et du bouclier thermique.

Enfin, les taux de réactions obtenus avec les bibliothèques ENDF/B-VII.1 et JEFF-3.3 sont en moyenne légèrement inférieurs à ceux obtenus par I. Remec et F.B.K Kam dans les capsules de surveillance. *A contrario*, les taux de réactions évalués dans la cavité sont légèrement supérieurs. Compte tenu du fait que les prédictions des activations spécifiques obtenues par I. Remec et F.B.K Kam avaient tendance à être en deçà des valeurs expérimentales, une amélioration des C/E est attendue dans la cavité et une légère dégradation des C/E est attendue dans les capsules de surveillance.

4.4.3 Sur les activités spécifiques dosimètres

Les activités spécifiques dans les dosimètres et les ratios C/E associés ont été calculées à partir des taux de réactions selon la méthodologie décrite dans la section 4.3.2.4. En premier lieu, la figure 4.11 présente les résultats obtenus avec les approches α et β en utilisant la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII.1. De la même manière que précédemment, les résultats obtenus par I. Remec et F.B.K Kam sont rappelés ici afin d'avoir un point de comparaison.

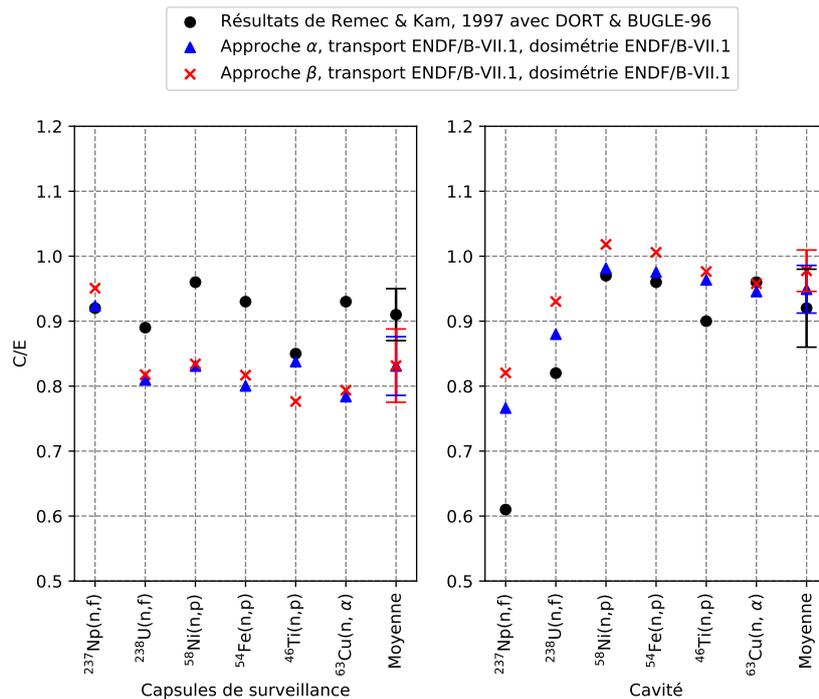


FIGURE 4.11 – Ratios C/E obtenus avec les approches α et β en utilisant la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII.1. Les résultats obtenus par I. Remec et F.B.K. Kam dans la référence [119] sont indiqués à titre de comparaison. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

Dans cette figure (et dans celles à venir), il a été choisi de ne pas représenter les incertitudes statistiques des valeurs de C/E, dans la mesure où celles-ci étaient globalement peu significatives. Seule la déviation standard associée au calcul de la moyenne

des C/E est représentée, cette dernière étant bien plus importante que l'incertitude statistique des calculs. Cependant, le travail de propagation d'incertitudes effectué par R. Pittarello et al. dans la référence [122] a permis de mettre en évidence que les incertitudes associées aux évaluations des activités spécifiques du benchmark HBR-2 peuvent être de l'ordre 15% (à $\pm 1 \sigma$).

Pour les capsules de surveillance, les ratios C/E obtenus avec les approches α et β sont relativement semblables et restent globalement supérieurs à 0,8. Les valeurs moyennes sont à peu près égales à 0,84. Il est également possible de constater que les résultats obtenus ici sont globalement moins proches des valeurs expérimentales que ceux de I. Remec et F.B.K Kam.

Pour la cavité, les C/E obtenus avec les approches α et β sont globalement supérieurs à 0,9, sauf pour la réaction $^{237}\text{Np}(n,f)$ où le coefficient C/E est significativement plus faible. Des résultats similaires ont été retrouvés concernant cette réaction dans les références [122, 123, 124]. Par conséquent, il est raisonnable de considérer ici qu'il existe une erreur de mesure concernant cette valeur expérimentale. Ainsi, l'activité spécifique du $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'a pas été prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

Dans l'ensemble, les approches α et β semblent donc amener une amélioration des prédictions des activités spécifiques dans la cavité par rapport à l'approche de I. Remec et F.B.K Kam. Les ratios C/E moyens obtenus avec les approches α et β sont ici d'environ 0,94 et 0,98 respectivement. Par conséquent, il semble également que le modèle β soit ici légèrement plus précis que le modèle α .

De manière générale, les résultats obtenus ici recoupent ceux de la référence [122], qui a montré qu'une analyse fine du benchmark HBR-2 en utilisant le code MCNP induisait, par rapport aux travaux de I. Remec et F.B.K Kam, une dégradation des prédictions d'activation dans les capsules et une amélioration de ces dernières dans la cavité. Cependant, les hypothèses inhérentes à l'approche utilisée par I. Remec et F.B.K Kam induisent que la qualité de ces résultats est au moins partiellement fortuite, c'est à dire qu'il n'est pas assuré que d'aussi bons résultats seraient obtenus dans une autre configuration.

Il reste néanmoins important de préciser que les propos tenus ici sur la qualité des différents modèles restent à modérer, compte tenu des incertitudes inhérentes aux évaluations de C/E (de l'ordre de 15% à $\pm 1 \sigma$ selon [122]) ou encore des déviations standard associées au calcul des valeurs moyennes.

Afin de mettre en perspective les ratios C/E obtenus avec l'approche β et la bibliothèque ENDF/B-VII.1, la figure 4.12 présente à nouveaux ces résultats aux cotés de ceux obtenus avec l'approche β et les bibliothèques ENDF/B-VIII.0 et JEFF-3.3. Sur cette figure, il est possible de remarquer que les résultats obtenus avec la bibliothèque ENDF/B-VII.1 sont en bonne cohérence avec ceux obtenus avec la bibliothèque JEFF-3.3. *A contrario*, les ratios C/E évalués avec la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 sont largement dégradés en comparaison des autres bibliothèques de données nucléaires. Ces résultats recoupent les observations qui avaient été effectuées précédemment sur le taux de réactions et indiquent donc une mauvaise performance de la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 dans la modélisation du transport des neutrons. Il est également possible de noter que le ratio C/E obtenu avec ENDF/B-VIII.0 concernant l'activité spécifique

$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ est très différent de ceux évalués sur les autres activités spécifiques. Cette observation permet de suggérer qu'il existe également une anomalie concernant la section efficace associée à la réaction $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ dans la bibliothèque ENDF/B-VIII.0.

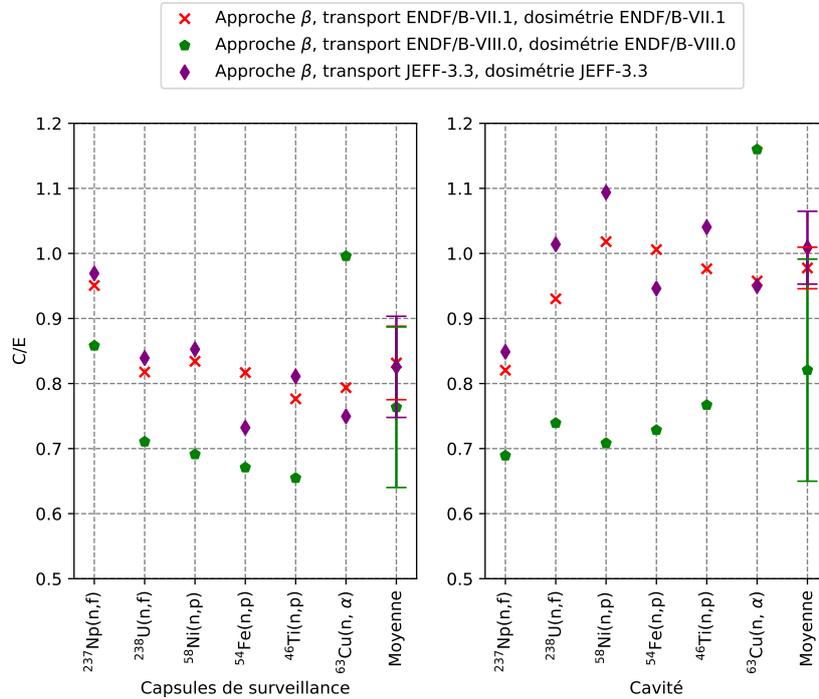


FIGURE 4.12 – Ratios C/E obtenus avec l'approche β et en utilisant les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VII.1 ou ENDF/B-VIII.0 ou JEFF-3.3. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

Afin de vérifier cette affirmation, la figure 4.13 présente les C/E obtenus en utilisant ENDF/B-VIII.0 pour le transport et la bibliothèque IRDFF-II pour la dosimétrie. Sur cette figure, il est possible de remarquer que l'utilisation de la bibliothèque IRDFF-II pour l'étape de dosimétrie ne change significativement pas les C/E obtenus, sauf pour la réaction $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$. Par conséquent, ces résultats confirment les suppositions formulées dans les paragraphes précédents. Ainsi, il est possible d'affirmer ici que la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 est peu performante pour modéliser le transport des neutrons depuis le cœur jusqu'aux capsules ou à la cavité. De la même manière, il est possible d'affirmer qu'une anomalie existe dans la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 concernant la section efficace associée à la réaction $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$.

A contrario, pour les bibliothèques ENDF/B-VII.1 et JEFF-3.3, les ratios C/E sont globalement en bonne cohérence avec ceux obtenus en remplaçant la bibliothèque par IRDFF-II pour l'étape de dosimétrie, comme le montre la figure 4.14.

Enfin, afin de mettre en évidence l'importance des sections efficaces du ^{56}Fe dans la modélisation du transport des neutrons, les C/E obtenus en ayant remplacé les sections efficaces du ^{56}Fe dans la bibliothèque JEFF-3.3 par celles évaluées par L. Leal [130] ont été comparés à ceux obtenus avec la bibliothèque JEFF-3.3 classique. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 4.15.

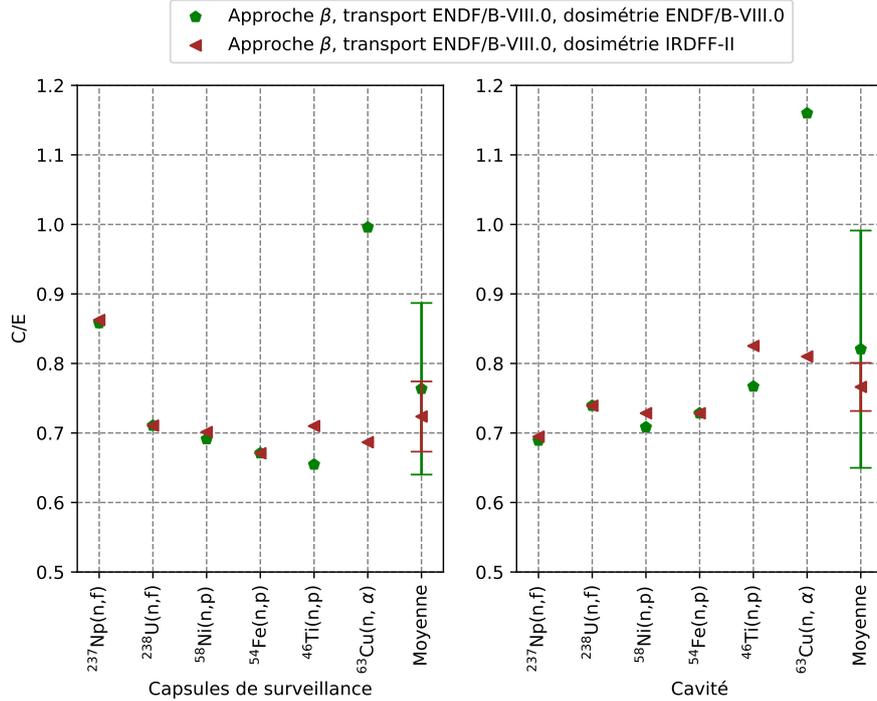


FIGURE 4.13 – Ratios C/E obtenus avec l’approche β en utilisant la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 pour le transport et la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 ou IRDFF-II pour la dosimétrie. L’activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n’est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

Les résultats montrent que les sections efficaces du ^{56}Fe évaluées par L. Leal affectent significativement le transport des neutrons, dans la mesure où des variations importantes sont observées concernant les réactions $^{237}\text{Np}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,f)$ et $^{58}\text{Ni}(n,p)$. Ces variations sont bien plus importantes dans la cavité que dans les capsules de surveillance, ce qui est induit par le fait que les neutrons doivent traverser une quantité de fer plus importante, comme discuté lors de la section 4.4.2. Dans la mesure où seules les sections efficaces utilisées pour modéliser le transport des neutrons ont été modifiées, les variations de C/E observées sont uniquement induites par la variation du spectre en énergie des neutrons incidents.

Toutefois, les sections efficaces évaluées par L. Leal ne semblent pas induire une amélioration des prédictions des activités spécifiques. Afin de mettre en perspective cette observation, la figure 4.16a présente une comparaison entre la section efficace totale du ^{56}Fe de la bibliothèque JEFF-3.3 classique et celle utilisée avec la bibliothèque JEFF-3.3-Leal. Cette figure permet de mettre en évidence que la section efficace totale du ^{56}Fe évaluée par L. Leal diffère significativement de celle de JEFF-3.3, en particulier dans la région des résonances, entre 10^4 eV et 2 MeV. Par conséquent, il est cohérent que les activités spécifiques des réactions $^{54}\text{Fe}(n,p)$, $^{46}\text{Ti}(n,p)$ et $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ ne soient pas affectées significativement par ce changement de sections efficaces, puisque ces réactions possèdent des seuils en énergie supérieurs à 2 MeV (cf. figure 4.9). Cependant, les impacts observés dans la figure 4.15 doivent être analysés avec précaution puisque la figure 4.16a met en évidence qu’il existe une incohérence dans la section efficace totale du ^{56}Fe modifiée par L. Leal. En effet, lors de l’analyse approfondie des

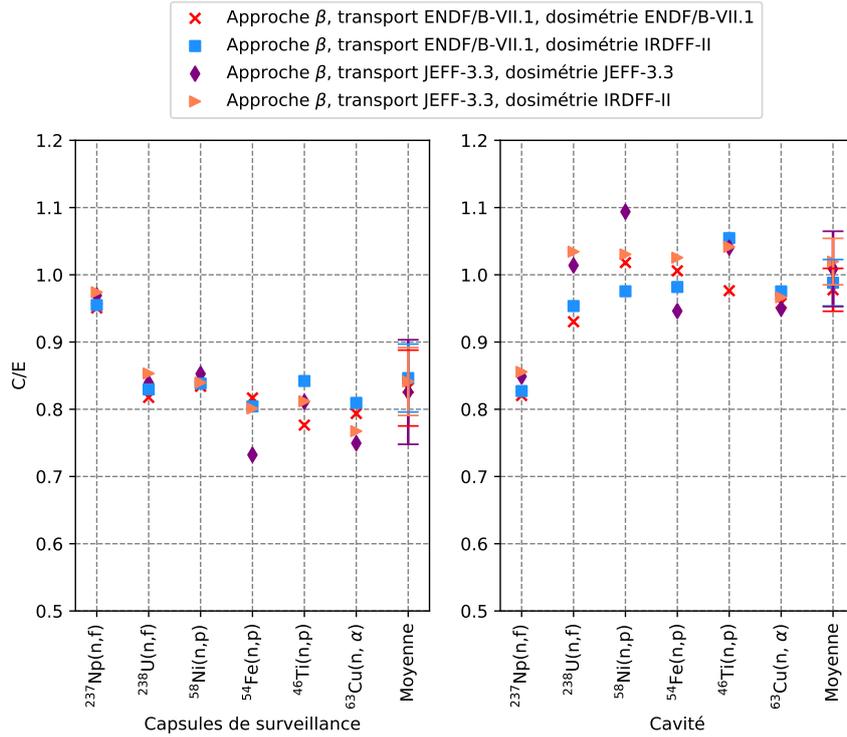


FIGURE 4.14 – Ratios C/E obtenus avec l’approche β et diverses combinaisons de bibliothèques de données nucléaires. L’activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n’est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

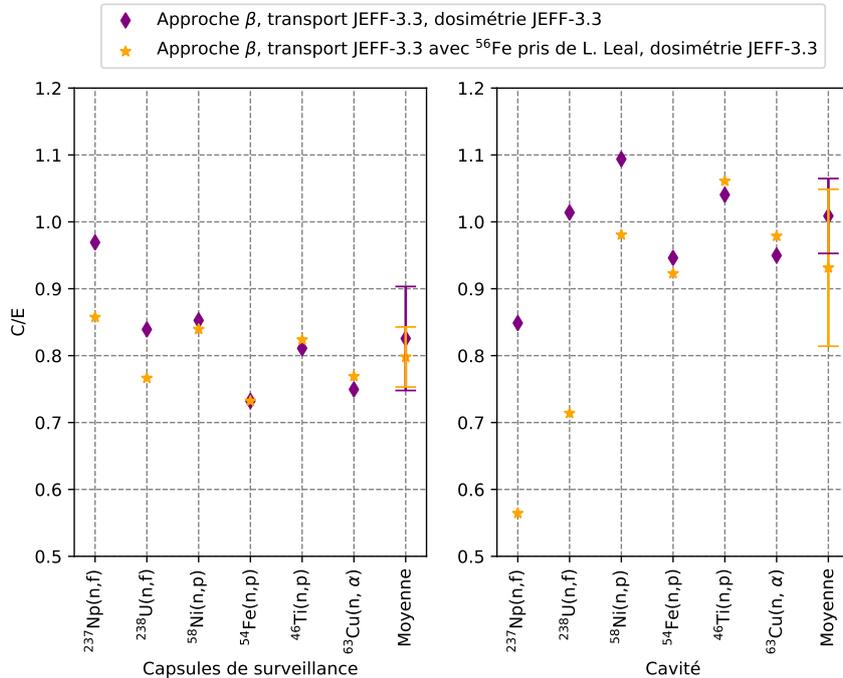


FIGURE 4.15 – Ratios C/E obtenus avec l’approche β en utilisant les bibliothèques de données nucléaires JEFF-3.3 ou JEFF-3.3-Leal (avant correction des sections efficaces de L. Leal). L’activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n’est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

