

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE KASDI MERBAH - OUARGLA

**FACULTE DES MATHÉMATIQUES ET SCIENCES DE LA MATIÈRE
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE**



Thèse

Présenté pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT Es Sciences

EN: PHYSIQUE

Par

LETAIM Fathi

-Sujet-

**Calcul d'Evolution Nucléaire dans Le
Réacteur de Recherche NUR**

Soutenu le : 09/01/2020, devant le jury composé de :

Pr. Mohamed Tayeb Meftah, Univ Ouargla.
Dr. Lazhar Ben Mabrouk, Univ Ouargla.
Dr. Thouria Chohra, Univ Ouargla.
Dr. Anis Bousbia-Salah, Università di Pisa, Italia.
Dr. Brahim Beladel, Univ Djelfa.
Dr. Mohamed El-Hadi Attia, Univ El-Oued.

Président
Directeur de Thèse
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

Remerciements

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et ma gratitude envers mon directeur de thèse Mr BEN MABROUK Lazhar. Maître de Conférences à l'Université d'Ouargla, Je le remercie pour sa confiance, son soutien réel et continu, principalement au cours de la délicate période de fin de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude au Professeur BELGAID Mohamed qui a participé à l'encadrement de ma thèse, que je remercie tout particulièrement pour son entière disponibilité, ses conseils avisés et son aide précieuse. J'ai été particulièrement sensible à l'intérêt qu'il a montré pour mes travaux.

Je tiens à remercier vivement Mr MEFTAH Mohamed Tayeb, Professeur à l'Université d'Ouargla, d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le jury d'examen. Je le remercie également pour sa disponibilité et sa qualité humaine.

Que Docteurs BOUSBIA-SALAH Anis, BELADEL Brahim, ATTIA Mohamed El-HADI, et CHOHRJA Thouria trouvent ici l'expression de ma gratitude pour avoir accepté l'examen de ce travail.

Je remercie Mr MAZIDI Samir, Chef de département de Physique Nucléaire au CRND, pour leur précieux soutien pour accomplir ce travail.

Je n'oublie pas non plus tous ceux avec qui je n'ai pas travaillé directement mais qui m'ont fréquemment apporté leur aide, en particulier Mr HALILOU Amrane, et Mr ZEGGAR Foudhil Rahimaho Allah.

Je remercie toute personne qui, de près ou de loin, a participé à la mise en forme de ce travail.

ملخص

Résumé

Abstract

ملخص

مفاعلات MTR هي مفاعلات البحث الأكثر استخدامًا في العالم. في هذا العمل قمنا بإجراء حسابًا كاملاً لاستهلاك الوقود النووي في مفاعل نور. يمكن متابعة هاته التحولات المكثفة والعميقة من خلال حل معادلة تسمى معادلة تطور الوقود النووي ، لقد تم اختيار برنامجين مختلفين في معالجة هذه المعادلة على أساس طريقتين مختلفتين، WMS و ORIGIN.

النقطة الأولى في دراسة الوقود النووي هي إحصاء العناصر الجديدة التي يحتويها مباشرة بعد بداية التعرض للإشعاع النيوتروني. نلاحظ الاختلاف الكبير في النسبة النظرية بين البرنامجين (129 + 856 بواسطة ORIGIN، 33 + 1 بواسطة WMS) وهو ما يفسر سبب ملائمة ORIGIN بشكل أفضل لجرد وحساب النويدات، بينما WMS أكثر ملائمة لحساب المقاطع الفعالة وتدفق النيوترونات اللازمة لحساب القلب.

العديد من النظائر ليس لها الأهمية اللازمة، إما بسبب قلة عددها، مثل: Br96، Ce175، Co72، Co74، Cu67، Cu80، Ga70، Zr90m..... إلخ أو بسببها نصف عمر قصير جدًا ، بحيث تختفي بسرعة من الوقود النووي مثل: (40s) Ag109m، (3min) Po218.... إلخ

يمكن تلخيص العناصر ذات الأهمية في: (1) الأكتينيدات الرئيسية (اليورانيوم والبلوتونيوم)، والنظائر التي يجب مراعاتها هي النظائر 235 إلى 238 لليورانيوم و النظائر 238 إلى 242 للبلوتونيوم ، حيث نلاحظ بوضوح الانخفاض المستمر في كمية U235 والتي يعتمد عليها في احتراق الوقود. أثناء عملية التعرض للإشعاع، يتم امتصاص النيوترونات بواسطة اليورانيوم 238 ، مما يؤدي إلى إنتاج البلوتونيوم 238 في الوقود. و (2) الأكتينيدات الصغرى (النيبتونيوم والأميرسيوم والكوريوم) ، والنظائر التي يجب أخذها في الاعتبار أولاً هي النظائر 237 Np و 241 Am و 243 Am وكذلك Cm 242 و Cm 244 ، حيث نوى Cm244 و Cm246 و Cf252 و Cf254 هي الأكثر إنتاجاً للنيوترونات.