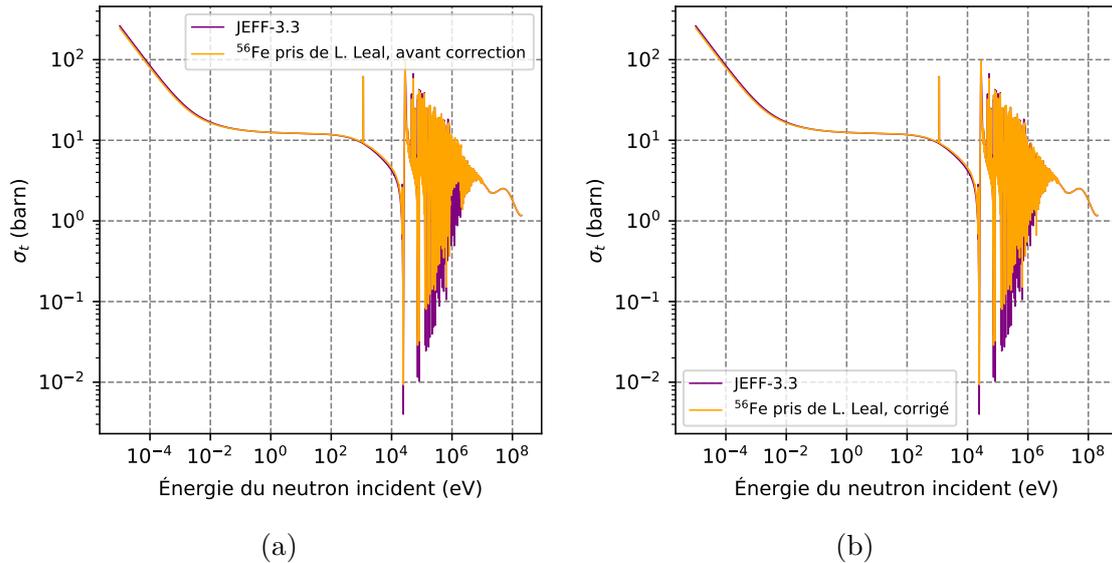


FIGURE 4.16 – Comparaison de la section efficace totale du ^{56}Fe de la bibliothèque JEFF-3.3 et celle modifiée par L. Leal (avant correction (a) et après correction (b) des sections efficaces de L. Leal).

résultats, un comportement particulier de la section efficace totale entre 850 keV et 2 MeV a été remarqué (cf. figure 4.16a), ce qui a permis de détecter une erreur lors de la reconstruction de la section efficace de diffusion élastique. Cette anomalie a donc pu être corrigée (cf. figure 4.16b) et l'étude a été reconduite. Les résultats actualisés sont présentés par la figure 4.17. Sur cette figure, il est possible de remarquer que les C/E sont cette fois en bon accord avec ceux obtenus en utilisant la bibliothèque JEFF-3.3 d'origine. Par conséquent, la modélisation de l'atténuation des neutrons de fission est ici peu sensible aux modifications apportées par L. Leal sur les sections efficaces du ^{56}Fe . Néanmoins, le travail effectué permet de statuer que, dans le cadre des études du vieillissement des cuves, une attention particulière doit être portée à l'évaluation des sections efficaces du ^{56}Fe .

Au final, compte tenu des incertitudes sur les évaluations des ratios C/E, ainsi que des résultats obtenus par les autres travaux ayant traité ce benchmark dans la littérature [122, 123, 124], les prédictions d'activation spécifiques obtenues avec l'approche β et les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VII.1 et JEFF-3.3 peuvent être considérées comme globalement satisfaisantes. Néanmoins, la correction de certaines hypothèses effectuées dans ce travail de validation pourrait induire une amélioration des prédictions des ratios C/E :

- dans l'approche β , le terme source de neutrons de fission a été évalué en considérant un réacteur fonctionnant à puissance nominale. La prise en compte de l'historique de puissance du réacteur dans l'évaluation du terme source pourrait améliorer la précision des prédictions des C/E,
- dans le modèle MCNP6 utilisé pour ce travail de validation, les gradients de densité du modérateur ne sont pas modélisés. La modélisation de ces gradients pourrait améliorer la précision des estimations des C/E,

- la modélisation des capsules de surveillance pourrait être retravaillée de sorte à mieux correspondre aux données fournies dans le benchmark, ce qui pourrait également amener une légère amélioration des résultats obtenus.

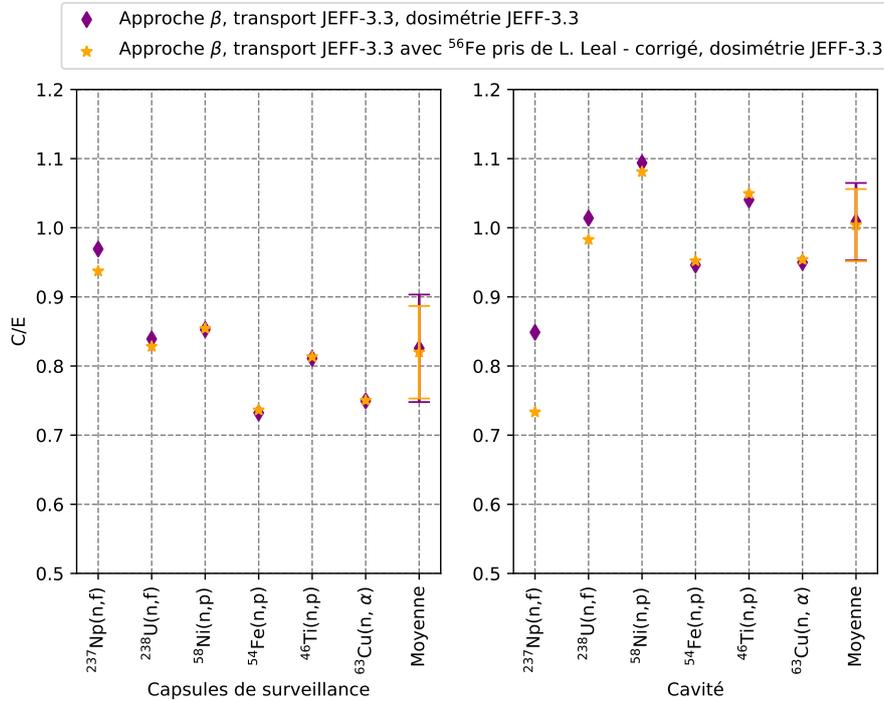


FIGURE 4.17 – Ratios C/E obtenus avec l'approche β en utilisant les bibliothèques de données nucléaires JEFF-3.3 ou JEFF-3.3-Leal (après correction des sections efficaces de L. Leal). L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité.

Il est intéressant de noter ici que la majorité de ces approximations ne sont normalement pas effectuées dans la méthodologie développée au cours de cette thèse (qui a été présentée dans la section 3.1). Par conséquent, le schéma de calcul pourrait fournir des prédictions du vieillissement des cuves légèrement plus précises que les résultats obtenus au cours de ce benchmark de validation.

Conclusion du chapitre

Le 4^{ème} chapitre de ce manuscrit de thèse s'est concentré sur la présentation d'une étude de validation du schéma de calcul développée au cours de cette thèse. Pour ce faire, le benchmark de dosimétrie du réacteur H.B. Robinson-2 (abrégié benchmark HBR-2) a été traité.

Le benchmark HBR-2 consiste à prédire les activités spécifiques de dosimètres irradiés lors d'un cycle spécifique du réacteur H.B. Robinson-2, puis à confronter ces prédictions numériques à des mesures expérimentales. Ces dosimètres sont localisés dans les capsules de surveillance du réacteur ainsi que dans une cavité localisée derrière la cuve. Il est important de préciser ici que les incertitudes sur les valeurs expérimentales n'étaient pas fournies dans le benchmark. De plus, les incertitudes sur les prédictions

d'activation sont de l'ordre de 15% à $\pm 1\sigma$ selon la référence [122].

Les résultats obtenus au cours de ce travail ont permis de mettre en évidence que :

- le schéma de calcul développé au cours de cette thèse permet globalement de prédire de manière satisfaisante les activités spécifiques des dosimètres. En effet, les ratios calcul/expérience (C/E) finaux pour les activités des dosimètres obtenus, en utilisant les bibliothèques ENDF/B-VII.1 et JEFF-3.3 pour modéliser l'atténuation des neutrons, restent globalement à moins de 20% de l'unité dans les capsules et sont proches de l'unité dans la cavité,
- des résultats similaires à ceux obtenus ici ont pu être observés dans la référence [122], où une analyse de Monte-Carlo affinée du benchmark HBR-2 a été effectuée en utilisant le code MCNPX-2.4.0.
- en règle générale, les résultats obtenus en utilisant la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VIII.0 pour modéliser l'atténuation des neutrons de fission sous-estiment d'environ 30% les activités spécifiques des dosimètres,
- dans le cadre des études de dosimétrie ou de vieillissement de la cuve, une attention particulière doit être portée sur l'évaluation des sections efficaces du ^{56}Fe , dans la mesure où ces dernières affectent fortement l'évaluation de l'atténuation des neutrons de fission.

Cependant, le travail de validation effectué ici n'est pas suffisant pour se prononcer de manière définitive sur la précision du schéma de calcul développé. En effet, ce travail de validation se base sur un cas particulier et il est important de traiter d'autres cas d'étude afin de voir si la qualité des prédictions d'activation est similaire dans d'autres configurations. Ainsi, de futurs travaux pourront considérer de traiter d'autres benchmarks expérimentaux de sorte à consolider les conclusions de la présente étude.

Chapitre 5

Impact de l'exploitation du réacteur sur le vieillissement de la cuve et validité de la fluence neutronique rapide

Sommaire

| | |
|--|-----|
| <i>Préambule</i> | 165 |
| 5.1 Cas d'étude et méthodes | 166 |
| 5.2 Impact de la longueur du cycle sur le vieillissement de la cuve | 168 |
| 5.3 Variabilité azimutale du vieillissement de la cuve | 170 |
| 5.4 Validité de la fluence neutronique rapide par rapport aux déplacements par atome | 172 |
| <i>Conclusion du chapitre</i> | 176 |

Préambule

Le schéma de calcul mis au point pendant cette thèse a été construit avec l'objectif de pouvoir effectuer des analyses diverses concernant le vieillissement sous irradiation neutroniques des cuves des réacteurs à eau sous pression (REP). Le terme "analyses" englobe ici les expertises liées au vieillissement des cuves mais également la possibilité de traiter des questions de recherches relatives à cette thématique.

Au cours de la thèse, des interrogations sur l'impact de l'exploitation du réacteur sur le vieillissement des cuves ont été soulevées. En effet, l'exploitation du réacteur est susceptible de faire varier la distribution spatiale et énergétique des neutrons de fission dans le réacteur et donc d'influencer l'irradiation neutronique incidente sur la cuve. Dès lors, des analyses ont été menées afin d'évaluer si la longueur du cycle peut influencer le vieillissement de la cuve ou encore si la vitesse à laquelle elle se fragilise est susceptible de varier en fonction de la position sur cette dernière. De la même manière,

le caractère conservatif de la fluence neutronique rapide au regard des déplacements par atome (dpa) dans le cadre des programmes de surveillance a pu être évalué.

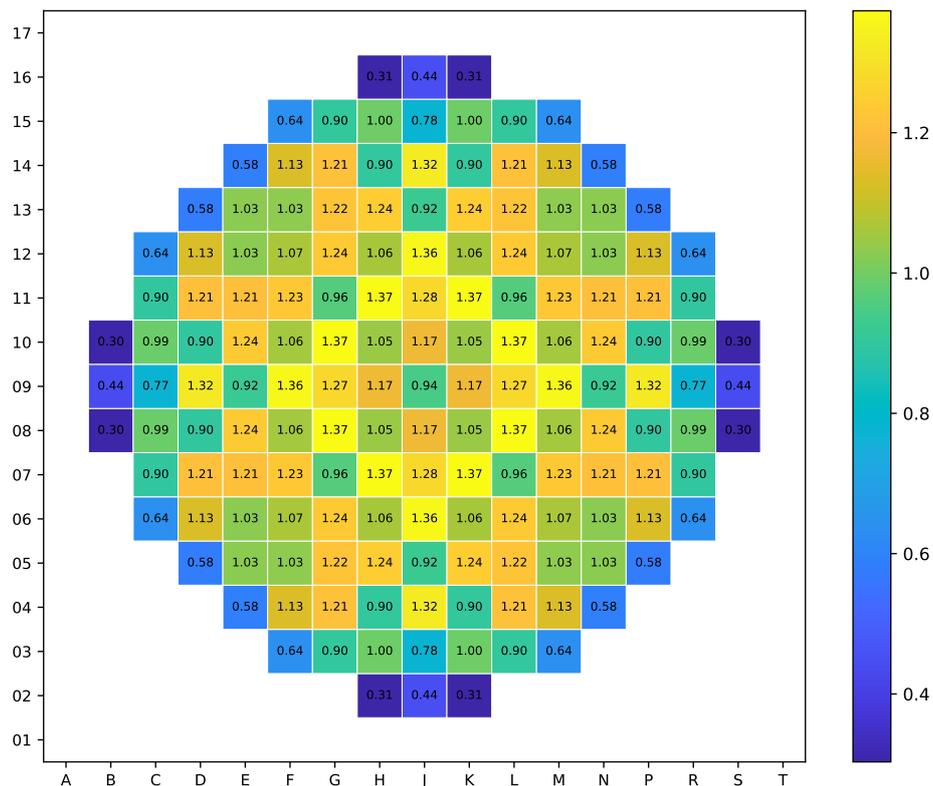
5.1 Cas d'étude et méthodes

Le réacteur considéré dans ce chapitre est un REP 900 MW_e avec un chargement hybride UOX/MOX tel que décrit dans la section 2.2.2 de ce manuscrit. Le réacteur a été considéré ici comme effectuant un cycle de 11 GWj/t, à puissance nominale et avec toutes les barres de contrôle extraites. Ce cas d'étude a été considéré dans toutes les études qui seront décrites dans les sections à venir.

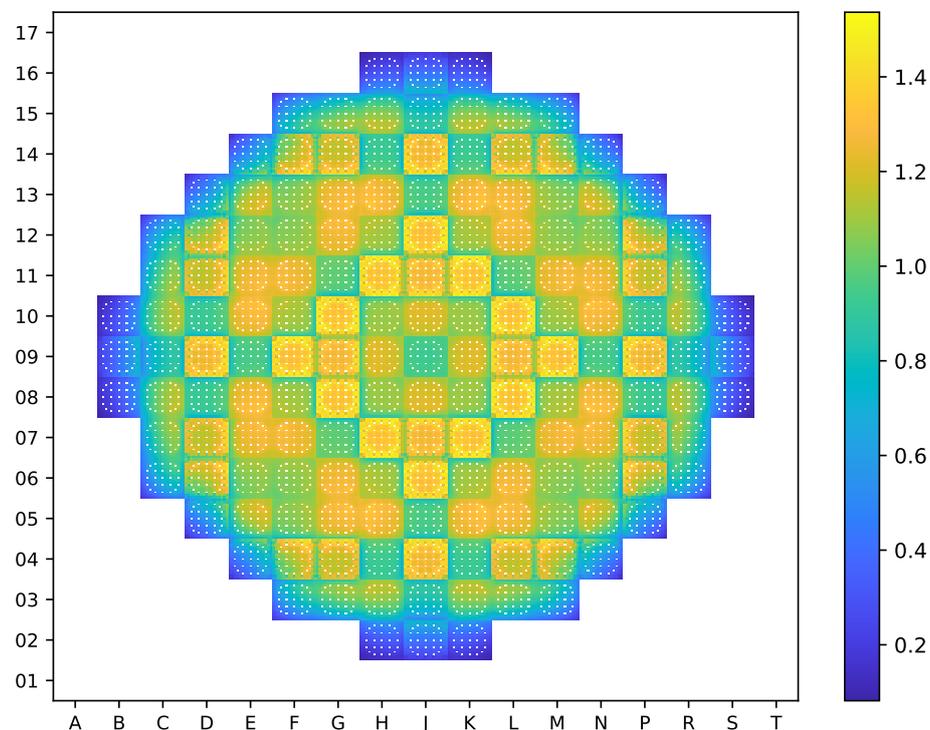
L'évaluation du terme source de neutrons de fission a été réalisée sur la base du schéma de calcul décrit dans la section 3.1.1 du manuscrit. Le terme source a été évalué pour 28 taux de combustion réparties tout au long du cycle (0, 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,5, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 3,5, 4, 4,5, 5, 5,5, 6, 6,5, 7, 7,5, 8, 8,5, 9, 9,5, 10, 10,5 et 11 GWj/t). Les termes sources de neutrons de fission calculés ont ensuite été convertis, pour toutes ces taux de combustion, en des descriptions spatiales et énergétiques lisibles par le modèle MCNP6. Le terme source de neutrons de fission représentatif des conditions d'opération moyenne du cycle a également été généré selon l'équation 2.12. La distribution de neutrons de fission moyenne du cycle est présentée à titre d'illustration par la figure 5.1.