تنتمي النظائر إلى عدد كبير من العائلات الكيميائية ، وهي: الأكتينيدات ، والمعادن القلوية ، المعادن الأرضية القلوية، الكالوجينات، الهالوجينات، اللانثانيدات، الفلزات، الغازات النبيلة، والغير المعدنية، المعادن الفقيرة، والمعادن الانتقالية. هذا التصنيف له أهمية كبيرة خاصة في مرحلة إعادة المعالجة للوقود، واستخراج المواد النادرة التي يمكن استخدامها على نطاق واسع ، ولكن يجب إيلاء اهتمام خاص لنواتج الانشطار ذات الطبيعة الغازية (Xe و Kr) بسبب المخاطر المحتملة في حالات التسرب من الوقود النووي.

تظهر النظائر المشعة وتختفي مع استخدام الوقود ، ولكن في النهاية يستمر النشاط الإشعاعي للوقود في الزيادة. يمكن تلخيص النتائج التي تم الحصول عليها لحساب النشاط الإشعاعي لعنصر وقود MTR لمفاعل NUR في النقاط التالية:

- 1- تصنف هذه العناصر أولاً بنصف عمر ، وذلك لتمييز أخطرها من الأقل خطورة. هناك ثلاثة أنواع:
 - ✓ فئة العناصر ذوات أنصاف-أعمار قصيرة أبرزها: Xe135، Ru103، Rh105، Pm148؛
 - ✓ فئة العناصر ذوات أنصاف-أعمار متوسطة أبرزها: Xe135، Ru103، Rh105، Pm148؛
 - ✓ فئة العناصر ذوات أنصاف-أعمار قصيرة طويلة أبرزها: Pu240، Cs135 / Pu239، Tc99.
 - 2- كما تصنف المواد المشعة إلى فئتين هما النواتج الانشطارية والأكتينيدات ، وذلك لتمييز العناصر الضارة الناتجة عن الانشطار عن تلك التي ينتجها الالتقاط الإلكتروني.
 - 3- يحتفظ الوقود المشع بنسبة 60% فقط من نشاطه الإشعاعي الأولي بعد 24 ساعة. 27% بعد 30 يوماً، 6% بعد 12 شهراً و 0.6% بعد 10 سنوات. لذلك لا بد من إيلاء اهتمام خاص للوقود، خاصة عندما يكون في المفاعل وكذا في السنوات الأولى من استخراجها من المفاعل ، وذلك لتجنب المخاطر الإشعاعية.
- يوفر حساب التطور الجزء الرئيسي من قواعد البيانات لتطوير محاكي ITHNA.SYS الذي يشكل الجزء الرئيسي من نظام خبير يتم تطويره في مركز Draria للبحوث النووية. بفضل مخزونه من المعرفة المدمجة في فيزياء المفاعلات، يحرر ITHNA.SYS المستخدم من تعقيد نمذجة قلب المفاعل مما يضمن التحديد الدقيق والسريع للمعلمات النيوترونية والهيدرو- حرارية لمفاعل الأبحاث نور.

Abstract

MTR research reactors are the most widely used research reactors in the world. In this context, we realized a complete calculation of the consumption of nuclear fuel in NUR reactor. The follow-up of these intense and deep transformations is possible by solving an equation called the evolution equation of nuclear fuel, within this work two different Codes have been chosen in the treatment of this equation based on two different methods, WMS and ORIGEN.

The first point in studying nuclear fuel is to count the new elements it contains immediately after the onset of exposure to neutron irradiation. We notice the significant difference in the isotopic ratio between the two codes, (129 + 856 by ORIGEN, 33 + 1 by WIMS) which explains why ORIGEN is better suited to the inventory of nuclides, while WIMS is better suited to the calculation of cross sections and the neutron flux necessary for the calculation of the core.

In many isotopes does not have the necessary importance, either because of their very small amount, such as: Br96, Ce175, Co72, Co74, Cu67, CU80, Cu81, Ga70 and Zr90m etc. Or because of its very short half-life, so that they quickly disappear from nuclear fuel like: Ag109m (40s), Po218 (3,1min).... etc.

The most important elements are : (1) the major actinides (uranium and plutonium), the isotopes to consider are the isotopes 235 to 238 for uranium and 238 to 242 for plutonium , where we clearly note the constant decrease in ϵ U235 and depending on the fuel burnup. During irradiation of the fuel, neutrons are absorbed by U 238, resulting in the production of Pu239 in the fuel. And (2) the minor actinides (neptunium, americium and curium), the isotopes to be considered first are the isotopes Np 237, Am241 and Am 243 as well as Cm 242 and Cm244, where the nuclei of Cm244, Cm246, Cf252 and Cf254 are the most productive of neutrons.

Isotopes belong to a large number of chemical families, namely: The Actinides, Alkali Metals, Alkaline Earth Metals, Calogens, Halogens, Lanthanides, Metalloids, Noble Gases, Non Metals, Poor Metals, and Transition Metals. This classification is of great importance especially in the reprocessing step of the fuel, and extracting rare materials which can be widely used, but particular attention must be paid to fission products of a gaseous nature (Xe and Kr) due to the risk of nuclear fuel leakage.

Radioactive isotopes appear and disappear with the use of fuel, but ultimately the radioactivity of the fuel continues to increase. The results obtained for the calculation of the radioactivity of the MTR fuel element for the NUR reactor can be summarized in the following points:

- 1- These elements are classified first by half-life, in order to distinguish the most harmful from the least dangerous. There are three types:
 - ✓ Category of elements with short half-life: Xe135, Ru103, Rh105, Pm148 ;
 - ✓ Category of elements with average half-life: Xe135, Ru103, Rh105, Pm148.
 - ✓ Category of elements with long half-life: Tc99, Cs135 / Pu239, Pu240.
- 2- Radioactive materials are also classified into two classes, namely fission products and actinides, in order to distinguish the harmful elements resulting from fission from those produced by electronic capture.
- 3- The irradiated fuel retains only 60% of its primary radioactivity after 24 hours. 27% after 30 days, 6% after 12 months and 0.6% after 10 years. Therefore, special attention must be paid to the fuel, especially when it is in the reactor and in the first years of its extraction from the reactor, in order to avoid radiological risks.

The calculation of evolution provides the main part of databases to develop the ITHNA.SYS simulator that it constitutes the main part of an expert system being developed at the Draria Nuclear Research Center. Thanks to its stock of knowledge integrated in reactor physics, ITHNA.SYS frees the user from the complexity of modeling the reactor core, ensuring the precise and rapid determination of the neutron and thermohydraulic parameters of the NUR research reactor.

Résumé

Les réacteurs de recherche MTR sont les plus utilisés parmi les réacteurs de recherche dans le monde. Dans le cadre de ce travail, nous avons réalisé un calcul complet de la consommation de combustible nucléaire au sein du réacteur NUR. Le suivi de ces transformations intenses et profondes est possible en résolvant une équation appelée équation d'évolution du combustible nucléaire, au sein de ce travail deux Codes différents ont été choisis dans le traitement de cette équation basé sur deux méthodes différentes, WMS et ORIGEN.

Le premier point de l'étude du combustible nucléaire est de compter les nouveaux éléments qu'il contient, immédiatement après le début de l'exposition à l'irradiation neutronique. Nous remarquons la différence significative dans le rapport isotopique entre les deux codes, (129+856 par ORIGEN, 33+1 par WIMS) ce qui explique pourquoi ORIGEN convient mieux à l'inventaire de nuclides, tandis que WIMS convient mieux au calcul des sections efficaces et au flux de neutrons nécessaire au calcul du cœur.

De nombreux isotopes n'ont pas l'importance nécessaire, soit en raison de leur très petite quantité, tels que : Br96, Ce175, Co72, Co74, Cu67, Cu80, Cu81, Ga70 et Zr90m..... etc. Ou à cause de sa très courte demi-vie, de sorte dont ils disparaissent rapidement du combustible nucléaire comme : Ag109m (40s), Po218 (3,1min).... etc. Les plus importants sont: (1) les actinides majeurs (uranium et plutonium), les isotopes à considérer sont les isotopes 235 à 238 pour l'uranium et 238 à 242 pour le plutonium, où nous notons clairement la diminution constante de l'U235 et en fonction du burnup du combustible. Au cours de l'irradiation du combustible, les neutrons sont absorbés par U238, ce qui entraîne la production de Pu239 dans le combustible. Et (2) les actinides mineurs (le neptunium, l'américium et le curium), les isotopes à considérer en premier lieu sont les isotopes Np237, Am241 et Am243 ainsi que Cm242 et Cm244, où les noyaux de Cm244, Cm246, Cf252 et Cf254 sont les plus productifs des neutrons.

Les isotopes appartiennent à un grand nombre de familles chimiques, à savoir : Les actinides, Métaux alcalins, Métaux alcalino-terreux, Calogènes, Halogènes, Lanthanides, Metalloïdes, Gaz nobles, Non Métal, Métaux Pauvres, et les Métaux de Transition. Cette classification est d'une grande importance notamment dans l'étape de retraitement du combustible et d'extraction de matières rares qui peuvent être largement utilisées, mais une attention particulière doit être accordée aux produits de fission de nature gazeux (Xe et Kr) en raison des risques de fuite du combustible nucléaire.

Les éléments radioactifs apparaissent et disparaissent lors de l'utilisation du combustible, mais au final, la radioactivité du combustible continue d'augmenter. Les résultats obtenus pour le calcul de la radioactivité de l'élément combustible MTR pour le réacteur NUR peuvent être résumés dans les points suivants:

- 1- Ces éléments sont classés en premier par demi-vie, afin de distinguer les plus nocifs des moins dangereux. Il existe trois types:
 - ✓ Catégorie des éléments a demi-vie courte: Xe135, Ru103, Rh105, Pm148 ;
 - ✓ Catégorie des éléments a demi-vie moyen: Xe135, Ru103, Rh105, Pm148.
 - ✓ Catégorie des éléments a demi-vie longue: Tc99, Cs135 / Pu239, Pu240.
- 2- Les matières radioactives sont également classées en deux classes, à savoir les produits de fission et les actinides, afin de distinguer les éléments nocifs résultant de la fission de ceux produits par capture électronique.
- 3- Le combustible irradié ne conserve que 60% de son radioactivité primaire après 24 heures. 27% après 30 jours, 6% après 12 mois et 0,6% après 10 ans. Donc, une attention particulière doit être portée au combustible, notamment lorsqu'il se trouve dans le réacteur et dans les premières années de son extraction du réacteur, afin d'éviter les risques radiologiques.