Les calculs Monte-Carlo à source fixe peuvent ensuite être réalisés pour chacune des étapes de combustion simulées ou encore pour les conditions moyennes du cycle. Le modèle MCNP6 utilisé ici pour effectuer ces calculs est décrit dans la section 3.1.2. Cependant, au moment où a été réalisée cette étude, la prise en compte des gradients de densité du modérateur évalués par SIMULATE5 dans le modèle d'atténuation n'était pas encore développée. Par conséquent, la densité du modérateur à l'intérieur du réacteur est ici fixée pour correspondre à une température de 577,75 K dans les conditions de pression du réacteur (155 bars). Cette température a été choisie car elle correspond à la température de référence du caloporteur en sortie du réacteur. Cette approche est conservatrice puisqu'elle tend à minimiser la densité du modérateur et donc à surestimer le flux de neutrons rapides au niveau de la cuve. De même, en l'absence de données précises concernant la température du modérateur dans la zone du "bypass" (entre le baffle du cœur et l'enveloppe, cf. figure 3.2), il a également été décidé de fixer la température du caloporteur à 577,75 K dans cette région. Enfin, la densité du caloporteur dans la zone de la descente annulaire (cf. figure 3.2) a été fixée de sorte à correspondre à celle du modérateur à une température de 558,15 K. Cette température équivaut à la température de référence du modérateur en entrée du réacteur et cette modélisation peut être considérée comme réaliste.

De la même manière que pour la distribution spatiale des neutrons de fission, la distribution de la fluence neutronique rapide moyennée sur le cycle est présentée à titre d'illustration par la figure 5.2. Sur cette figure, il est intéressant de remarquer que le point chaud du cycle se situe à la position azimutale 0° et à la position axiale +40 cm. De plus, il est également possible d'observer une légère baisse locale de la fluence neutronique dans la région axiale-azimutale où les capsules, et les structures qui les soutiennent, sont situées (positions azimutales entre -16° et -20° et positions axiales entre -50 cm et +50 cm).



(a)



(b)

FIGURE 5.1 – Distribution de puissance radiale normalisée du réacteur considéré dans les analyses du chapitre 5, moyennée sur le cycle. Les données sont présentées à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b).

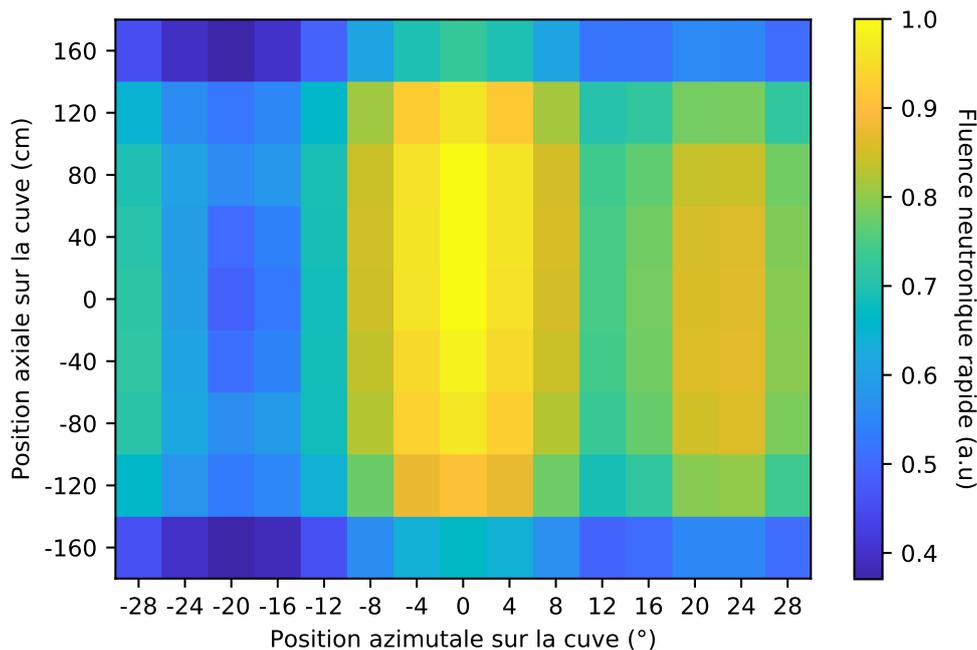


FIGURE 5.2 – Distribution de fluence neutronique rapide normalisée sur la cuve pour le réacteur et le cycle considéré dans le chapitre 5.

Les méthodologies utilisées pour évaluer le terme source de neutrons de fission et pour modéliser l'atténuation des neutrons depuis le cœur jusqu'aux sites d'intérêt sont gardées identiques pour toutes les études qui sont détaillées dans les sections à venir.

5.2 Impact de la longueur du cycle sur le vieillissement de la cuve

Lors d'un cycle du réacteur, la distribution des neutrons de fission dans ce dernier est susceptible de varier significativement radialement ou axialement, suite, entre autres, à l'épuisement du combustible. Dans la mesure où la distribution de flux (ou de dpa) sur la cuve est fortement liée à celle des neutrons de fission dans le réacteur, le vieillissement de la cuve est donc susceptible de varier en fonction du moment du cycle. Il est alors naturel de se demander s'il serait plus avantageux, du point de vue de la fragilisation de la cuve, d'effectuer des cycles courts ou des cycles longs.

Afin de répondre à cette interrogation, il est judicieux d'analyser comment évolue la distribution du flux neutronique rapide et des déplacements par atome au cours d'un cycle. Afin de visualiser cette évolution temporelle des grandeurs du vieillissement, des calculs Monte-Carlo à source fixe ont été réalisés pour les étapes de combustion 0, 0,15, 2, 4, 6, 8 et 10 GWj/t, en utilisant les termes sources de neutrons de fission calculés antérieurement (cf. section 5.1). La figure 5.3 présente l'évolution obtenue du flux neutronique rapide vu par la cuve du réacteur. Sur cette figure, les barres d'incertitude représentent l'incertitude statistique à $\pm 1\sigma$ des calculs d'atténuation Monte-Carlo.

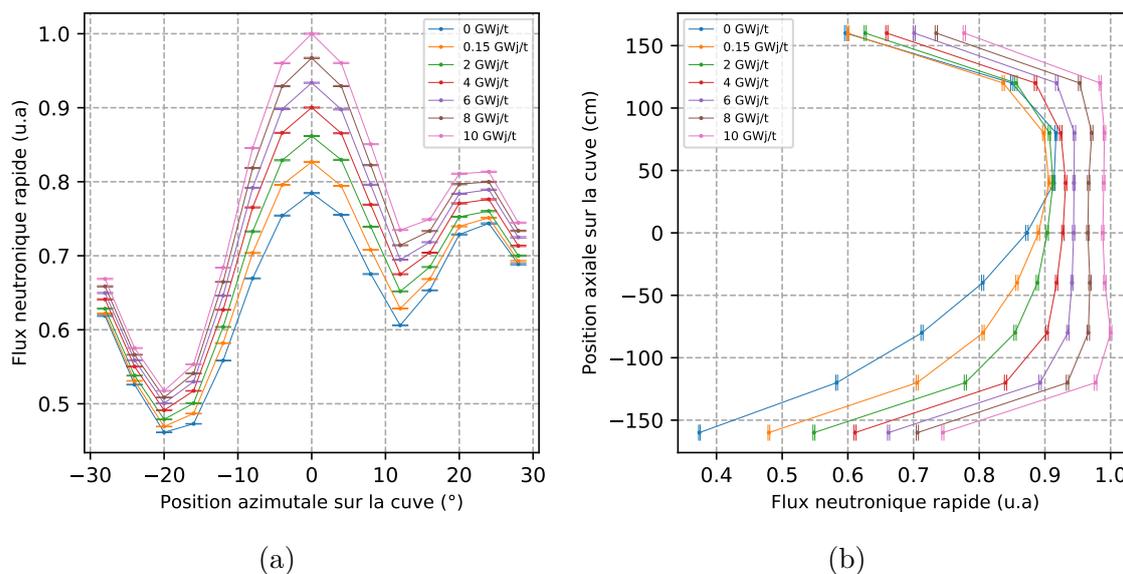


FIGURE 5.3 – Évolution au long du cycle de la distribution azimuthale de flux de neutrons rapides sur la cuve (intégrée axialement) (a) et de la distribution axiale pour la position azimuthale 0° (b).

La figure 5.3 montre que la fluence neutronique rapide n'est pas accumulée linéairement au cours du cycle. En effet, le flux de neutrons rapides au niveau de la cuve augmente avec l'épuisement du combustible et la distribution axiale, initialement piquée vers le haut du réacteur. Ce comportement est majoritairement induit par le fait que la distribution de puissance à l'intérieur du cœur du réacteur s'aplatit au fur et à mesure de l'épuisement du combustible, conduisant à une augmentation de la puissance relative des assemblages situés à la périphérie du cœur.

Du point de vue de la distribution azimuthale du flux neutronique rapide incident sur la cuve, la forme de cette dernière ne varie pas significativement au long du cycle, c'est à dire que les variations du flux neutronique rapide d'une position azimuthale à une autre restent toujours relativement semblables. Ainsi, le point chaud et le point froid sont toujours localisés respectivement aux positions azimuthales 0° et -20° , peu importe le moment du cycle considéré.

De plus, la distribution axiale du flux neutronique rapide, initialement piquée vers le haut du réacteur¹, s'aplatit au fur et à mesure du cycle. Tout d'abord, un fort aplatissement est observé entre les instants 0 GWj/t et 0,150 GWj/t, qui est induit par le régime transitoire du Xénon-135² qui a lieu au début du cycle. Lors de ce régime transitoire, une plus grande quantité de ^{135}Xe est générée dans les zones de forte puissance que dans les zones de faible puissance. Par conséquent, la génération supplémentaire de ^{135}Xe dans les zones de plus forte puissance induit une baisse locale de la puissance relative et donc la proportion de neutrons de fission émis dans ces zones.

1. Dans le réacteur étudié ici, la distribution de puissance est initialement piquée vers le haut du réacteur car le taux de combustion des assemblages en début du cycle est plus élevé en bas qu'en haut de ces derniers.

2. Le Xénon-135, noté ^{135}Xe , est un puissant absorbeur neutronique qui apparaît dans les produits de fission générés par les fissions du combustible nucléaire, majoritairement à la suite de décroissances radioactives de l'Iode-135.

Ainsi, la distribution axiale de neutrons de fission dans le réacteur est moins piquée vers le haut de l'assemblage à la fin du transitoire Xénon qu'au début de ce dernier. Ce changement de la distribution axiale de neutrons de fission se répercute plus ou moins linéairement sur le flux neutronique rapide vu par la cuve, ce qui explique le comportement observé sur la figure 5.3b. Enfin, un aplatissement supplémentaire de la distribution axiale de flux neutronique rapide sur la cuve est également observé au fur et à mesure du cycle et est induit par l'épuisement du combustible.

Un comportement tout à fait similaire à celui décrit par la figure 5.3 a été observé pour l'évolution des taux déplacements par atome (en utilisant les formulations NRT-dpa et ARC-dpa, cf section 1.5.4.2) au long du cycle étudié.

Ainsi, il apparaît que le vieillissement de la cuve s'accélère au fur et à mesure du cycle. Par conséquent, il serait plus avantageux, du point de vue de la fragilisation de la cuve, d'effectuer des cycles courts que des cycles longs. À titre d'exemple, les propriétés mécaniques de la cuve seront moins détériorées si le réacteur a effectué deux cycles de 5 GWj/t que s'il en a effectué un seul de 10 GWj/t. Cette observation est notamment intéressante du point de vue des réacteurs qui fonctionnent sur des cycles allongés au delà de leur fin de cycle nominale [135]. En effet, les résultats obtenus ici suggèrent que ce type d'opération pourrait induire, à énergie produite par le réacteur égale, un vieillissement plus important de la cuve. Dès lors, il semble essentiel pour ces réacteurs de modéliser avec précision l'extension du cycle lors des évaluations du vieillissement de la cuve.

5.3 Variabilité azimutale du vieillissement de la cuve

Le spectre neutronique incident sur la cuve est susceptible de varier en fonction de la position azimutale sur cette dernière pour de multiples raisons :

- les spectres de fissions des assemblages contribuant au flux neutronique sont susceptibles de varier significativement d'une position azimutale à l'autre,
- la distance entre la cuve et le cœur varie significativement en fonction de la position azimutale considérée. Par exemple, la cuve est plus proche du cœur du réacteur à la position azimutale 0° qu'à la position azimutale 20° (cf. figure 3.2),
- le bouclier thermique ne couvre pas l'ensemble des positions azimutales. De plus, ce dernier est asymétrique et couvre plus de positions azimutales négatives que de positions azimutales positives (cf. figure 3.2),
- la densité moyenne du modérateur dans le cœur et dans la zone du "bypass" est susceptible de varier significativement d'une position azimutale à l'autre. Cependant, ce paramètre n'a pas pu être pris en compte ici.

Cette possible variabilité du spectre neutronique incident pourrait induire que certaines positions azimutales sur la cuve seraient susceptibles de vieillir plus rapidement que les autres pour la même fluence neutronique reçue. En effet, un spectre neutronique plus rapide induit plus de dommages d'irradiation sont générés pour une même d'irradiation neutronique accumulée. Dès lors, il est préférable que les zones les plus irradiées de la cuve ne soient pas celles où le spectre neutronique incident est le plus rapide, car une telle configuration maximiserait le vieillissement de la cuve.

Afin d'identifier les zones de la cuve pour lesquelles le vieillissement pourrait être plus rapide, il est donc nécessaire d'analyser la variabilité azimutale du spectre neutronique. Ainsi, la figure 5.4 présente une comparaison des spectres neutroniques à différentes positions azimutales par rapport à celui incident sur l'azimut 0° . Sur cette figure, les déviations standard des contributions au flux neutronique normalisées ne sont pas présentées de sorte à faciliter la lecture. Cependant, il est intéressant de préciser que ces dernières sont majoritairement comprises entre 0,3% et 2%.

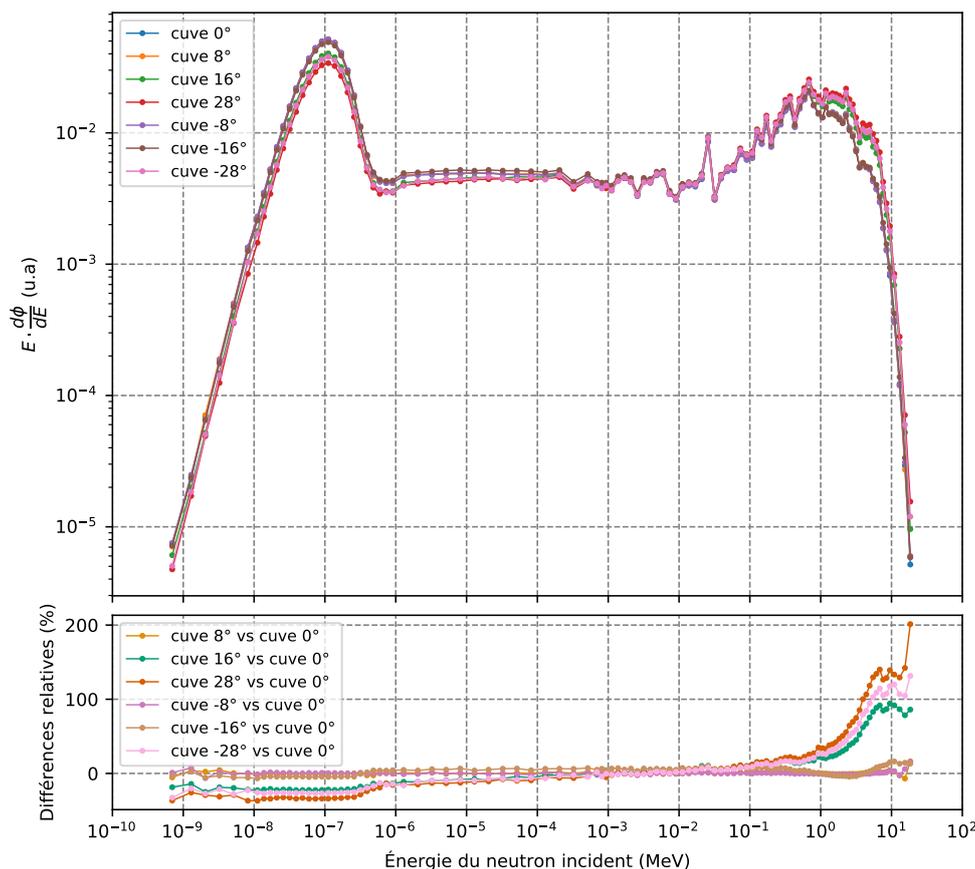


FIGURE 5.4 – Comparaison des spectres neutroniques incidents sur différentes positions azimutales sur la cuve par rapport à celui de la position azimutale 0° . Les données présentées sont intégrées sur la dimension axiale. Les spectres neutroniques sont affichés dans leur représentation léthargique.

Les résultats obtenus montrent que le spectre neutronique des positions azimutales 8° , -8° et -16° sont relativement similaires à celui de la position azimutale 0° . En revanche, les spectres neutroniques des positions azimutales 16° , 28° et -28° sont significativement plus rapides que celui de la position azimutale 0° . Ceci s'explique par le fait que ces zones ne sont pas couvertes par le bouclier thermique, ce qui induit que les neutrons de fission sont moins atténués pour ces positions azimutales que pour celles où le bouclier thermique est présent. Il est donc logique d'observer un durcissement du spectre neutronique incident sur la cuve pour ces positions azimutales.

Ces observations permettent de statuer qu'il serait préjudiciable d'exploiter le réacteur avec des gestions combustible pour lesquelles le point chaud serait localisé sur une zone non couverte par le bouclier thermique. En effet, une telle gestion combustible amènerait à un vieillissement accéléré de la cuve, dans la mesure où les spectres

neutroniques des zones non couvertes par le bouclier thermique sont plus rapides que ceux des autres zones de la cuve.

5.4 Validité de la fluence neutronique rapide par rapport aux déplacements par atome

Comme expliqué dans la section 1.5.3 du 1^{er} chapitre de ce manuscrit, la plupart des programmes de surveillance sont basés sur l'établissement d'une corrélation empirique entre la fluence de neutrons rapides et l'intégrité structurale de la cuve. Cette corrélation est dérivée de données expérimentales obtenues à partir de mesures sur des capsules irradiées, contenant des dosimètres et des échantillons de matériaux de la cuve. Comme ces capsules sont plus proches du cœur du réacteur que la cuve, les échantillons d'acier de la cuve placés à l'intérieur subissent un vieillissement accéléré par rapport au matériau de la cuve. Cependant, il est légitime de se demander si la proximité des capsules avec le cœur ne modifie pas significativement le spectre neutronique incident sur ces dernières, au regard de celui incident sur la cuve. Afin de répondre à cette question, la figure 5.5 présente une comparaison des spectres neutroniques incidents sur les capsules au regard de celui incident sur la cuve à la position azimutale 0°.

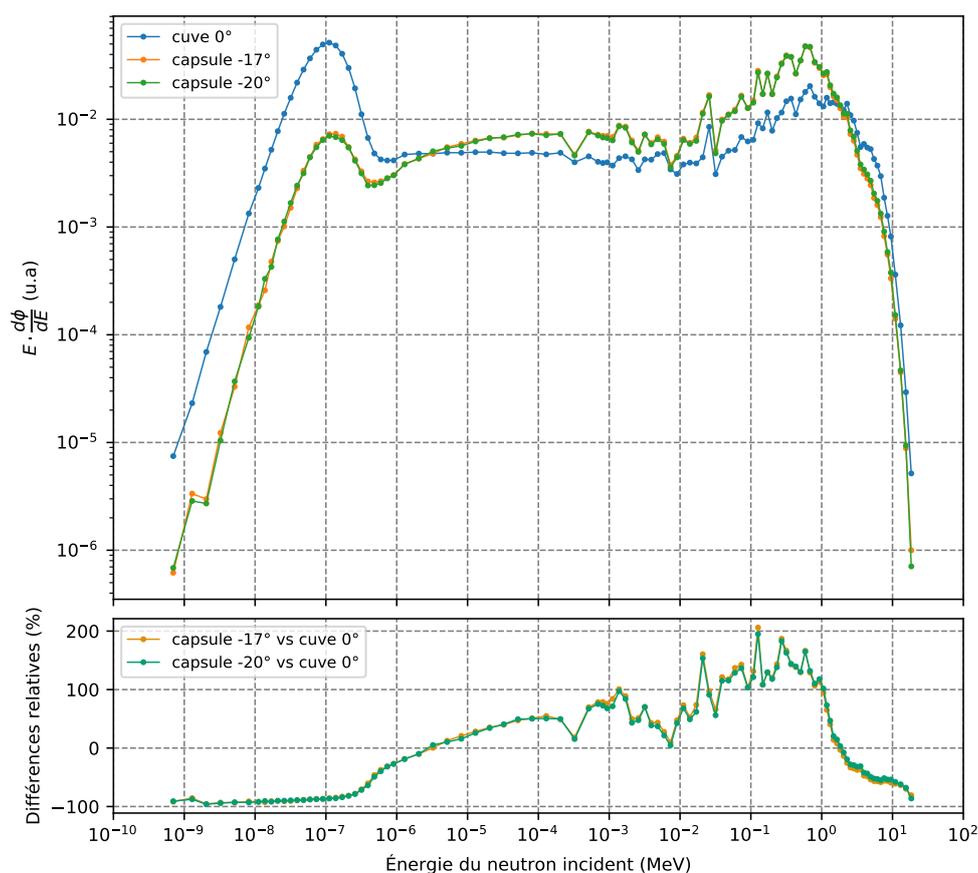


FIGURE 5.5 – Comparaison des spectres neutroniques incidents sur les capsules du PSI au regard de celui incident sur la cuve à la position azimutale 0°. Les données présentées sont intégrées sur la dimension axiale. Les spectres neutroniques sont affichés dans leur représentation léthargique.

Sur cette figure, une forte augmentation de la population neutronique relative dans la région d'énergie comprise entre 0,1 et 1 MeV est observée. Cette augmentation est intéressante car ces neutrons sont susceptibles d'influer significativement sur la génération des dommages d'irradiation, dans la mesure où les sections efficaces de déplacements atomiques du ^{56}Fe (qui est le constituant principal du matériau de cuve) est loin d'être négligeable dans cette région d'énergie (cf. figure 2.11 de la section 2.5.1). De plus, le spectre neutronique incident sur les capsules ne varie pas significativement d'une capsule à l'autre, ce qui semble cohérent au vu de leur proximité.

Ces différences de spectre neutronique induisent que le spectre des déplacements par atome dans les capsules diffère significativement de celui dans le matériau de cuve. Afin d'illustrer ces propos, la figure 5.6 présente la contribution de différents groupes d'énergie de neutrons aux ARC-dpa cumulés dans les capsules et à différentes positions azimuthales sur la cuve au cours du cycle décrit dans la section 5.1. Les déviations standards sur les contributions présentées ici sont du même ordre que celles détaillées dans la section 5.3.

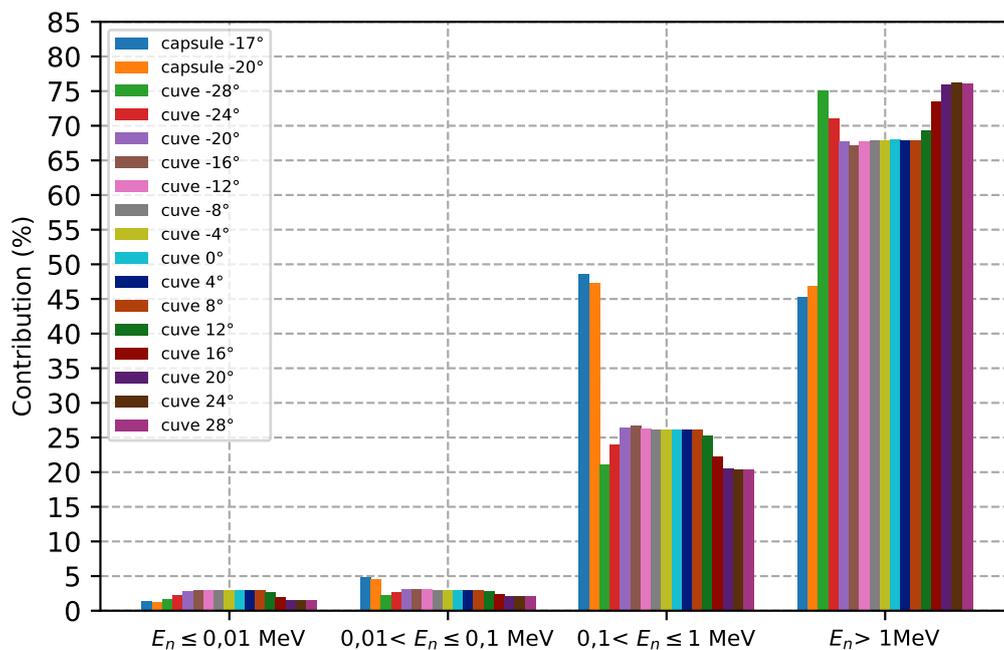


FIGURE 5.6 – Contributions de différents groupes d'énergies neutroniques E_n aux ARC-dpa cumulés dans les capsules et à plusieurs positions azimuthales dans la cuve (valeurs intégrées axialement), pour le cycle et le réacteur décrits dans la section 5.1.

Les résultats montrent que la majorité (entre $\sim 67\%$ et $\sim 75\%$ en fonction de la position azimuthale) des déplacements par atome générés dans la cuve proviennent des neutrons avec une énergie supérieure à 1 MeV (neutrons rapides). Le reste des déplacements par atome est généré en grande partie par les neutrons ayant une énergie comprise entre 0,1 et 1 MeV et une faible portion des dégâts (de l'ordre de 5%) provient des neutrons ayant une énergie inférieure à 0,1 MeV. *A contrario*, il est possible de remarquer que seulement 45-46% des déplacements par atome générés dans les capsules proviennent des neutrons ayant une énergie supérieure à 1 MeV. Ainsi, le spectre de déplacements par atome dans les capsules est déplacé vers les énergies plus thermiques

par rapport à la cuve. Notamment, la proportion de déplacements par atome venant des énergies de neutrons comprises entre 0,1 et 1 MeV atteint ici $\sim 46-48\%$.

En conséquence, pour une même fluence neutronique rapide accumulée, la quantité totale de déplacements par atome produite dans les échantillons d'acier des capsules pourrait différer significativement de celle produite dans le matériau de cuve. Dès lors, la représentativité des dommages d'irradiation générés dans les capsules par rapport à ceux générés dans la cuve, pour une même irradiation de neutrons rapides mesurée, peut être remise en question.

Suite à ces observations, une étude a été menée afin d'évaluer si l'utilisation de la fluence neutronique rapide est une approche précise par rapport à l'utilisation de la grandeur ARC-dpa (qui est plus représentative des dommages d'irradiation puisqu'elle considère les dommages induits par l'ensemble du spectre neutronique). Pour répondre à cette question, une nouvelle grandeur nommée le facteur de déplacements générés par neutron rapide ($W_{dpa/\phi_{E>1MeV}}$) a été introduite et est définie comme :

$$W_{dpa/\phi_{E>1MeV}}(t) = \frac{(R_{dpa/\phi_{E>1MeV}})_{capsule}(t)}{(R_{dpa/\phi_{E>1MeV}})_{cuve}(t)} \quad (5.1)$$

où $\phi_{E>1MeV}$ est le flux de neutrons rapides ($cm^{-2} \cdot s^{-1}$) et R_{dpa} est le taux de déplacements par atome (s^{-1}).

L'équation 5.1 montre que le nouveau $W_{dpa/\phi_{E>1MeV}}$ est un indicateur comparant, pour la même irradiation neutronique rapide mesurée, la quantité de déplacements par atome générée dans les capsules et dans la cuve. À titre d'exemple, un $W_{dpa/\phi_{E>1MeV}}$ égal à 1,2 indique que, pour la même fluence neutronique rapide mesurée, 20% de déplacements par atome supplémentaires ont été générés dans les capsules par rapport à dans le matériau de cuve.

La distribution de $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ sur la cuve correspondant aux conditions moyennes du cycle considéré est présentée par la figure 5.7.

Les résultats montrent que, pour la même irradiation de neutrons rapides accumulée, entre 12% et 26% déplacements par atome supplémentaires sont générés dans les capsules par rapport à dans la cuve. De plus, la valeur moyenne-cycle de $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ varie principalement en fonction de la position azimutale sur la cuve. Cependant, une diminution locale de la valeur de ce facteur est observée dans la région axiale-azimutale où se situent les capsules ainsi que les structures qui les supportent (positions azimutales entre -16° et -20° et positions axiales entre -50 cm et $+50$ cm). Cette diminution est de l'ordre de 8% par rapport aux valeurs de $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ à la même position azimutale mais à une position axiale différente. Par conséquent, la présence des capsules et de ses structures de support modifie significativement le spectre neutronique incident sur la cuve, induisant ainsi une variation de la quantité de dpa générée par neutron rapide mesuré.

Comme expliqué ci-dessus, les données acquises en utilisant les échantillons d'acier des capsules sont utilisées dans les programmes de surveillance afin d'établir une corrélation empirique entre l'irradiation neutronique rapide et la fragilisation de l'acier de

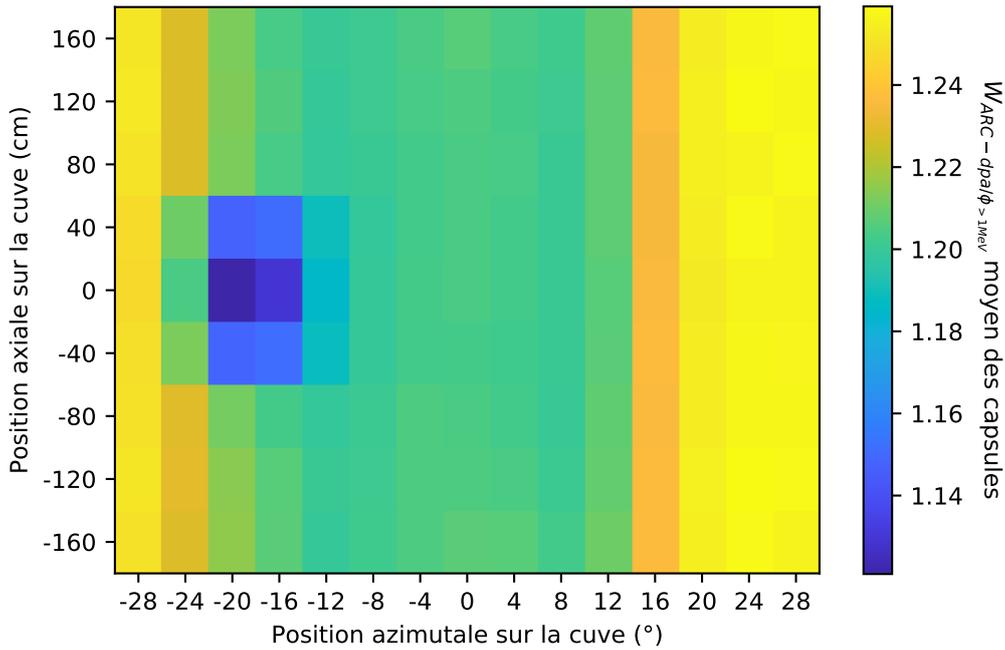


FIGURE 5.7 – Distribution moyennée sur le cycle de $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ sur la cuve pour le cycle et le réacteur décrits dans la section 5.1.

cuve. Cependant, les résultats de la figure 5.7 montrent que, pour la même fluence de neutrons rapides mesurée, une plus grande quantité de dommages d'irradiation sont générés dans les capsules que dans la cuve. Par conséquent, le fait de se baser sur les données des capsules pour prédire le vieillissement du matériau de cuve signifie que la prédiction est susceptible de surestimer la fragilisation de la cuve par rapport à son véritable état de fragilisation. Par conséquent, l'utilisation de la fluence neutronique rapide est une approche qui, bien que moins précise, est conservatrice (du point de vue de la sûreté) par rapport aux déplacements par atome. Cependant, l'utilisation de la fluence de neutrons rapides n'est pas conservatrice de manière égale en fonction de l'endroit sur la cuve. En effet, le facteur $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ varie jusqu'à 12,5% en fonction de la position sur la cuve, comme observé sur la figure 5.7. Par exemple, cette variabilité induit que l'utilisation de la fluence neutronique rapide est plus conservatrice pour la position azimutale 28° que pour la position azimutale 0°.

Une limitation de cette étude est que les facteurs $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ pourraient être biaisés par les approximations du modèle. Dans cette analyse, la majeure partie du biais sur les estimations du flux de neutrons rapides et des taux de dpa est induite par la modélisation perfectible du gradient de densité du modérateur dans le modèle MCNP6. Cependant, il est probable que les estimations du flux de neutrons rapides et des taux de dpa dans la cuve soient biaisées de la même manière par ce défaut de modélisation. Il semble également raisonnable de considérer ici que cette hypothèse est également valable pour les capsules. Par conséquent, les valeurs du facteur $W_{dpa/\phi_{E>1MeV}}$ calculées dans cette étude ne devraient pas être trop impactées par les hypothèses réalisées concernant la modélisation du gradient de densité du modérateur.

Une autre limite de cette étude est que les déplacements par atome ne sont qu'un indicateur des dommages primaires de rayonnement induits par les neutrons (cf. section

1.5.1). Cela signifie que de nombreux autres aspects des dommages causés par les rayonnements (stabilité et mobilité des défauts produits, effets de clustering, etc.) ont été laissés de côté dans cette analyse. De plus, l'étude s'est limitée à la comparaison des dommages totaux induits par les neutrons sans tenir compte de la vitesse d'irradiation ou d'autres types de particules. La prise en compte de tous ces autres processus pourrait conduire à des résultats sensiblement différents. Cependant, de telles analyses dépassent largement le cadre de l'étude présentée ici.

Conclusion du chapitre

Le dernier chapitre de ce manuscrit a été l'occasion d'aborder certaines analyses qui ont été effectuées en utilisant le schéma de calcul développé au cours de la thèse. Ainsi, les études décrites dans ce chapitre ont permis de montrer que :

- du point de vue du vieillissement des cuves, il est plus avantageux d'effectuer des cycles courts que des cycles longs, dans la mesure où le flux neutronique (et le taux de dpa) dans la cuve augmentent tout au long du cycle,
- le spectre neutronique incident sur les zones de la cuve non couvertes par le bouclier thermique est plus rapide que ceux des autres positions sur la cuve. Par conséquent, il serait préjudiciable, du point de vue du vieillissement des cuves, d'exploiter le réacteur avec une gestion combustible amenant à un point chaud placés sur une zone non couverte par le bouclier thermique,
- pour une même fluence neutronique rapide accumulée, entre 16% et 26% de dpa supplémentaires sont générés dans les échantillons d'acier des capsules par rapport à dans le matériau de cuve. Par conséquent, le fait de s'appuyer sur les données des échantillons d'acier pour prédire le vieillissement de la cuve sous irradiation signifie que la prédiction est susceptible de surestimer la fragilisation de la cuve par rapport à son véritable état de fragilisation.

Les analyses futures pourraient utiliser la capacité de la méthodologie à calculer la fluence neutronique rapide et les déplacements par atome sur une large plage axiale et azimutale, afin d'explorer des cycles de réacteur différents de celui considéré (différentes gestions du combustible, réacteurs fonctionnant en suivi de charge, insertion de barres d'hafnium dans les assemblages en périphérie du cœur, etc.). De plus, d'autres échelles de temps, comme la durée de vie totale du réacteur, pourraient être considérées.

Conclusion et perspectives

L'objectif de ramener à 50% la part du nucléaire dans la production d'électricité à l'horizon 2025, au profit des énergies renouvelables, fait partie des lignes directrices de la politique énergétique de la France pour les prochaines années. Afin d'opérer cette transformation du mix-électrique, tout en respectant les engagements climatiques pris par le pays lors de la COP21, l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) a autorisé Électricité De France (EDF), le 23 février 2021, à lisser le renouvellement de son parc via la prolongation, jusqu'à 50 ans, de l'exploitation des Réacteurs à Eau sous Pression (REP) d'une puissance de 900 MW_e. Par conséquent, la durée de vie de ces réacteurs dépassera la limite de 40 ans, hypothèse qui avait été retenue lors de leur conception.