Le calcul d'évolution fournit la partie principale des bases des données pour développer Le simulateur de réacteur nucléaire ITHNA.SYS. Qu'il constitue la partie principale d'un système expert en cours de développement au Centre de recherche nucléaire de Draria. Grâce à son stock de connaissances intégré dans la physique des réacteurs, ITHNA.SYS libère l'utilisateur de la complexité de la modélisation du cœur de réacteur, assurant la détermination précise et rapide des paramètres neutroniques et thermohydrauliques du réacteur de recherche NUR.

Table des matières

Table des matières

Introduction Générale	1
1. Introduction	2
2. Les Réacteurs de Recherche	3
3. Réacteur du type MTR	3
4. Les codes de calculs nucléaires actuels	4
5. L'importance du calcul d'évolution	5
6. Objectifs de travail	5
7. Organisation du document de la thèse	7
Chapitre I : Epuisement du combustible nucléaire	8
I.1. Introduction	9
I.2. Le combustible nucléaire	9
I.2.1. Le combustible métallique	10
I.2.1.1. Uranium	10
I.2.1.2. Plutonium	11
I.2.1.3. Thorium	12
I.2.2. Combustible céramique	13
I.2.2.1. Dioxyde d'uranium	14
I.2.2.2. Dioxyde de plutonium	14
I.2.2.3. Combustible oxydé MOX - (U, Pu)O ₂	14
I.2.2.4. Mononitride d'uranium	14
I.2.2.5. Combustible d'uranium	15
I.2.3. Limite d'enrichissement pour la conversion du réacteur de recherche	15
I.3. Evolution du combustible	16
I.3.1. Produits de fission	17
I.3.2. Les poisons	18
I.3.3. Equations d'évolution	20
I.3.4. Dynamique simple d'épuisement:	21
I.3.4.1. Approximation de puissance constante	22
I.3.4.2. Approximation à flux constant	22
I.3.5. Modèle mathématique d'ORIGEN	23
I.4. Bilan de réactivité	24
I.4.1. Le facteur de multiplication effectif	25
I.4.2. La réactivité	25
I.4.3. Principaux paramètres pouvant modifier la réactivité	25
I.4.4. Réserve de réactivité	26
I.5. Le taux de combustion nucléaire	27

I.5.1. Définition et unités du taux de combustion nucléaire :	27
I.5.2. La détermination du taux de combustion nucléaire :	28
I.5.2.1. Approche numérique	28
I.5.2.2. Approche expérimentale	29
I.5.3. Le calcul du taux de combustion	29
I.5.3.1. Le calcul d'évolution au niveau de la cellule par WIMSD\4	29
I.5.3.2. Détermination de la distribution des taux de combustion et des puissances	32
I.6. Gestion du combustible dans les réacteurs nucléaires :	33
Chargement/ déchargement des éléments combustibles	33
I.7. Conclusion	35
Chapitre II : Equation de Transport Neutronique	36
II.1. Introduction	37
II.2. Modélisation du transport neutronique	37
II.2.1. Équation de Boltzmann	38
II.2.2. Equation stationnaire	39
II.3. Résolution de l'équation de transport	39
II.3.1. Approche déterministe	39
II.3.1.1. Discrétisation en énergie	39
II.3.1.2. Discrétisation en angle	41
II.3.1.3. Discrétisation en espace	42
a. Caractéristiques	42
b. Eléments finis	43
II.3.1.4. L'approximation de la diffusion	44
II.3.2. Approche probabiliste	45
II.3.2.1. Jeu statistique base sur l'équation intégrale du transport	46
a. Densité de collisions et équation intégrale du transport	46
b. Développement en série de Neumann	47
c. Proposition d'un jeu et d'un score	48
c.1. Processus stochastique proposé	48
c.2. Justification	49
c.3. Méthode de Monte Carlo	50
II.3.2.2. Notion sur la simulation du transport neutronique	51
a. Parcours du neutron et géométrie	51
b. Traitement des collisions	52
c. « Roulette russe » et « splitting »	54
c.1. Roulette russe	54
c.2. Splitting	54
d. Encaissement et estimateur	55
d.1. Estimateur "chocs"	55
d.2. Estimateur "cordes"	55
II.3.2.3. Résolution d'un problème à valeur propre	56
II.4. Conclusion	57