Dans la perspective d'extensions supplémentaires de l'exploitation des REP français, la satisfaction des exigences de sûreté est une priorité. En particulier, des questions se posent vis à vis de la dégradation des propriétés mécaniques de la cuve consécutive à l'irradiation neutronique qu'elle subit, qui pourrait, sur le long terme, compromettre sa tenue mécanique lors de certaines situations, notamment accidentelles. Ce phénomène de fragilisation sous irradiation est connu depuis plusieurs décennies et le Programme de Surveillance de l'Irradiation (PSI) a été mis en place en France pour suivre l'évolution des caractéristiques mécaniques des cuves. Le PSI repose sur l'insertion d'éprouvettes dans le réacteur qui sont extraites à des temps déterminés afin de mesurer l'évolution des caractéristiques mécaniques de l'acier en fonction de l'irradiation neutronique. Les données acquises sur les éprouvettes sont ensuite utilisées pour établir un lien empirique entre la dégradation des propriétés mécaniques de la cuve et la fluence neutronique rapide accumulée au niveau de cette dernière. Néanmoins, la fluence neutronique rapide n'est pas une grandeur directement mesurable et cette dernière doit donc être évaluée au moyen de schémas de calculs dédiés. Au fur et à mesure que les cuves vieillissent et se rapprochent des limites d'irradiation fixées par le PSI, le biais global et les incertitudes des évaluations numériques de la fluence neutronique vue par la cuve sont analysés précisément afin d'améliorer la sûreté nucléaire. De la même manière, les futures évaluations du vieillissement des cuves pourraient s'appuyer sur de nouvelles variables, telles que la fluence considérant l'intégralité du spectre neutronique ou encore les déplacements par atome (dpa), car ces grandeurs sont plus représentatives des dommages d'irradiation.

C'est dans ce contexte que s'est implanté ce travail doctoral, qui s'est intéressé à l'analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des REP, du point de vue de la neutronique et des dommages primaires d'irradiation. Les études ont été menées au travers de la mise au point d'une méthodologie précise et polyvalente, qui permet de répondre aux enjeux relatifs à la thématique du vieillissement des cuves.

Ainsi, un schéma de calcul en deux étapes a été développé. L'objectif derrière ce travail était de disposer d'un outil permettant d'effectuer des estimations les plus précises

possibles du vieillissement, tout en gardant suffisamment de polyvalence pour pouvoir répondre à diverses questions de recherche inhérentes à cette thématique. La première étape du schéma de calcul consiste à évaluer la distribution spatiale et énergétique des neutrons de fission dans le réacteur sur un cycle donné. Cette étape est réalisée au moyen d'une méthodologie déterministe couplant les codes CASMO5 et SIMULATE5 ainsi que divers outils de post-traitement développés au cours de la thèse. La seconde étape est ensuite réalisée par le code Monte-Carlo MCNP6 et permet de modéliser l'atténuation des neutrons de fission depuis le cœur jusqu'aux zones d'intérêt. Ainsi, le schéma de calcul permet d'évaluer, pour une large gamme azimutale et axiale sur la cuve ainsi que dans les capsules du PSI, la fluence neutronique et les déplacements par atome (en utilisant les formulations NRT-dpa ou ARC-dpa), pour 111 groupes d'énergies de neutrons incidents répartis entre 10^{-11} MeV et 20 MeV. Les facteurs d'anticipation des capsules sont ensuite dérivés des données acquises. Pour obtenir ce type de résultats, la méthodologie nécessite de l'ordre d'une journée et demie de calcul sur une centaine de processeurs.

La construction de la méthodologie a également permis d'effectuer des analyses de la sensibilité des évaluations du vieillissement à la variation de certains paramètres physiques ou à certaines approximations de modélisation. À titre d'exemple, les résultats obtenus au cours de la thèse ont permis de mettre en évidence que, pour un REP 900 MW_e piloté en mode G, la fluence neutronique rapide accumulée au cours d'un cycle a tendance à être plus importante si le réacteur a fonctionné en moyenne en dessous de sa puissance nominale, à taux de combustion final équivalent. Il a également été démontré que les variations de puissance peuvent être approchées de manière satisfaisante en modélisant un réacteur fonctionnant de manière constante à la puissance moyenne du cycle. De plus, il a été évalué que la méthodologie utilisée pour calculer la distribution spatiale du terme source, basée sur l'approximation de la diffusion, induit de faibles déviations sur les grandeurs d'intérêt (entre -2% et 2%) par rapport à une méthodologie Monte-Carlo. De la même manière, il a été démontré que considérer des spectres de fission à l'échelle de l'assemblage n'ajoute pas de biais supplémentaire sur les évaluations de la fluence neutronique vue par la cuve. En outre, il a été observé qu'une modélisation précise du gradient de densité du modérateur dans le cœur et dans la zone de "bypass" est requise pour modéliser correctement l'atténuation des neutrons de fission depuis le cœur jusqu'aux sites d'intérêt. Dans le schéma de calcul actuel, les gradients de densité du modérateur qui existent dans chaque assemblage sont décrits précisément dans la seconde étape du calcul (MCNP6) de sorte à correspondre à ceux évalués lors de la première étape (SIMULATE5). Cependant, en l'absence d'informations sur le gradient de densité du modérateur qui existe dans la zone du "bypass", une modélisation conservatrice a été employée, dans la seconde étape du calcul, pour cette zone du réacteur. L'analyse de sensibilité menée à ce niveau a démontré que cette hypothèse pourrait induire une surestimation jusqu'à 8% de la fluence neutronique rapide vue par la cuve. Parmi les biais méthodologiques identifiés au cours de la thèse, ce dernier est celui dont l'impact potentiel est le plus important. Par conséquent, effectuer des analyses de thermo-hydraulique afin de quantifier précisément le gradient de température du modérateur qui existe dans la zone du "bypass" constitue une perspective de travail d'intérêt importante.

Les résultats des études menées lors de l'étape de conception constituent une pre-

mière avancée vers une quantification minutieuse du biais et de l'incertitude associés aux évaluations de fluence neutronique ou de déplacements par atome, effectuées en utilisant le schéma de calcul développé. Néanmoins, ces études ne couvrent pas tous les postes de biais et d'incertitudes existants et des analyses complémentaires sont nécessaires. À titre d'exemple, une étude a été menée au cours de la thèse afin d'évaluer l'impact d'une méconnaissance de la composition du combustible sur les évaluations du vieillissement. Les résultats obtenus indiquent que les déviations qui existent lors de la prédiction de la composition du combustible induisent une incertitude à $\pm 1\sigma$ entre 0% et 8,4% sur les prédictions du vieillissement, en fonction des corrélations susceptibles d'exister entre les densités des différents isotopes. Dès lors, l'analyse précise des corrélations qui peuvent exister entre les concentrations des isotopes en présence dans le combustible permettra, à l'avenir, d'affiner les conclusions de cette étude.

En outre, une revue de littérature a permis d'identifier que les données nucléaires utilisées dans le calcul de transport (2^{ème} étape du calcul) ainsi que les spectres de fission sont des postes d'incertitude importants (avec un impact à $\pm 1\sigma$ de 6% et 4,6% respectivement). Néanmoins, la transposabilité des valeurs trouvées dans la littérature au schéma de calcul développé pendant cette thèse reste questionnable. Par conséquent, effectuer des analyses dédiées à ces postes d'incertitudes constitue une perspective de travail intéressante.

L'ensemble des études réalisées au cours de la thèse ont permis d'estimer que l'incertitude globale (à $\pm 1\sigma$) des prédictions du vieillissement de la cuve, effectuées avec la méthodologie développée pendant la thèse, ne devrait pas être inférieure à 8,8%. Cette incertitude est majoritairement induite par la méconnaissance des données fondamentales (données nucléaires, spectres de fission, etc.). Par conséquent, le schéma de calcul développé pendant la thèse semble minimiser l'incertitude induite par les approximations de modèle. Il reste néanmoins important de relativiser la valeur de 8,8% donnée ici, dans la mesure où les incertitudes ont été évaluées en considérant un REP 900 MW_e piloté en mode G, embarquant une gestion combustible particulière. Par conséquent, les valeurs indiquées dans ce manuscrit ne sont pas nécessairement transposables à tous les types de réacteurs, à tous les modes de pilotage ou encore à toutes les gestions combustible. Dès lors, de futurs travaux pourraient explorer des chargements combustible différents de ceux considérés dans cette thèse ainsi que d'autres types de réacteurs, comme les REP 1300 MW_e, l'EPR ou encore les Small Modular Reactors. En particulier, les travaux pourraient se concentrer sur des gestions combustible induisant de fortes hétérogénéités, comme celles pour lesquelles des barres d'hafnium sont insérées dans les assemblages situés en périphérie du cœur. Ces gestions combustible sont des sujets d'étude particulièrement intéressants puisqu'elles pourraient induire une dégradation des prédictions de la méthodologie, notamment sur l'évaluation du terme source de neutrons de fission.

En règle générale, le schéma de calcul développé au cours de cette thèse constitue un outil particulièrement adapté pour propager, jusqu'aux évaluations du vieillissement des cuves, les incertitudes inhérentes à de nombreux paramètres physiques ou approximations de modélisation. Par conséquent, ce dernier pourra être utilisé à l'avenir pour propager jusqu'aux évaluations du vieillissement, certaines incertitudes technologiques (position et dimensions des composants du réacteur, enrichissement initial du combustible, etc.), les incertitudes sur les évaluations des données nucléaires, etc. Néanmoins,

les capacités du schéma de calcul pourraient encore être améliorées en incluant la possibilité d'évaluer les grandeurs du vieillissement à de nouvelles localisations d'intérêt dans le réacteur, comme les internes ou encore les soudures de la cuve.

Au cours de la thèse, un effort a également été entrepris vers la validation du schéma de calcul développé. Pour ce faire, le benchmark de dosimétrie du réacteur H.B. Robinson-2 a été traité. Les résultats obtenus ont montré que les prédictions des activités spécifiques de dosimètres placés dans les capsules de surveillance restaient, en général, à moins de 20% des valeurs expérimentales. Ces déviations restent inférieures à l'incertitude à $\pm 3\sigma$ évaluée sur des observables comme la fluence cuve ou les déplacements par atome. De plus, les prédictions réalisées dans une cavité située derrière la cuve du réacteur HBR-2 glo étaient globalement très proches des valeurs expérimentales fournies. Tous ces résultats sont en bonne cohérence avec ceux obtenus par les autres travaux ayant traité ce benchmark de dosimétrie dans la littérature.

Par conséquent, les résultats de cette étude semblent indiquer que l'approche développée permet d'estimer de manière satisfaisante les grandeurs du vieillissement dans la cuve et dans les capsules du PSI. Néanmoins, l'étude de validation menée ici n'est pas suffisante pour se prononcer de manière définitive sur la précision du schéma de calcul. Il sera donc nécessaire de traiter, à l'avenir, d'autres benchmarks de dosimétrie neutronique dans l'optique de confirmer les tendances obtenues dans le cadre de cette thèse. En fonction des données disponibles, ces analyses futures pourraient s'appuyer sur d'autres benchmarks de dosimétrie publics, les expériences FLUOLE/FLUOLE2 [136, 137], les données du PSI, etc.

En parallèle, il a été mis en évidence que la bibliothèque de sections efficaces utilisée dans le calcul d'atténuation MCNP6 influe grandement sur les estimations du vieillissement. Notamment, les résultats obtenus ont montré que, dans le cadre du benchmark HBR-2, la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VIII.0 est moins performante que les bibliothèques ENDF/B-VII.1 et JEFF-3.3 pour modéliser l'atténuation des neutrons depuis le coeur jusqu'aux sites d'intérêt. Il a également été observé que les sections efficace du ^{56}Fe jouent un rôle primordial dans la modélisation de l'atténuation des neutrons. Par conséquent, des analyses dédiées pourraient être effectuées à l'avenir pour améliorer la description de ces sections efficaces et quantifier précisément l'incertitude induite par leur méconnaissance sur les évaluations du vieillissement des cuves.

Pour terminer, les capacités du schéma de calcul ont été employées afin de répondre à certaines questions de recherche relatives à la thématique du vieillissement des cuves des REP. Par exemple, l'évolution du flux neutronique rapide sur la cuve tout au long d'un cycle a été étudiée et il a été montré que ce dernier est plus important en fin de cycle qu'au début de ce dernier. Dès lors, ces résultats permettent de déduire que plus un réacteur effectue des cycles longs, plus le vieillissement de la cuve est accéléré (à quantité d'énergie produite égale). De plus, les possibilités de l'outil développé ont été utilisées afin de comparer le spectre neutronique incident à différentes positions dans le réacteur. Il a été démontré que les zones non couvertes par le bouclier thermique subissent un spectre neutronique significativement plus rapide que les autres zones de la cuve. Par conséquent, de futures analyses pourront explorer des pilotages du réacteur ou des gestions combustible qui diffèrent significativement de ceux étudiés au cours de cette thèse afin de vérifier que ces derniers ne mènent pas à un point chaud localisé

sur une zone non couverte par le bouclier thermique. Enfin, les analyses ont permis de démontrer que, pour un cycle particulier d'un REP 900 MW_e, entre 16% et 26% de dpa supplémentaires sont générés dans les échantillons d'acier des capsules par rapport à dans le matériau de cuve, pour une même fluence de neutrons rapides accumulée. Ceci induit qu'en s'appuyant sur les données des échantillons d'acier pour prédire le vieillissement de la cuve sous irradiation neutronique, le PSI tend à surestimer la fragilisation de la cuve par rapport à son véritable état de fragilisation. De la même manière que précédemment, le traitement de multiples cas d'étude sera nécessaire afin d'étendre la validité de ces résultats. Ainsi, de futures analyses se pencheront notamment sur la modélisation de l'entièreté de la vie de certains REP 900 MW_e français.

Bibliographie

- [1] M. Willeit, A. Ganopolski, R. Calov, and V. Brovkin. Mid-Pleistocene transition in glacial cycles explained by declining CO₂ and regolith removal. *Science Advances*, 5(4) :eaav7337, 2019. *Cité page 1*
- [2] G. Foster, D. Royer, and D. Lunt. Future climate forcing potentially without precedent in the last 420 million years. *Nature Communications*, 8(14845), 2017. *Cité page 1*
- [3] IRSN. Développement des méthodes, études sur la sûreté et la sécurité des exploitations. Chapitre 4 du rapport scientifique et technique 2006 de l'IRSN, 2006. *Cité pages 2, 52 et 53*
- [4] C. Pichon, C. Brillaud, D. Deydie, A. Alberman, and P. Soulat. chapter Neutron Spectrum Effect and Damage Analysis on Pressure Vessel Steel Irradiation Behaviour, pages 87–97. ASTM International, West Conshohocken, PA, Jan 2000. *Cité pages 3 et 51*
- [5] G.S. Was. *Fundamentals of Radiation Materials Science, Metals and Alloys*. Second Edition. Springer, 2017. *Cité pages 3, 49 et 54*
- [6] J.R. Lamarsh. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Addison-Wesley series in nuclear engineering. Addison-Wesley Publishing Company, 1966. *Cité pages 6, 7 et 9*
- [7] P. Reuss. *Précis de neutronique*. Collection Génie atomique. EDP Sciences, 2003. *Cité pages 6, 7, 9, 11, 12, 20, 23 et 25*
- [8] A.J.M. Plompen, O. Cabellos, C. De Saint Jean, et al. The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3. *The European Physical Journal A*, 56(181), 2020. *Cité pages 9, 33, 117, 147 et 195*
- [9] K. Dayman, S. Biegalski, and D. Haas. Determination of short-lived fission product yields with gamma spectrometry. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 305 :213–223, 2015. *Cité pages 11 et 195*
- [10] M.B. Chadwick et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12) :2887–2996, 2011. Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library. *Cité pages 11, 33, 75, 112, 147 et 195*
- [11] CEA. *La neutronique*. e-den, Une monographie de la Direction de l'énergie nucléaire. Éditions Le Moniteur, 2013. *Cité pages 12, 16, 19, 22, 29, 30, 39 et 195*

-
- [12] D. Heuer et al. Le Thorium Molten Salt Reactor Non Moderated (TMSR-NM). Présentation école SELF, Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble (CNRS-IN2P3/INPG-ENSPG/UJF), 2008. *Cité pages 13 et 195*
- [13] L. Tillard. *Impact du déploiement de réacteurs de type ASTRID sur la gestion dynamique du plutonium dans des scénarios de transitions électronucléaires*. Thèse, Université Paris Saclay, November 2019. *Cité pages 14 et 37*
- [14] K. Aoto, P. Dufour, Y. Hongyi, J.P. Glatz, Y. Kim, Y. Ashurko, R. Hill, and N. Uto. A summary of sodium-cooled fast reactor development. *Progress in Nuclear Energy*, 77 :247–265, 2014. *Cité page 14*
- [15] H. Rouch, O. Geoffroy, P. Rubiolo, A. Laureau, M. Brovchenko, D. Heuer, and E. Merle-Lucotte. Preliminary thermal-hydraulic core design of the Molten Salt Fast Reactor (MSFR). *Annals of Nuclear Energy*, 64 :449–456, 2014. *Cité page 14*
- [16] J. Liao, P. Ferroni, R.F. Wright, U. Bachrach, J.H. Scobel, T. Sofu, A.M. Tentner, S.J. Lee, M. Epstein, M. Frignani, and M. Tarantino. Development of phenomena identification and ranking table for Westinghouse lead fast reactor’s safety. *Progress in Nuclear Energy*, 131 :103577, 2021. *Cité page 14*
- [17] P. Reuss. Neutron physics. EDP sciences, 2012. *Cité page 16*
- [18] A. Hébert. *Applied Reactor Physics*. Presses internationales Polytechnique, 2009. *Cité pages 18, 19, 20, 24, 25, 26, 27 et 67*
- [19] L. Clouvel. *Uncertainty quantification of the fast flux calculation for a PWR vessel*. Thèse, Université Paris-Saclay, November 2019. *Cité pages 19, 33, 34, 51, 52, 119, 131 et 196*
- [20] W.L. Dunn and J.K Shultis. *Exploring Monte Carlo Methods*. Academic Press, Elsevier Science, 2011. *Cité pages 20, 28, 29, 31 et 32*
- [21] A. Hébert. Revisiting the Stamm’ler Self-Shielding Method. *Annual Canadian Nuclear Society Conference*, 2004. *Cité page 23*
- [22] M.L. Williams and K-S. Kim. The Embedded Self-Shielding Method. *PHYSOR 2012*, 2012. *Cité page 23*
- [23] M. Livolant and F. Jeanpierre. Autoprotection dans les réacteurs nucléaires, application aux isotopes lourds. Rapport CEA-R-4533, 1974. *Cité page 23*
- [24] M. Coste and S. Mengelle. Implementation of a sub-group method for self-shielding calculations in APOLLO2 code. *International conference on the physics of reactors PHYSOR96*, 1 :615, 1996. *Cité page 23*
- [25] R.J. Brissenden and A.R. Garlick. Biases in the estimation of k_{eff} and its error by Monte Carlo methods. *Annals of Nuclear Energy*, 13(2) :63–83, 1986. *Cité page 29*
- [26] E.M. Gelbard and R. Prael. Computation of standard deviations in Eigenvalue calculations. *Progress in Nuclear Energy*, 24(1) :237–241, 1990. Monte Carlo Methods for Neutrons and Photon Transport Calculations. *Cité page 29*