Chapitre III : Méthodes & Matériels	59
III.1. Introduction	60
III.2. Les principaux composants du réacteur	62
III.2.1. La piscine	62
III.2.2. Le cœur	62
III.2.3. Le combustible	63
III.2.3.1. Préparation du noyau	66
III.2.3.1.1. Broyage	66
III.2.3.1.2. Mélange	67
III.2.3.1.3. Compactage	67
III.2.3.2. Les types des éléments combustibles	67
III.2.3.2.1. Les éléments combustibles standards	67
III.2.3.2.2. Les éléments combustibles de contrôle	68
III.2.4. Fluide caloporteur	68
III.2.5. Modérateur ou ralentisseur de neutrons	68
III.2.6. Réflecteur	68
III.3. Calcul de cellule et calcul du cœur	69
III.3.1. Réseau de réacteur	69
III.3.1.1. Le concept de cellule unité	69
III.3.1.2. Définition d'une macro cellule	70
III.3.1.3. Méthodes de calcul de réacteur	71
III.3.2. Codes de calcul	72
III.3.2.1. Le code de calcul WIMSD/4	72
III.3.2.1.a. Caractéristiques générales de la bibliothèque de WIMSD/4	73
III.3.2.1.b. Calcul principal de transport dans WIMSD/4	74
III.3.2.1.c. Modèles géométriques	75
III.3.2.1.d. Méthodes numériques	75
III.3.2.2. Le code de calcul du cœur CITVAP	75
III.3.2.2.a. Modèle neutronique	75
III.3.2.2.b. Structure de l'input de CITVAP	76
III.3.2.2.c. Output du code CITVAP	76
III.3.3. Le calcul neutronique du réacteur NUR	77
III.3.3.1. Calculs de cellules	77
III.3.3.2. Calculs globaux du cœur	80
III.4. Calcul d'inventaire	81
III.4.1. Calcul d'inventaire radioactif du cœur du réacteur NUR	81
III.4.2. Présentation générale du moyen de calcul utilisé	81
III.4.3. Bibliothèques ORIGEN2	82
III.4.3.1. Bibliothèque de décroissance	83
III.4.3.2. Bibliothèque de sections efficaces	83
III.5. Conclusion	83

Chapitre IV: Le système expert ITHNA.SYS	84
IV.1. Introduction	85
IV.2. Système expert, schéma général	85
IV.2. Système expert du réacteur NUR	86
IV.4. Le Système ITHNA_SYS dans NUR_REPAS	87
IV.4.1. ITHNA_SYS	88
IV.4.1.1. Le module CelCom	89
IV.4.1.2. Le module CorCom	90
IV.4.1.3. Le module ThermCom	92
IV.4.2. Validation et inter-comparaisons	95
IV.4.2.1. Criticité du cœur	95
IV.4.2.2. Efficacité des barres de contrôle	97
IV.4.2.3. Flux neutronique	98
IV.4.2.4. Températures et distributions	98
IV.4.3. Modes d'opération d'ITHNA_SYS	99
IV.4.4. Qualification et ressorts	101
IV.5. L'utilisation d'ITHNA.SYS pour la gestion du cœur du réacteur NUR	102
IV.5.1. Cycle du combustible du réacteur NUR	103
IV.5.2. Evolution de Flux et de distribution de puissance	104
IV.5.2. Evolution du Burnup	105
IV.6. Conclusion	107
Chapitre V : Résultats & Discussions	108
V.1. Introduction	109
V.2. Evolution du combustible nucléaire	110
V.2.1. Evolution des actinides	114
V.2.2. Evolution des produits de fission	117
V.2.3. Effet de l'évolution du combustible sur la production des neutrons	118
V.3. L'état chimique du combustible irradié	121
V.3.1. La répartition des éléments dans le combustible irradié	123
V.3.2. Les gaz formés dans le combustible nucléaire	124
V.4. La Radioactivité du combustible nucléaire	126
V.4.1. Radioactivité du combustible nucléaire dans le réacteur	126
V.4.2. Radioactivité du combustible nucléaire épuisé	130
V.5. Conclusion	135
Conclusion Générale	138
Bibliographie	143

Liste des Figures

Figure 1.	Organigramme clarifier les objectifs de ce travail et les méthodes utilisées pour y parvenir.	6
Figure I.1.	La chaîne de réaction de l'U235.	11
Figure I.2.	La chaîne de réaction de l'U238.	12
Figure I.3.	Rendement de fission de l'U235, Np238, Pu239, Am242m, Cm245 et Cf239.	17
Figure I.4.	La chaîne de réaction d'I135 et Xe135 sous irradiation.	19
Figure I.5.	La chaîne de réaction de Pm149 et Sm149 sous irradiation.	19
Figure I.6.	Evolution de la concentration de l'U235 à flux constant et à puissance constante.	23
Figure I.7.	Organigramme du Calcul d'évolution par WIMS.	31
Figure I.8.	Régions de chargement du cœur d'un réacteur PWR	34
Figure III.1	Coupe Longitudinale du réacteur NUR.	61
Figure III.2	Coupe Transversale du réacteur NUR.	61
Figure III.3	Schéma de la Configuration actuelle(X-1) du cœur du réacteur NUR.	62
Figure III.4	Vue d'ensemble de l'élément combustible standard.	64
Figure III.5	Principe du procédé de fabrication de plaques combustibles par « colaminage ».	65
Figure III.6	Technique du cadre photo: A) Assemblage B) Après soudage.	65
Figure III.7	Illustration schématique de la plaque combustible roulée.	66
Figure III.8	Coupe transversale d'un élément combustible standard.	67
Figure III.9	Coupe transversale d'un ¼ d'un élément combustible de contrôle.	68
Figure III.10.	Fragment d'une intersection horizontale d'un réseau plat et carré avec cellule unité.	69
Figure III.11.	Schémas de différentes cellules unités.	70
Figure III.12.	Différentes macro cellules de combustible hexagonale et plaque avec un absorbant.	71
Figure III.13.	Chaînes de produits de fission dans la bibliothèque de WIMS.	73
Figure III.14.	Schéma récapitulatif des différentes étapes effectuées par le code WIMSD/4.	74
Figure III.15.	Schéma des différentes étapes intervenant dans le calcul de Conception du cœur.	77
Figure III.16.	Représentation d'une cellule combustible standard du réacteur NUR.	78