- [27] E. Dumonteil, F. Malvagi, A. Zoia, A. Mazzolo, D. Artusio, C. Dieudonné, and C. De Mulatier. Particle clustering in Monte Carlo criticality simulations. *Annals of Nuclear Energy*, 63 :612–618, 2014. *Cité page 31*
- [28] E. Dumonteil, R. Bahran, T. Cutler, B. Dechenaux, T. Grove, J. Hutchinson, G. McKenzie, A. McSpaden, W. Monange, M. Nelson, N. Thompson, and A. Zoia. Patchy nuclear chain reactions. *Communications Physics*, 4(1) :151, Jul 2021. *Cité page 31*
- [29] B. Dehaye. *Accélération de la convergence dans le code de transport de particules Monte-Carlo TRIPOLI-4® en criticité*. Thèse, Université Paris Sud - Paris XI, 2014. *Cité page 31*
- [30] M. Nowak. *Accelerating Monte Carlo particle transport with adaptively generated importance maps*. Thesis, Université Paris-Saclay, 2018. *Cité page 31*
- [31] L. Tillard. Validation des calculs d’irradiation ex-core dans un réacteur à eau sous pression en comparant plusieurs méthodes de réduction de variance. Master’s thesis, Grenoble INP PHELMA, 2016. *Cité page 32*
- [32] S. Mosher, S. Johnson, A. Bevill, A. Ibrahim, C. Daily, T. Evans, J. Wagner, J. Johnson, and R. Grove. ADVANTG – An Automated Variance Reduction Parameter Generator, Rev. 1. 08 2015. *Cité pages 33, 117 et 149*
- [33] J.C. Wagner and A. Haghghat. Automated Variance Reduction of Monte Carlo Shielding Calculations Using the Discrete Ordinates Adjoint Function. *Nuclear Science and Engineering*, 128(2) :186–208, 1998. *Cité pages 33, 117 et 149*
- [34] T.M. Evans, A.S. Stafford, R.N. Slaybaugh, and K.T. Clarno. DENOVO : A New Three-Dimensional Parallel Discrete Ordinates Code in SCALE. *Nuclear Technology*, 171(2) :171–200, 2010. *Cité pages 33 et 117*
- [35] K. Shibata et al. JENDL-4.0 : A New Library for Nuclear Science and Engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(1) :1–30, 2011. *Cité page 33*
- [36] Z. Ge, H. Wu, G. Chen, and R. Xu. CENDL project, the chinese evaluated nuclear data library. *EPJ Web Conf.*, 146 :02002, 2017. *Cité page 33*
- [37] R. Macfarlane, D.W. Muir, R.M. Boicourt, et al. The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 2016. 1 2017. *Cité pages 34, 58, 84 et 85*
- [38] C. Jeannesson. *Development of a methodology to exploit nuclear data in the unresolved resonance range and the impact on criticality safety and reactor applications*. Thesis, Université Paris-Saclay, December 2020. *Cité page 34*
- [39] L. Patarin. *Le cycle du combustible nucléaire*. Édition EDP sciences, 2012. *Cité pages 36 et 37*
- [40] CEA. *Les combustibles nucléaires*. e-den, Une monographie de la Direction de l’énergie nucléaire. Éditions Le Moniteur, 2008. *Cité pages 37, 38, 39 et 195*

- [41] F. Courtin. *Etude de l'incinération du plutonium en REP MOX sur support d'uranium enrichi avec le code de simulation dynamique du cycle CLASS*. Thèse, Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, October 2017. *Cité pages 40, 41 et 195*
- [42] A. Verdier. *Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP*. Thèse, Université Claude Bernard - Lyon I, April 2005. ACE. *Cité page 42*
- [43] H. Grard. *Physique, fonctionnement et sûreté des REP - le réacteur en production*. EDP Sciences, 2014. *Cité pages 42, 43, 64, 65, 96 et 138*
- [44] V. Drouet. *Optimisation multi-objectifs du pilotage des réacteurs nucléaires à eau sous pression en suivi de charge dans le contexte de la transition énergétique à l'aide d'algorithmes évolutionnaires*. Thèse, Université Paris-Saclay, October 2020. *Cité pages 42, 43, 44, 63 et 64*
- [45] W. Andreoni and S. Yip, editors. *Handbook of Materials Modeling, Applications : Current and Emerging Materials*. Second Edition - Volume 3. Springer, 2017. *Cité pages 46, 47, 48, 54 et 196*
- [46] K. Nordlund, J. Wallenius, and L. Malerba. Molecular dynamics simulations of threshold displacement energies in Fe. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 246(2) :322–332, 2006. *Cité page 47*
- [47] A. Barbu and J.-P. Massou. Comportement des matériaux dans le cœur des REP. *Techniques de l'ingénieur Matériaux pour le nucléaire*, base documentaire : TIB203DUO(ref. article : bn3760), 2008. *Cité pages 47, 50 et 196*
- [48] S. Kojima, Y. Satoh, H. Taoka, I. Ishida, T. Yoshiie, and M. Kiritani. Confirmation of vacancy-type stacking fault tetrahedra in quenched, deformed and irradiated face-centred cubic metals. *Philosophical Magazine A*, 59(3) :519–532, 1989. *Cité pages 48 et 49*
- [49] A. Meldrum, S.J. Zinkle, L.A. Boatner, and R.C. Ewing. A transient liquid-like phase in the displacement cascades of zircon, hafnium and thorite. *Nature*, 395 :56–58, 1998. *Cité page 48*
- [50] K. Nordlund, S.J. Zinkle, A.E. Sand, F. Granberg, R.S. Averback, R. Stoller, T. Suzudo, L. Malerba, F. Banhart, W.J. Weber, F. Willaime, S.L. Dudarev, and D. Simeone. Improving atomic displacement and replacement calculations with physically realistic damage models. *Nature Communications*, 9(1), mar 2018. *Cité pages 48, 57, 87, 196 et 201*
- [51] CEA. *Les matériaux du nucléaire, Modélisation et simulation des matériaux de cuve*. e-den, Une monographie de la Direction de l'énergie nucléaire. Éditions Le Moniteur, 2016. *Cité pages 48 et 50*
- [52] K. Nordlund, A.E. Sand, F. Granberg, S.J. Zinkle, R. Stoller, R.S. Averback, T. Suzudo, L. Malerba, F. Banhart, W.J. Weber, F. Willaime, S. Dudarev, and D. Simeone. Primary Radiation Damage. OECD/NEA, Nuclear Science NEA/NSC/DOC(2015)9. *Cité pages 49, 57, 58 et 85*

- [53] C. Lemaignan. *Science des matériaux pour le nucléaire*. Édition EDP sciences, 2003. *Cité page 49*
- [54] K. Nordlund and F. Gao. Formation of stacking-fault tetrahedra in collision cascades. *Applied Physics Letters*, 74(2720), 1998. *Cité page 49*
- [55] X. Yi, A. Sand, D. Mason, M. Kirk, S. Roberts, K. Nordlund, and S. Dudarev. Direct observation of size scaling and elastic interaction between nano-scale defects in collision cascades. *EPL (Europhysics Letters)*, 110, 03 2015. *Cité page 49*
- [56] O. Senninger. *Ségrégation et précipitation dans les alliages fer-chrome hors et sous irradiation*. Thèse, Université de Grenoble, October 2013. *Cité page 50*
- [57] Akamatsu, M., Brillaud, C., Lloret, R., Rieg, C., and Van Duysen, J.-C. L'irradiation de la cuve : un phénomène sous surveillance. *RGN*, (6) :391–397, 1993. *Cité page 50*
- [58] H. Churier-Bosseneq, P. Todeschini, F. Clémendot, C. Domain, C. Benhamou, B. Marini, B. Radiguet, and P. Pareige. Le vieillissement sous irradiation de l'acier de cuve. *L'irradiation dans les matériaux des réacteurs nucléaires organized by SFEN/ST2*, 11 2011. *Cité pages 51, 52, 53 et 196*
- [59] M. Tomimatsu, T. Hirota, T. Hardin, and P. Todeschini. 4 - Embrittlement of reactor pressure vessels (RPVs) in pressurized water reactors (PWRs). In *Irradiation Embrittlement of Reactor Pressure Vessels (RPVs) in Nuclear Power Plants*, Woodhead Publishing Series in Energy, pages 57 – 106. Woodhead Publishing, 2015. *Cité page 52*
- [60] W. Andreoni and S. Yip, editors. *Handbook of Materials Modeling, Applications : Current and Emerging Materials*. Second Edition - Volume 1. Springer, 2017. *Cité page 54*
- [61] J.C. Wagner, A. Haghighat, and B.G. Petrovic. Monte Carlo Transport Calculations and Analysis for Reactor Pressure Vessel Neutron Fluence. *Nuclear Technology*, 114(3) :373–398, 1996. *Cité page 55*
- [62] Kaoru Matsushita and Masahiko Kurosawa. Neutron fluence analyses around the reactor pressure vessel of BWR using MCNP with a heterogeneous and homogeneous mixed core model. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 4 :463–466, 01 2014. *Cité page 55*
- [63] S.C. Henderson, T.M. Pandya, S.G. Stimpson, and B.S. Collins. Coupled Deterministic and Monte Carlo Neutronics for Vessel Fluence Calculations. *International Conference on Mathematics and Computational Methods applied to Nuclear Science and Engineering*, 08 2019. *Cité page 55*
- [64] A. Dupré, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, and A. Pautz. Towards modeling and validation enhancements of the PSI MCNPX fast neutron fluence computational scheme based on recent PWR experimental data. *Annals of Nuclear Energy*, 85 :820 – 829, 2015. *Cité pages 55, 62, 77, 106 et 120*

- [65] G. Hordósy, G. Hegyi, A. Keresztúri, C. Maráczy, E. Temesvári, and E.M. Zsolnay. Pressure Vessel Fluence Calculations for the Hungarian VVER-440 Units for the Power Uprate and the lifetime Extension. *EPJ Web of Conferences*, 106 :02011, 2016. *Cité page 55*
- [66] S. Bourganel, O. Petit, and C.M. Diop. Three-Dimensional Particle Transport Using Green’s Functions in TRIPOLI-4 Monte Carlo Code : Application to PWR Neutron Fluence and Ex-Core Response Studies. *Nuclear Technology*, 184 :29, 10 2013. *Cité page 55*
- [67] P.G. Laky and N. Tsoufanidis. Neutron Fluence at the Pressure Vessel of a Pressurized Water Reactor Determined by the MCNP Code. *Nuclear Science and Engineering*, 121(3) :433–447, 1995. *Cité page 55*
- [68] K.W. Burn and P. Console Camprini. Radiation transport out from the reactor core : to decouple or not to decouple. *EPJ Web Conf.*, 153 :05007, 2017. *Cité page 55*
- [69] K.W. Burn and P. Console Camprini. A Consistent Monte Carlo Treatment of Radiation Responses in and around Critical Configurations. *Proceedings of PHYSOR-2018, Cancun*, pages 576–586, 4 2018. *Cité pages 55 et 81*
- [70] S. Joutel. Neutron fluence surveillance calculations and methodology verification for nuclear power plant life time evaluations. Master’s thesis, KTH Royal Institute of Technology in Stockholm, 2015. *Cité pages 55 et 56*
- [71] A. Santamarina, C. Collignon, and C. Garat. French Calculation Schemes for Light Water Reactor Analysis. *PHYSOR 2004 - The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments Chicago, Illinois*, 2004. *Cité page 55*
- [72] E. Brun, E. Dumonteil, F.-X. Hugot, N. Huot, C. Jouanne, Y.-K. Lee, F. Malvagi, A. Mazzolo, O. Petit, J.-C Trama, and A. Zoia. Overview of TRIPOLI-4 version 7, continuous-energy Monte Carlo Transport Code. *First International Conference on Physics and Technology of Recators and Applications (PHYTRA1)*, 05 2011. *Cité page 56*
- [73] E. Brun, F. Damian, C.M. Diop, E. Dumonteil, F.X. Hugot, C. Jouanne, Y.K. Lee, F. Malvagi, A. Mazzolo, O. Petit, J.C. Trama, T. Visonneau, and A. Zoia. TRIPOLI-4@, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code. *Annals of Nuclear Energy*, 82 :151–160, 2015. Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms. *Cité page 56*
- [74] H. Louvinand E. Dumonteil, T. Lelièvre, M. Rousset, and C.M. Diop. Adaptive Multilevel Splitting for Monte Carlo particle transport. *EPJ Web Conf.*, 153 :06006, 2017. *Cité page 56*
- [75] F.H. Clark. The exponential transform as an importance-sampling device. A review. *Oak Ridge National Laboratory report ORNL-RSIC-14*, 1 1966. *Cité page 56*

- [76] F.-D. Rosset and H. Schaeffer. Vessel Fluence Assessment with the EFLUVE Code and a Low-Fluence Fuel Management Scheme. *Nuclear Technology*, 103(1) :10–18, 1993. *Cité page 56*
- [77] W. Cai, J. Li, B.P. Uberuaga, and S. Yip. 1.18 - Molecular Dynamics. In R. J.M. Konings and R.E. Stoller, editors, *Comprehensive Nuclear Materials (Second Edition)*, pages 573–594. Elsevier, Oxford, second edition edition, 2020. *Cité page 56*
- [78] C.J. Ortiz, L. Luneville, and D. Simeone. 1.19 - Binary Collision Approximation. In R. J.M. Konings and R.E. Stoller, editors, *Comprehensive Nuclear Materials (Second Edition)*, pages 595–619. Elsevier, Oxford, second edition edition, 2020. *Cité page 56*
- [79] M.J. Norgett, M.T. Robinson, and I.M. Torrens. A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear Engineering and Design*, 33(1) :50 – 54, 1975. *Cité page 56*
- [80] E.P. Lippincott. Assessment of uncertainty in reactor vessel fluence determination. *Reactor dosimetry ASTM STP 1228*, 12 1994. *Cité pages 62, 77 et 119*
- [81] Léonie Berge. *Contribution to the prompt fission neutron spectrum modeling. Uncertainty propagation on a vessel fluence calculation*. Thèse, Université Grenoble Alpes, July 2015. *Cité pages 62, 77, 119, 120, 131 et 132*
- [82] N. Waeckel. La gestion des cœurs et les perspectives. EDF, 2009. *Cité page 63*
- [83] J. Couturier. *Éléments de sûreté nucléaire – Les réacteurs à eau sous pression*. IRSN, Édition EDP Sciences, 2021. *Cité page 63*
- [84] J.D. Rhodes, J.M. Hykes, and R.M. Ferrer. *CASMO5 A Fuel Assembly Burnup Program User’s Manual*. Studsvik Scandpower Inc, Rev. 12, 2017. *Cité pages 65, 72, 95, 110, 111 et 144*
- [85] T. Goorley, M. James, Thomas Booth, F. Brown, J. Bull, Lawrence Cox, J. Durkee, J. Elson, Michael Fensin, R. Forster, J. Hendricks, H.G. Hughes, R. Jonns, B. Kiedrowski, Roger Martz, S. Mashnik, Gregg Mckinney, D. Pelowitz, R. Prael, and T. Zukaitis. Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 Version 1.0. *Nucl. Technol.*, 164, 06 2013. *Cité pages 66, 71, 84 et 113*
- [86] A. Somaini. *Analyse des erreurs induites par une modélisation simplifiée sur l’évolution des combustibles REP Impact des fuites neutroniques dans les calculs cellules*. Thèse, Université Paris-Saclay, September 2017. *Cité page 66*
- [87] D. Pelowitz, T. Goorley, M. James, Thomas Booth, F. Brown, J. Bull, Lawrence Cox, J. Durkee, J. Elson, Michael Fensin, R. Forster, J. Hendricks, H. Hughes, Russell Johns, B. Kiedrowski, Roger Martz, S. Mashnik, Gregg Mckinney, R. Prael, and T. Zukaitis. *MCNP6 User’s Manual*, 05 2013. *Cité pages 66, 80, 110, 116 et 148*
- [88] T. Bahadir and S.Oe. Lindahl. Studsvik’s next generation nodal code SIMULATE-5. Studsvik Scandpower Inc and Studsvik Scandpower AB, 2009. *Cité pages 67, 72, 110, 111 et 144*

-
- [89] T. Downar, Y. Xu, and V. Seker. *PARCS v3.0, U.S. NRC Core Neutronics Simulator – USER MANUAL*. University of Michigan, 2009. *Cité pages 67 et 95*
- [90] K. Smith. *An analytic nodal method for solving the two-group, multidimensional, static and transient neutron diffusion equations*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Nuclear Engineering, 08 2005. *Cité page 67*
- [91] A. Hébert. A simplified presentation of the multigroup analytic nodal method in 2-D cartesian geometry. *Annals of Nuclear Energy*, 35(11) :2142–2149, 2008. *Cité page 67*
- [92] J.D. Rhodes, J.M. Hykes, and R.M. Ferrer. *SIMULATE5 - Advanced Three-Dimensional Multigroup Reactor Analysis Code*. Studsvik Scandpower Inc, Rev. 9, 2018. *Cité pages 67, 78 et 112*
- [93] British Electricity International. CHAPTER 1 - Nuclear physics and basic technology. In British Electricity International, editor, *Nuclear Power Generation (Third Edition)*, British Electricity International, pages 1–110. Pergamon, Oxford, third edition edition, 1992. *Cité page 69*
- [94] K. R. Rempe, K. S. Smith, and A. F. Henry. SIMULATE-3 Pin Power Reconstruction : Methodology and Benchmarking. *Nuclear Science and Engineering*, 103(4) :334–342, 1989. *Cité page 72*
- [95] T. Bahadir, S. Lindahl, and Studsvik Scandpower. SIMULATE-4 Pin Power Calculations. In *PHYSOR-2006 : American Nuclear Society’s Topical Meeting on Reactor Physics - Advances in Nuclear Analysis and Simulation*, 2006. *Cité pages 72 et 112*
- [96] J.D. Rhodes, J.M. Hykes, and R.M. Ferrer. *CASMO5 Methods and Validation Report*. Studsvik Scandpower Inc, Rev. 9, 2018. *Cité pages 78 et 112*
- [97] Alexander Vasiliev, Hakim Ferroukhi, Martin A. Zimmermann, and Rakesh Chawla. Development of a CASMO-4/SIMULATE-3/MCNPX calculation scheme for PWR fast neutron fluence analysis and validation against RPV scraping test data. *Annals of Nuclear Energy*, 34(8) :615–627, 2007. *Cité pages 80 et 120*
- [98] K.W. Burn. Optimizing Monte Carlo to Multiple Responses : the Direct Statistical Approach, 10 Years On. *Nuclear Technology*, 175(1) :138–145, 2011. *Cité page 81*
- [99] R. Vuiart, P. Console Camprini, K.W. Burn, M. Brovchenko, J. Taforeau, and E. Dumonteil. Impact of Fission Spectrum Modeling on Aging Estimations of Pressurized Water Reactor Vessels. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 125 :1106–1109, 2021. *Cité page 82*
- [100] A.C. Kahler. NJOY/HEATR : What It Calculates Now, What Should It Calculate? LA-UR-12-25531, 2012. *Cité page 85*

- [101] R. Vuiart, M. Brovchenko, J. Taforeau, V. Jaiswal, and E. Dumonteil. A Versatile Methodology for Reactor Pressure Vessel Aging Assessments. *Nuclear Science and Engineering*, 196(4) :455–477, 2022. *Cité pages 85, 87, 91 et 130*
- [102] B. Veillard-Baron and Y. Meyzaud. Structure des réacteurs nucléaires - Aciers spéciaux. *Techniques de l'ingénieur*, bn3730, 1998. *Cité pages 87 et 201*
- [103] S. P. Simakov, U. Fischer, A. J. Koning, A. Yu. Konobeyev, and D. A. Rochman. Iron NRT- and ARC-displacement cross sections and their covariances. *Nuclear Materials and Energy*, 15 :244–248, 2018. *Cité page 88*
- [104] A.Yu. Konobeyev, U. Fischer, Yu.A. Korovin, and S.P. Simakov. Evaluation of effective threshold displacement energies and other data required for the calculation of advanced atomic displacement cross-sections. *Nuclear Energy and Technology*, 3(3) :169 – 175, 2017. *Cité page 88*
- [105] A.Yu Konobeyev, U. Fischer, P.E. Pereslavytsev, and S. Simakov. ARC-dpa cross-sections for high priority elements, 2017. *Cité page 88*
- [106] A. Ward et al. Code for Generating the PARCS Cross Section Interface File PMAXS. Michigan Engineering, 2015. *Cité page 96*
- [107] A. Peron. Étude de la contribution des crayons combustibles au vieillissement de la cuve d'un réacteur de type REP. Rapport interne IRSN, 2018. *Cité pages 99, 124, 125 et 127*
- [108] R. Vuiart, M. Brovchenko, and J. Taforeau. Impact of core power variations on the fast neutron flux incident on pressurized water reactor vessels. In *Proceedings of the International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2019)*, Juan les Pins, France, May 2019. *Cité pages 99 et 126*
- [109] R. Vuiart. Vieillissement de la cuve des réacteurs nucléaires : évaluation du flux neutronique. Rapport de projet de fin d'études, Grenoble-INP Phelma - IRSN, 2018. *Cité page 101*
- [110] B. Benedet. Sensibilité de la fluence cuve à la composition isotopique du combustible. Mémoire en vue de l'obtention de la 2^{ème} année du Master mention Ingénierie Nucléaire parcours Physique et Technologies des Rayonnements pour l'Industrie et la Physique Médicale - Université Clermont Auvergne - IRSN, 2020. *Cité pages 114, 122, 124, 126 et 131*
- [111] OECD/NEA. Computing radiation dose to reactor pressure vessel and internals. Technical report, NEA/NSC/DOC (96) 5, 1997. *Cité page 116*
- [112] K. Yong-Il and H-R Hwang. Evaluation of the uncertainties in the modeling and source distribution for pressure vessel neutron fluence calculations. *J. Radiat. Prot. Res*, 26(3) :237–0, 2001. *Cité page 120*
- [113] A. Haghghat, M. Mahgerfteh, and B.G. Petrovic. Evaluation of the Uncertainties in the Source Distribution for Pressure Vessel Neutron Fluence Calculations. *Nuclear Technology*, 109(1) :54–75, 1995. *Cité page 120*

- [114] B. Benedet, R. Vuiart, J. Taforeau, and M. Brovchenko. Sensitivity of Pressurized Water Reactors Vessels Aging to Fuel Composition. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 125 :1110–1113, 2021. *Cité pages 122, 124, 127 et 145*
- [115] C.J. Díez, J.J. Herrero, O. Cabellos, and J.S. Martínez. Propagation of Cross-section Uncertainties in Criticality Calculations in the Framework of UAM-Phase I using MCNPX-2.7e and SCALE-6.1. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2013. *Cité page 127*
- [116] A.D. Tahhan, R.M. Ferrer, J.M. Hykes, and J.D. Rhodes. CASMO5 Benchmark Report. SSP-08/406 Rev 3, Studsvik Scandpower Inc., 2018. *Cité pages 128 et 129*
- [117] Y. Nakahara, K. Suyama, J. Inagawa, R. Nagaishi, S. Kurosawa, N. Kohno, M. Onuki, and H. Mochizuki. Nuclide Composition Benchmark Data Set for Verifying Burnup Codes on Spent Light Water Reactor Fuels. *Nuclear Technology*, 137(2) :111–126, 2002. *Cité page 128*
- [118] B. Iooss. Revue sur l’analyse de sensibilité globale de modèles numériques. *Journal de la Societe Française de Statistique*, 152(1) :1–23, 2011. *Cité page 130*
- [119] I. Remec and F.B.K Kam. H.B. Robinson-2 Pressure Vessel Benchmark. Oak Ridge National Laboratory, NUREF/CR-6453, ORNL/TM-13204, 1997. *Cité pages 136, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 146, 148, 150, 156, 198, 199 et 201*
- [120] I. Remec. H.B. Robinson-2 Pressure Vessel Dosimetry Benchmark. ABSTRACT NEA-1517/71, OECD-NEA Data Bank. *Cité page 136*
- [121] I.A. Kodeli and E. Sartori. SINBAD – Radiation shielding benchmark experiments. *Annals of Nuclear Energy*, 159 :108254, 2021. *Cité page 136*
- [122] R. Pittarello, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, and R. Chawla. Refined Monte Carlo analysis of the H.B. Robinson-2 reactor pressure vessel dosimetry benchmark. *Annals of Nuclear Energy*, 38(9) :1842–1851, 2011. *Cité pages 136, 146, 150, 157, 161 et 163*
- [123] A. Vasiliev, H. Ferroukhi, and E. Kolbe. Performance of a Monte-Carlo solution for the H.B. Robinson-2 Pressure Vessel Dosimetry Benchmark. *Annals of Nuclear Energy*, 37(10) :1404–1410, 2010. *Cité pages 136, 137, 138, 157, 161 et 198*
- [124] R. Orsi. H.B. Robinson-2 pressure vessel dosimetry benchmark : Deterministic three-dimensional analysis with the TORT transport code. *Nuclear Engineering and Technology*, 52(2) :448–455, 2019. *Cité pages 136, 140, 150, 151, 157, 161 et 201*
- [125] S. Bourganel, I. Raskiniteb, and M. Soldevilac. Analysis of the H.B. Robinson-2 reactor pressure vessel dosimetry benchmark using TRIPOLI-4 Monte Carlo code. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 4 :312–316, 2014. *Cité page 136*
- [126] HBR-2 - Updated Final Safety Analysis Report - CHAPTER 4 - REACTOR. Revision No. 21. *Cité pages 137, 138, 139 et 198*

- [127] L. Fonte. Modélisation et analyse du benchmark SINBAD du réacteur H.B. Robinson-2. AERGON, rapport de prestation, fichier interne IRSN, 2021. *Cité page 145*
- [128] S.E. Skutnik. ORIGEN-BASED nuclear fuel inventory module for fuel cycle - assessment final project report. University of Tennessee-Knoxville, Department of Nuclear Engineering, DUNS number : 00-338-7891, AWARD NUMBER : DEN-E0000737. *Cité page 145*
- [129] ENDF/B-VIII.0 : The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data. *Nuclear Data Sheets*, 148 :1–142, 2018. Special Issue on Nuclear Reaction Data. *Cité page 147*
- [130] L. Leal and E. Ivanov. Benchmark Testing of a New ^{56}Fe Evaluation for Criticality Safety Applications. In *Proceedings of ICNC 2015*, Charlotte, North Carolina, United States of America, 2015. *Cité pages 147 et 158*
- [131] A. Trkov, P.J. Griffin, S.P. Simakov, L.R. Greenwood, K.I. Zolotarev, R. Capote, D.L. Aldama, V. Chechev, C. Destouches, A.C. Kahler, C. Konno, M. Košťál, M. Majerle, E. Malambu, M. Ohta, V.G. Pronyaev, V. Radulović, S. Sato, M. Schulc, E. Šimečková, I. Vavtar, J. Wagemans, M. White, and H. Yashima. IRDFF-II : A New Neutron Metrology Library. *Nuclear Data Sheets*, 163 :1–108, 2020. *Cité page 148*
- [132] M.L. Williams. DOTSOR : A Module in the LEPRICON Computer Code System for Representing the Neutron Source Distribution in LWR Cores. EPRI Research Project 1399-1 Interim Report, 1985. *Cité page 150*
- [133] W.A. Rhoades and R.L. Childs. The DORT Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code. *Nuclear Science and Engineering*, 99(1) :88–89, 1988. *Cité page 154*
- [134] J.E. White, D.T. Ingersoll, C.O. Skater, and R.W. Roussin. BUGLE-96 : A revised multigroup cross section library for LWR applications based on ENDF/B-VI Release 3, 1996. *Cité page 154*
- [135] R.A. Matzie, D.C. Leung, Y. Liu, and R.W. Beekmann. The Benefits of Cycle Stretchout in Pressurized Water Reactor Extended-Burnup Fuel Cycles. *Nuclear Technology*, 52(2) :189–197, 1981. *Cité page 170*
- [136] D. Beretz, S. Bourganel, P. Blaise, C. Destouches, N. Huo, J.-M. Girard, C. Domergue, H. Philibert, R. Brissot, and M. Dumont. FLUOLE : A New Relevant Experiment for PWR Pressure Vessel Surveillance. *Proc. Int. Conf. ISRD 13, Akersloot, Netherlands*, 08 2009. *Cité page 180*
- [137] N. Thiollay et al. FLUOLE-2 : An Experiment for PWR Pressure Vessel Surveillance. *EPJ Web of Conferences*, 106 :02015, 2016. *Cité page 180*

Liste des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Décomposition de la section efficace totale. | 8 |
| 1.2 | Sections efficaces de fission (σ_f) et de capture radiative (σ_c) de l' ^{235}U (a) et de l' ^{238}U (b) générées à 300 K depuis la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 [8]. | 9 |
| 1.3 | Représentation schématique d'une réaction de fission de l'uranium-235. | 10 |
| 1.4 | Rendements de fissions induites par des neutrons thermiques pour l' ^{235}U et le ^{239}Pu . Les croix indiquent les données provenant de la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII [10]. Les lignes sont affichées pour faciliter la visualisation [9]. | 11 |
| 1.5 | Spectre de fission thermique de l'uranium-235 (neutrons émis prompts) (a) et comparaison des spectres de fission de divers nucléides avec ce dernier (b). Les spectres de fission sont ici approximés par des spectres de Watt ou de Maxwell en utilisant les valeurs des constantes a et b indiquées dans la table 2.4 (cf. section 2.4.2.1). | 12 |
| 1.6 | Comparaison entre le spectre neutronique des REP et celui des RNR [12]. | 13 |
| 1.7 | Représentation schématique d'une réaction en chaîne | 15 |
| 1.8 | Établissement de l'équation intégrale de Boltzmann en régime stationnaire. Le flux angulaire résulte des neutrons provenant de la source et des diffusions. | 20 |
| 1.9 | Le phénomène d'autoprotection pour la résonance à 6,67 eV de l'uranium-238 [11]. | 22 |
| 1.10 | Définition du courant neutronique | 23 |
| 1.11 | Illustration du principe de la méthode des Weight Windows | 32 |
| 1.12 | Traitement d'un fichier ENDF avec NJOY pour une utilisation avec MCNP6. Les blocs bleus représentent les étapes utilisées pour obtenir un fichier approprié pour les calculs de criticité et à source fixe et les blocs violets font référence aux modules de NJOY. | 35 |
| 1.13 | Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire avec aéroréfrigérant | 36 |
| 1.14 | Vue schématique d'un assemblage de REP [40]. | 38 |
| 1.15 | Chaîne de production des principaux actinides dans le cycle nucléaire français [41]. | 41 |
| 1.16 | Évolution de la concentration de bore soluble dans le modérateur sur un cycle combustible caractéristique d'un réacteur 900 MW _e fonctionnant en base. | 45 |

| | | |
|------|--|----|
| 1.17 | Les multiples niveaux de physique impliqués dans les effets des rayonnements. Les codes D1 à D6 sont utilisés comme références croisés dans le corps du texte. Les limites des boîtes dans l'espace et dans le temps sont très approximatives et ne doivent pas être considérées comme des limites précises (figure reconstruite et traduite de l'anglais depuis la référence [45]). | 46 |
| 1.18 | Dégâts primaires d'irradiation : formation des paires de Frenkel. L'acronyme PKA indique le premier atome frappé par le neutron incident. . . | 47 |
| 1.19 | Vue en coupe d'une cascade de collisions induite par un PKA de 10 keV dans un réseau d'atomes d'or, obtenue à partir de simulations typiques de dynamique moléculaire [50]. Les points individuels indiquent les positions des atomes. Les cercles bleus illustrent les atomes à faible température et les atomes rouges et blanchâtres ont de hautes énergies cinétiques, avec l'échelle d'énergie donnée sur la droite de la figure. . . | 48 |
| 1.20 | Fragilisation sous irradiation des aciers ferritiques [47]. | 50 |
| 1.21 | Méthodologie générale des programmes de surveillance [19]. | 52 |
| 1.22 | Formule de fragilisation sous irradiation supérieure (valeurs moyennes et valeurs enveloppes minimales et maximales) dérivée à partir des résultats du PSI et de ceux obtenus en réacteurs expérimentaux [58]. | 53 |
| 2.1 | (a) : Plan du chargement du combustible pour le réacteur considéré. Les assemblages UOX sont indiqués en vert et les assemblages MOX sont indiqués en violet. Les chiffres indiquent le cycle d'irradiation dans lequel se trouvent les assemblages (un assemblage noté "4" a déjà effectué 3 cycles d'irradiation en cœur. (b) : Carte d'insertion des barres de contrôle pour le réacteur considéré. Les barres grises sont indiquées en gris, les barres noires en noir et les barres d'arrêt du réacteur en rouge. | 64 |
| 2.2 | Différences relatives (%) entre l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle du crayon et une nappe de puissance à l'échelle de l'assemblage $\left(\frac{\text{ASSEMBLAGE}-\text{CRAYON}}{\text{CRAYON}}\right)$ | 70 |
| 2.3 | Distributions azimutales de flux de neutrons rapides intégrées axialement et différences relatives entre l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle de l'assemblage et l'utilisation d'une nappe de puissance à l'échelle du crayon (%). | 70 |
| 2.4 | Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier contre les neutrons thermiques; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur; (8) capsules du PSI. | 73 |
| 2.5 | Différences relatives (%) entre les taux d'émission de neutrons de fission F_n calculés par CASMO5 et par MCNP6 à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) $\left(\frac{\text{CASMO5}-\text{MCNP6}}{\text{MCNP6}}\right)$ | 75 |
| 2.6 | Différences relatives (%) entre les taux d'émission de neutrons de fission F_n calculés par SIMULATE5 et par MCNP6 à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) $\left(\frac{\text{SIMULATE5}-\text{MCNP6}}{\text{MCNP6}}\right)$ | 75 |