Figure III.17.	Modèle de macro-cellule pour l'élément de contrôle CFE.	78
Figure III.18.	Représentation d'une macro-cellule des réflecteurs en eau.	79
Figure III.19.	Discrétisation de divers groupes d'énergie neutronique.	80
Figure III.20.	Géométrie du cœur du réacteur NUR dans le fichier input de CITVAP.	81
Figure III.21.	Organigramme du code ORIGEN.	82
Figure IV.1.	Schéma général d'un système expert.	86
Figure IV.2.	Le système NUR_REPAS	87
Figure IV.3.	Organigramme générale d'ITHNA_SYS.	88
Figure IV.4.	Interface principale d'utilisateur de CelCom.	89
Figure IV.5.	Organigramme général du module CelCom.	90
Figure IV.6.	Ordinogramme simplifié du module CorCom	91
Figure IV.7.	Organigramme général du module ThermCom.	93
Figure IV.8.	Une des interfaces principales du module CorCom à 1 MW dans ITHNA_SYS	94
Figure IV.9.	Une des interfaces principales du module ThermCom dans ITHNA_SYS	94
Figure IV.10.	Configuration I, II et III du réacteur NUR.	95
Figure IV.11.	Courbe de calibration de C3.	98
Figure IV.12.	Températures du réfrigérant et paroi combustible dans le canal le plus chaud.	99
Figure IV.13.	Mode 'On line' du système ITHNA_SYS.	100
Figure IV.14.	Mode 'Off line' du système ITHNA_SYS.	100
Figure IV.15.	Diminution du facteur de multiplication effectif du réacteur NUR en fonction du temps de fonctionnement.	104
Figure IV.16.	La distribution de la densité de puissance [Watt/cc] dans le cœur du réacteur NUR a) au début du cycle (BOC) b) à la fin du cycle (EOC).	105
Figure IV.17.	La distribution du Burn-up dans le cœur du réacteur NUR a) au début du cycle (BOC) b) à la fin du cycle (EOC).	106
Figure V.1.	Évolution de la masse de l'isotope d'U235 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	115
Figure V.2.	Évolution de la masse de l'isotope d'U238 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	116
Figure V.3.	Évolution de la masse de l'isotope du Pu239 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	116
Figure V.4.	Évolution de la masse de l'isotope du Xe135 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	117
Figure V.5.	Évolution de la masse de l'isotope du Sm149 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	118
Figure V.6.	Variation de K-infini en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.	119
Figure V.7.	Le rapport isotopique de Pu239/U238 initial d'un élément de combustible de type MTR.	119
Figure V.8.	Taux de production des neutrons fonction du Burnup d'un élément de combustible de type MTR. (a) neutrons spontané (b) neutrons associés de la désintégration a.	120

Figure V.9.	Diagramme montre les proportions relatives des principaux types de produits de fission et d'éléments de transuranium qui se trouvent dans le combustible usé de combustion modérée	122
Figure V.10.	Le schéma microstructure en coupe transversale d'une plaque de combustible irradié, et la distribution des actinides et des produits de fission après la combustion dans le réacteur. Les étiquettes rouges indiquent une libération presque instantanée au contact de l'eau; le bleu indique des taux de libération plus lents. An=actinides et Ln=lanthanides. Figure adaptée de Buck, 2004 et Shoesmith, 2000.	124
Figure V.11.	Radioactivité de produits de fission à demi-vie courte dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.	127
Figure V.12.	Radioactivité de produits de fission à demi-vie moyenne dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.	128
Figure V.13.	Radioactivité des actinides à demi-vie longue dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.	129
Figure V.14.	Radioactivité de produits de fission de longue demi-vie dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.	130
Figure V.15.	Profil de radioactivité d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR à un taux combustion de 30 GWd/TU.	131
Figure V.16.	Profil de radioactivité pour différents taux de combustion d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR.	132
Figure V.17.	Profil de radioactivité de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR avec un taux de combustion de 30 GWd/TU.	133
Figure V.18.	Radioactivité relative de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR avec un taux de combustion de 30 GWd/TU.	134
Figure V.19.	Radioactivité relative de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR avec un taux de combustion de 30 GWd/TU comparée à la radioactivité du minerai d'uranium.	134

Liste des tableaux

Tableau I.1.	Caractéristiques des isotopes fissionables au neutron thermiques.	10
Tableau I.2.	Distribution d'énergie à l'unité de fission d'U235.	16
Tableau I.3.	Taux d'usure maximal admissible pour quelques combustibles nucléaires	34
Tableau IV.1.	Réactivités calculées et mesurées dans la configuration X-1 et IV-N.	96
Tableau IV.2.	Réactivités calculées et mesurées dans les configurations I, II et III.	96
Tableau IV.3.	Efficacités calculées et mesurées des barres de contrôle (en \$).	97
Tableau IV.4.	Principaux paramètres calculés par ITHNA_SYS.	102
Tableau V.1.	Les caractéristiques principales de l'élément combustible standard de type plaques utilisé au réacteur NUR.	110
Tableau V.2.	La liste des isotopes obtenus par ORIGEN divisés en deux cases (a) pour les actinides+noyaux filles et (b) pour les produits de fission de l'élément combustible MTR obtenus, Les éléments qui sont obtenus par WIMS/D4 inclus aussi dans la liste en gras et souligné.	111
Tableau V.3.	La liste des masses des actinides majeurs et actinides mineurs obtenus par ORIGEN on fonction du burnup du combustible du type MTR.	114
Tableau V.4.	La liste éléments chimiques présente dans le combustible irradié.	121
Tableau V.5.	La liste des masses des principaux isotopes de gaz rares Xénon et Krypton obtenus par ORIGEN on fonction du Burnup du combustible de type MTR.	125

Introduction Générale

Introduction Générale

1. Introduction

Entre les combustibles fossiles, qui comportent de grands risques environnementaux, et les énergies renouvelables qui sont loin d'être une solution durable et rentable, du moins pour l'instant, l'énergie nucléaire se retrouve, malgré son grand rapport coût-efficacité, dans une position hésitante, et fait l'objet d'une grande controverse internationale. Ce qui entrave l'évolution de l'énergie nucléaire pour qu'elle prenne sa place réelle en tant que source d'énergie durable, est le problème lié aux risques qui s'étendent même après l'utilisation du combustible nucléaire dans le réacteur.

Le débat entre les scientifiques et les spécialistes va au-delà jusqu'à devenir une peur et une phobie chez l'opinion publique, ce qui conduit à une forte opposition à l'utilisation de l'énergie nucléaire, surtout lorsqu'un accident nucléaire, bien que rare, a lieu. La radiophobie ne s'arrête pas aux limites des réacteurs à grande échelle ([Meshkati, 2007](#)), mais s'étend même aux réacteurs de recherche, qui sont conçus pour produire des radio-isotopes utilisés en médecine, ou l'éducation et la formation pour réduire les risques de radiation.

Les protestations populaires généralisées parmi les habitants d'Ain Saleh ([Verhoeven, 2018](#)) dans le désert algérien contre l'exploitation du gaz de schiste ont montré que la sensibilisation à l'environnement est très répandue même parmi les nations qui considèrent que le développement est antérieur à l'environnement. Et que tout futur choix énergétique est vulnérable à de telles manifestations, parfois non sans exagération.

Le rôle des scientifiques avant de justifier tout choix est de clarifier les faits tels qu'ils sont avant tout. Dans les pays en développement, la tâche devient plus délicate, car les caractéristiques du futur modèle énergétique ne sont pas encore claires. L'utilisation des moyens disponibles (réacteurs de recherche, codes de calcul, etc.) comme méthode pour donner une idée précise des risques et de l'ampleur des rayonnements a été l'une des raisons pour lesquelles ce travail a été accompli.

2. Les Réacteurs de Recherche

Les réacteurs de recherche comprennent un large éventail de types des réacteurs différents qui ne sont pas utilisés pour la production d'électricité. L'utilisation principale des réacteurs de recherche est de fournir une source de neutrons pour la recherche et diverses applications, y compris l'éducation et la formation. Ils sont petits par rapport aux réacteurs de puissance dont la fonction première est de produire de l'électricité. Les puissances nominales des réacteurs de recherche sont indiquées en mégawatts et leur puissance peut aller de zéro (p. Ex. Assemblage critique) à 100 MW_{th}, comparativement à 3000 MW_{th} (1000 MW_e) pour un grand réacteur puissance typique. Les réacteurs de recherche sont également plus simples que les réacteurs de puissance et fonctionnent à des températures plus basses. Ils ont besoin de beaucoup moins de combustible et beaucoup moins de produits de fission s'accumulent au fur et à mesure que le combustible est utilisé. D'autre part, leur combustible nécessite de l'uranium avec un enrichissement beaucoup plus élevé, typiquement jusqu'à 20% en Uranium 235, que celui des réacteurs de puissance (3-5%). Certains réacteurs de recherche non convertis utilisent encore de l'uranium hautement enrichi (UHE) contenant jusqu'à 90% d'Uranium 235. Les réacteurs de recherche ont également une densité de puissance très élevée dans le cœur, ce qui nécessite des caractéristiques de conception spéciales. Comme pour les réacteurs de puissance, le cœur nécessite un refroidissement, et un modérateur est généralement nécessaire pour ralentir les neutrons et entretenir la fission. De nombreux réacteurs de recherche utilisent également un réflecteur pour réduire la perte de neutrons du cœur et pour soutenir la réaction en chaîne([AIEA-tecdoc-1762, 2015](#)).