| | | |
|------|---|-----|
| 2.7 | Distributions azimutales intégrées axialement de flux de neutrons rapides sur la cuve obtenues avec les différentes distributions de neutrons de fission évaluées. (a) comparaison entre CASMO5 et MCNP6; (b) comparaison entre SIMULATE5 et MCNP6. | 76 |
| 2.8 | Contribution de l' ²³⁵ U, de l' ²³⁸ U, du ²³⁹ Pu et du ²⁴¹ Pu au taux de production des neutrons de fission dans le cas d'un assemblage UOX (a) et d'un assemblage MOX (b). | 80 |
| 2.9 | Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier contre les neutrons thermiques; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur. | 83 |
| 2.10 | Différences relatives (%) entre les prédictions de flux de neutrons sur la cuve obtenues avec la méthodologie de référence en une étape et celles obtenues avec les différentes modélisations du spectre de fission utilisées dans la méthodologie découplée $\left(\frac{test-référence}{référence}\right)$ | 84 |
| 2.11 | Sections efficaces de déplacements du ⁵⁶ Fe générées à 300 K depuis la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3. (a) : comparaison entre les modèles LEGACY-NJOY et NRT-dpa; (b) : comparaison entre les modèles NRT-dpa et ARC-dpa. | 86 |
| 2.12 | Différences relatives (%) entre les méthodes d'intégration temporelle n°1 et n°2 sur la distribution moyenne du flux neutronique rapide vu par la cuve pour le cycle considéré $\left(\frac{n^{\circ}2-n^{\circ}1}{n^{\circ}1}\right)$ | 92 |
| 2.13 | Différences relatives (%) entre la distribution moyenne cycle de flux neutronique rapide sur la cuve calculée avec le maillage temporel <i>a</i> et celle calculée avec le maillage temporel <i>b</i> $\left(\frac{b-a}{a}\right)$ | 93 |
| 2.14 | Différences relatives (%) entre la distribution moyenne cycle de flux neutronique rapide sur la cuve calculée avec le maillage temporel <i>a</i> et celle calculée avec le maillage temporel <i>c</i> $\left(\frac{c-a}{a}\right)$ | 94 |
| 2.15 | Historique de puissance du réacteur St Laurent 1 sur l'année 2014 (données provenant du site de la RTE). | 95 |
| 2.16 | Modèle d'insertion des barres de contrôle considéré lors de l'étude sur l'impact des variations de puissance sur le vieillissement de la cuve. (a) : niveau d'insertion cumulé des barres de contrôle en fonction du niveau de puissance du réacteur; (b) : niveau d'insertion de chaque groupe de barres en fonction du niveau d'insertion cumulé. | 97 |
| 2.17 | Illustration des différents cas de variations de puissance du réacteur testés. | 98 |
| 2.18 | Évolution de l'énergie libérée sur le cycle par l'assemblage K02 en fonction de la puissance moyenne du réacteur. Comparaison entre les cas <i>puissance variable</i> , <i>puissance constante</i> et <i>puissance nominale</i> | 100 |
| 2.19 | Moyenne des biais (%) observés sur les prédictions d'énergie libérées par les assemblages sur le cycle du cas <i>puissance nominale</i> (a) et du cas <i>puissance constante</i> (b) par rapport au cas <i>puissance variable</i> | 101 |
| 2.20 | Distribution de fluence neutronique rapide vue par la cuve au cours du cycle considéré, pour un réacteur fonctionnant à puissance nominale. | 102 |
| 2.21 | Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les cas 80% PN et 100% PN $\left(\frac{80\% PN-100\% PN}{100\% PN}\right)$ | 103 |

| | | |
|------|---|-----|
| 2.22 | Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les cas 30% PN et 100% PN $\left(\frac{30\% \text{ PN} - 100\% \text{ PN}}{100\% \text{ PN}}\right)$ | 103 |
| 2.23 | Différences relatives (%) entre les distributions de fluence neutronique rapide vues par la cuve obtenues avec les modèles I et II $\left(\frac{\text{I}-\text{II}}{\text{II}}\right)$ | 105 |
| 3.1 | Représentation schématique des principales étapes de la méthodologie d'évaluation du vieillissement de la cuve des REP développée au cours de cette thèse. | 111 |
| 3.2 | Coupe horizontale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires et blanches. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier thermique; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur; (8) capsules du PSI. | 114 |
| 3.3 | Coupe verticale de la modélisation du réacteur réalisée avec MCNP6 et position des tallies, indiqués par des sections noires et blanches. (1) assemblages combustibles; (2) baffle du cœur; (3) zone de "bypass" du modérateur; (4) enveloppe; (5) bouclier contre les neutrons thermiques; (6) zone de descente annulaire du modérateur; (7) cuve du réacteur. | 115 |
| 3.4 | Coupe verticale de la modélisation des assemblages UOX (a) et MOX (b) réalisée avec MCNP6. Pour les assemblages MOX, trois types différents de crayons combustibles sont modélisés avec une teneur élevée (orange), moyenne (rose) et faible (rouge) en plutonium. | 115 |
| 3.5 | Principe général de l'étude visant à propager l'impact de la méconnaissance de la composition isotopique du combustible au travers d'un calcul de flux neutronique rapide vu par la cuve | 123 |
| 3.6 | Variation de la nappe d'émission de neutrons de fission dans le cœur du réacteur (exprimées en %) suite à une perturbation de +30% de la densité atomique d' ^{235}U dans l'assemblage P07 $\left(\frac{\text{cas perturbé} - \text{cas de référence}}{\text{cas de référence}}\right)$ | 125 |
| 3.7 | Évolution de l'incertitude propagée sur le flux neutronique rapide vu par la cuve à la position azimutale 0° en fonction de la valeur des corrélations. | 129 |
| 4.1 | Géométrie d'un assemblage du réacteur H.B. Robinson-2. Les crayons combustible sont indiqués en vert. | 137 |
| 4.2 | Vue schématique d'une coupe transverse d'un huitième du réacteur H.B. Robinson-2 [123]. | 138 |
| 4.3 | Carte d'insertion des barres de contrôle du réacteur H.B. Robinson-2 [126]. Les barres noires sont indiquées en noir et les barres d'arrêt sont indiquées en rouge. | 139 |
| 4.4 | Taux de combustion (GWj/t) des assemblages au début du cycle n°9 du réacteur H.B. Robinson-2. | 140 |
| 4.5 | Historique de puissance du réacteur H.B. Robinson-2 sur le cycle n°9 (figure reconstruite à partir des données disponibles dans [119]). | 141 |
| 4.6 | Distribution de puissance radiale normalisée du réacteur H.B. Robinson-2 moyennée sur le cycle n°9 (figure reconstruite à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b) à partir des données disponibles dans [119]). | 142 |
| 4.7 | Coupe horizontale de la modélisation du réacteur HBR-2 réalisée avec MCNP6. | 146 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.8 | Coupe verticale de la modélisation du réacteur HBR-2 réalisée avec MCNP6. | 147 |
| 4.9 | Sections efficaces de dosimétrie de la bibliothèque de données nucléaires JEFF-3.3 traitées à 600 K. | 149 |
| 4.10 | Différences relatives (%) entre les distributions de neutrons de fission moyennes du réacteur H.B. Robinson-2 sur le cycle n°9 évaluées avec les approches α et β ($\frac{\beta-\alpha}{\alpha}$). Les différences sont présentées à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon combustible (b). Pour les différences à l'échelle du crayon combustible, seules les valeurs inférieures ou égales à 20% sont affichées afin de faciliter la visualisation. | 152 |
| 4.11 | Ratios C/E obtenus avec les approches α et β en utilisant la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VII.1. Les résultats obtenus par I. Remec et F.B.K. Kam dans la référence [119] sont indiqués à titre de comparaison. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. | 156 |
| 4.12 | Ratios C/E obtenus avec l'approche β et en utilisant les bibliothèques de données nucléaires ENDF/B-VII.1 ou ENDF/B-VIII.0 ou JEFF-3.3. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. | 158 |
| 4.13 | Ratios C/E obtenus avec l'approche β en utilisant la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 pour le transport et la bibliothèque ENDF/B-VIII.0 ou IRDFF-II pour la dosimétrie. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. . . | 159 |
| 4.14 | Ratios C/E obtenus avec l'approche β et diverses combinaisons de bibliothèques de données nucléaires. L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. | 160 |
| 4.15 | Ratios C/E obtenus avec l'approche β en utilisant les bibliothèques de données nucléaires JEFF-3.3 ou JEFF-3.3-Leal (avant correction des sections efficaces de L. Leal). L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. . | 160 |
| 4.16 | Comparaison de la section efficace totale du ^{56}Fe de la bibliothèque JEFF-3.3 et celle modifiée par L. Leal (avant correction (a) et après correction (b) des sections efficaces de L. Leal). | 161 |
| 4.17 | Ratios C/E obtenus avec l'approche β en utilisant les bibliothèques de données nucléaires JEFF-3.3 ou JEFF-3.3-Leal (après correction des sections efficaces de L. Leal). L'activité spécifique $^{237}\text{Np}(n,f)$ n'est pas prise en compte dans le calcul de la valeur moyenne des C/E dans la cavité. . | 162 |
| 5.1 | Distribution de puissance radiale normalisée du réacteur considéré dans les analyses du chapitre 5, moyennée sur le cycle. Les données sont présentées à l'échelle de l'assemblage (a) et à l'échelle du crayon (b). . . . | 167 |
| 5.2 | Distribution de fluence neutronique rapide normalisée sur la cuve pour le réacteur et le cycle considéré dans le chapitre 5. | 168 |
| 5.3 | Évolution au long du cycle de la distribution azimutale de flux de neutrons rapides sur la cuve (intégrée axialement) (a) et de la distribution axiale pour la position azimutale 0° (b). | 169 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.4 | Comparaison des spectres neutroniques incidents sur différentes positions azimutales sur la cuve par rapport à celui de la position azimutale 0° . Les données présentées sont intégrées sur la dimension axiale. Les spectres neutroniques sont affichés dans leur représentation léthargique. | 171 |
| 5.5 | Comparaison des spectres neutroniques incidents sur les capsules du PSI au regard de celui incident sur la cuve à la position azimutale 0° . Les données présentées sont intégrées sur la dimension axiale. Les spectres neutroniques sont affichés dans leur représentation léthargique. | 172 |
| 5.6 | Contributions de différents groupes d'énergies neutroniques E_n aux ARC-dpa cumulés dans les capsules et à plusieurs positions azimutales dans la cuve (valeurs intégrées axialement), pour le cycle et le réacteur décrits dans la section 5.1. | 173 |
| 5.7 | Distribution moyennée sur le cycle de $W_{ARC-dpa/\phi_{E>1MeV}}$ sur la cuve pour le cycle et le réacteur décrits dans la section 5.1. | 175 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Paliers composant le parc nucléaire français et leurs caractéristiques. . . | 63 |
| 2.2 | k_{eff} obtenus avec les codes considérés pour le chargement combustible étudié et comparaison avec la référence (MCNP6) | 74 |
| 2.3 | Récapitulatif de la précision, du temps de calcul ainsi que des fonctions annexes de chacun des codes testés pour évaluer la distribution des neutrons de fission dans le réacteur. | 78 |
| 2.4 | Données pour la modélisation des spectres de fission isotopiques | 80 |
| 2.5 | Constantes de certains matériaux [50] | 87 |
| 2.6 | Composition de l'acier de cuve (acier 16MND5 [102]) | 87 |
| 2.7 | Résultats de l'étude comparative avec les sections efficaces du KIT . . . | 88 |
| 2.8 | Comparaison des taux de déplacements par atome obtenus avec les modèles LEGACY-NJOY, NRT-dpa et ARC-dpa. | 89 |
| 3.1 | Coefficients de sensibilité du flux à la cuve à l'azimut 0° à la variation de la composition isotopique du combustible (et leur incertitude à un σ). 126 | |
| 3.2 | Récapitulatif des biais et incertitudes sur les évaluations de fluence neutronique rapide et de déplacements par atomes dans la cuve. ³ | 131 |
| 4.1 | Activités spécifiques mesurées en fin du cycle 9 des dosimètres placés dans les capsules de surveillance et dans la cavité du réacteur H.B. Robinson-2 [119] dans le plan équatorial. | 139 |
| 4.2 | Composition des dosimètres spécifiées dans le jeu de données "HBRHE81" [119]. | 148 |
| 4.3 | Facteurs de conversion taux de réaction - activité spécifique extraits de la référence [124]. | 151 |
| 4.4 | Taux de réactions obtenus dans les capsules de surveillance. Les valeurs entre parenthèses indiquent les déviations standard des réponses des tallies MCNP6 (indiquées en %). L'acronyme D.N. indique ici les bibliothèques de données nucléaires. | 154 |
| 4.5 | Taux de réactions obtenus dans la cavité. Les valeurs entre parenthèses indiquent les déviations standard des réponses des tallies MCNP6 (indiquées en %). L'acronyme D.N. indique ici les bibliothèques de données nucléaires. | 155 |

Liste de publications

Articles scientifiques

R. Vuiart, M. Brovchenko, J. Taforeau, V. Jaiswal and E. Dumonteil, "A Versatile Methodology for Reactor Pressure Vessel Aging Assessments", *Nuclear Science and Engineering*, 196(4) :455–477, 2022 ; <https://doi.org/10.1080/00295639.2021.1991761>

R. Vuiart, P. Console Camprini, K.W. Burn, M. Brovchenko, J. Taforeau and E. Dumonteil, "Impact of Fission Spectrum Modeling on Aging Estimations of Pressurized Water Reactor Vessels", *Transactions of the American Nuclear Society*, 125 :1106-1109, 2021 ; <https://doi.org/10.13182/T125-36557>

B. Benedet, R. Vuiart, J. Taforeau and M. Brovchenko, "Sensitivity of Pressurized Water Reactors Vessels Aging to Fuel Composition", *Transactions of the American Nuclear Society*, 125 :1110-1113, 2021 ; <https://doi.org/10.13182/T125-36551>

R. Vuiart, M. Brovchenko and J. Taforeau, "Impact of core power variations on the fast neutron flux incident on pressurized water reactor vessels", *In Proceedings of the International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2019)*, Juan les Pins, France, May 2019 ; https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02463775/file/ICAPP_FINAL_VUIART.pdf

Poster scientifique

R. Vuiart, M. Brovchenko , J. Taforeau and E. Dumonteil, "Estimation of the neutron fluence seen by nuclear reactor vessels", *Journées des thèses de l'IRSN*, 2019

Titre : Analyse du vieillissement sous irradiation neutronique des cuves des réacteurs nucléaires à eau sous pression

Mots clés : fluence cuve, déplacements par atome, vieillissement sous irradiation, neutronique, sûreté nucléaire, extension de la durée d'exploitation des réacteurs nucléaires

Résumé : L'exploitation de nombreux réacteurs nucléaires à eau sous pression (REP) est prolongée au-delà de leur durée de vie de conception (40 ans pour les REP français de 900 MW_e). Dans la perspective d'éventuelles prolongations supplémentaires de l'opération des REP, la satisfaction des exigences de sûreté est une priorité. La caractérisation de l'intégrité structurelle de la cuve du réacteur est une question importante car il s'agit d'un des paramètres qui influence sa durée de vie. La fragilisation du matériau de la cuve est principalement induite par le bombardement de neutrons rapides (avec des énergies supérieures à 1 MeV) qu'elle subit. Par conséquent, la fluence des neutrons rapides est l'une des grandeurs utilisées par les autorités de sûreté pour caractériser l'intégrité structurelle des cuves. Cependant, les futures évaluations du vieillissement des cuves pourraient s'appuyer sur des variables alternatives par rapport aux standards actuels, telles que la fluence en considérant l'intégralité du spectre neutronique ou les déplacements par atome (dpa), dans la mesure où ces grandeurs sont plus représentatives des dommages d'irradiation. De plus, à mesure que les cuves des réacteurs vieillissent et se rapprochent des limites d'irradiation fixées lors de leur conception, des analyses précises du biais et de l'incertitude inhérents aux évaluations du vieillissement doivent être menées afin de renforcer la sûreté nucléaire.

Dans ce contexte, ce travail doctoral s'est intéressé à l'analyse du vieillissement sous irradiation des cuves des REP, du point de vue de la neutronique et des dommages primaires d'irradiation. Les é-

tudes ont été réalisées au travers de la mise au point d'un schéma de calcul polyvalent permettant de répondre aux enjeux de la thématique du vieillissement des cuves. Lors de la construction de la méthodologie, l'impact de nombreuses variables (évaluation du terme source de neutrons de fission, modèle d'évaluation des dpa, prise en compte de l'historique de puissance du réacteur, modélisation de la densité du modérateur, etc.) sur les estimations du vieillissement des cuves a été analysé. Une étude de sensibilité dédiée a également été conduite afin d'évaluer l'incertitude induite par la méconnaissance de la composition du combustible sur les évaluations du vieillissement des cuves. Par ailleurs, les prédictions du schéma de calcul ont pu être confrontées à des données expérimentales d'activation et il a été montré que la méthodologie développée permet de prédire de manière satisfaisante les activités spécifiques de dosimètres placés à différents endroits du réacteur. En outre, le schéma de calcul a été utilisé afin d'évaluer, sur un cycle classique d'un REP 900MW_e français, la distribution de la fluence neutronique rapide et de dpa sur la cuve. Enfin, la méthodologie développée a été utilisée afin d'analyser l'évolution de la fluence neutronique rapide au cours d'un cycle, de comparer les spectres neutroniques incident à certaines positions d'intérêt dans le réacteur (capsules du programme de surveillance, différentes positions sur la cuve) ou encore de tester la validité de l'observable fluence neutronique rapide au regard des dpa.

Title : Analysis of aging under neutron irradiation of pressurized water reactor vessels

Keywords : vessel fluence, displacements per atom, aging under irradiation, neutronics, nuclear safety

Abstract: The operation of many pressurized water reactors (PWRs) is extended beyond their nominal lifetime (40 years for French 900 MWe PWRs). In the perspective of a possible further lifetime extension, compliance with safety requirements is a priority. The characterization of the structural integrity of the reactor pressure vessel (RPV) is an important issue as it is a guiding parameter that influences the reactor lifetime. The embrittlement of the RPV material is primarily induced by the bombardment of neutrons with energies greater than 1 MeV, often called fast neutrons. Consequently, the fast neutron fluence is one of the quantities used by safety authorities to characterize the structural integrity of the RPV. However, future RPV aging assessments might lean on new variables with respect to current laws, such as the neutron fluence considering the entire neutron spectrum or the displacements per atom (dpa), since these quantities are more representative of the overall damage generated in the RPV. Furthermore, as RPVs age and approach their design irradiation limits, accurate analyses of the bias and uncertainty in aging assessments are needed to improve nuclear safety.

In this context, the PhD work has focused on the analysis of irradiation aging of PWR vessels from the viewpoint of neutronics and primary irradiation damage. The studies were carried out through

the development of a versatile calculation scheme to meet the challenges of RPV aging theme. During the construction of the methodology, the impact of many variables (evaluation of the fission neutron source term, dpa evaluation model, consideration of the reactor power history, moderator density modeling, etc.) on the vessel aging estimates was analyzed. A specific sensitivity study was also carried out in order to evaluate the uncertainty induced by a lack of knowledge in fuel composition on vessel aging estimates. In addition, the predictions of the calculation scheme have been compared to experimental activation data and it has been shown that the developed methodology allows to satisfactorily predict the specific activities of dosimeters placed at several locations in the reactor. Moreover, the calculation scheme has been used to evaluate, on a classical French 900 MWe cycle, the fast neutron fluence and the dpa distribution on the vessel. Finally, the developed methodology has been used to analyze the evolution of the fast neutron fluence during the reactor cycle, to compare the incident neutron spectra at several positions of interest in the reactor (surveillance program capsules, multiple positions on the vessel) and to test the validity of the fast neutron fluence as an indicator of the RPV aging with respect to dpa.