3. Réacteur du type MTR

Les réacteurs de recherche modérés et refroidis à l'eau légère et utilisant des éléments combustibles de type plaque ont été appelés réacteurs de type MTR

(*Materials Testing Reactor*). Après la construction du premier MTR, l'exploite depuis le 31 mars 1952, par une coentreprise de l'ORNL (*Oak Ridge National Laboratory*) et de l'ANL (*Argonne National Laboratory*). De nombreux réacteurs de recherche dans le monde utilisent des éléments combustibles de type MTR, qui sont formés par l'assemblage de plaques de combustible fabriqué par une technique bien connue et établie d'assemblage d'un cœur, communément appelé substance de combustible, qui incorpore la matière fissile, une plaque de cadre et deux plaques de revêtement, avec déformation ultérieure par laminage à chaud et à froid (technique du cadre) (Cunningham et Boyle, 1955) (Kaufman, 1962).

4. Les codes de calculs nucléaires actuels

Des codes informatiques complexes sont utilisés pour l'analyse des performances des centrales nucléaires. Ils comprennent de nombreux types de codes. Pour l'analyse des transitoires prévus et des accidents de dimensionnement (DBA), ces codes peuvent être classés dans les six groupes suivants:

- Codes de physique des réacteurs;
- Codes de comportement du combustible;
- Codes thermohydrauliques, y compris les codes de système, les codes de sous-canal, les codes de supports poreux et les codes de dynamique des fluides numérique (CFD);
- Codes d'analyse de confinement;
- Codes de dispersion atmosphérique et de dose;
- Codes structurels.

Historiquement, ces codes ont été développés indépendamment, mais ils ont été utilisés en combinaison avec les codes thermo-hydrauliques du système. Avec l'augmentation de la capacité et de la technologie des outils de calcul, les experts ont pensé coupler ces codes afin de réduire les incertitudes ou les erreurs liées au transfert des données d'interface et d'améliorer la précision du calcul. Le couplage de la thermohydraulique du système primaire avec la neutronique est un exemple typique de couplage de codes; d'autres cas incluent le couplage de la thermohydraulique du système primaire avec la mécanique des structures, la chimie des produits de fission, la dynamique des fluides numérique, le comportement du

combustible nucléaire et le comportement de confinement. Les problèmes à résoudre lors de l'élaboration et de l'utilisation de codes couplés incluent la garantie d'une capacité informatique adéquate et de procédures de couplage efficaces, la validation des codes couplés et l'évaluation des incertitudes, et par conséquent l'applicabilité des codes couplés pour les analyses de sécurité([AIEA-tecdoc-1539, 2003](#)).

5. L'importance du calcul d'évolution

La disponibilité des données précises de combustion est la première étape essentielle de toute approche systématique d'amélioration de la rentabilité, de la sécurité et des performances d'un réacteur de recherche. Les motivations pour entreprendre de telles études sont:

- Réduire le coût élevé du combustible du réacteur.
- La nécessité de se concentrer sur la sécurité du réacteur.
- Obtenir des flux de neutrons aussi élevés que possible.

La nécessité d'une gestion du combustible et du cœur pour une utilisation plus efficace du combustible en augmentant le taux de combustion, conformément aux considérations de sécurité et de performance, est évident. Pour répondre à la demande de flux plus élevés, en utilisant des combustibles LEU, il est essentiel de procéder à des analyses détaillées du nouveau cœur afin d'optimiser les flux de neutrons disponibles. La confiance dans les systèmes de gestion du cœur basés sur l'intuition devient beaucoup plus faible et moins fiable, en particulier pour les réacteurs utilisant des noyaux mixtes de combustibles d'HEU et d'LEU. Les déterminations de l'épuisement fournissent une contribution essentielle à une approche systématique de la solution du problème.

6. Objectifs du travail

Les objectifs de cette thèse sont de réaliser un calcul intégré de l'épuisement du combustible dans le réacteur nucléaire, en étudiant le modèle de combustible MTR utilisé dans les réacteurs de recherche, dont le réacteur NUR en Algérie, et à suivre les conséquences qui résultent du développement continu des composants du combustible nucléaire (formés à l'état frais d' U_3O_8 , où l'uranium constitué seulement de 20% U235 et 80% U238) sous l'influence d'irradiation neutronique ainsi que la désintégration radioactive, et l'effet de tout cela sur le fonctionnement normal du réacteur et sa capacité à produire de l'énergie et à

Introduction Générale

fournir le flux neutronique nécessaire pour mener des recherches scientifiques, ainsi que sur l'état chimique de l'élément combustible, puis la radiotoxicité du combustible et le danger qu'il pourrait causer aux humains et à l'environnement, au cours des deux dernières phases du cycle du Combustible nucléaire, c'est-à-dire à l'intérieur du réacteur et après son extraction.

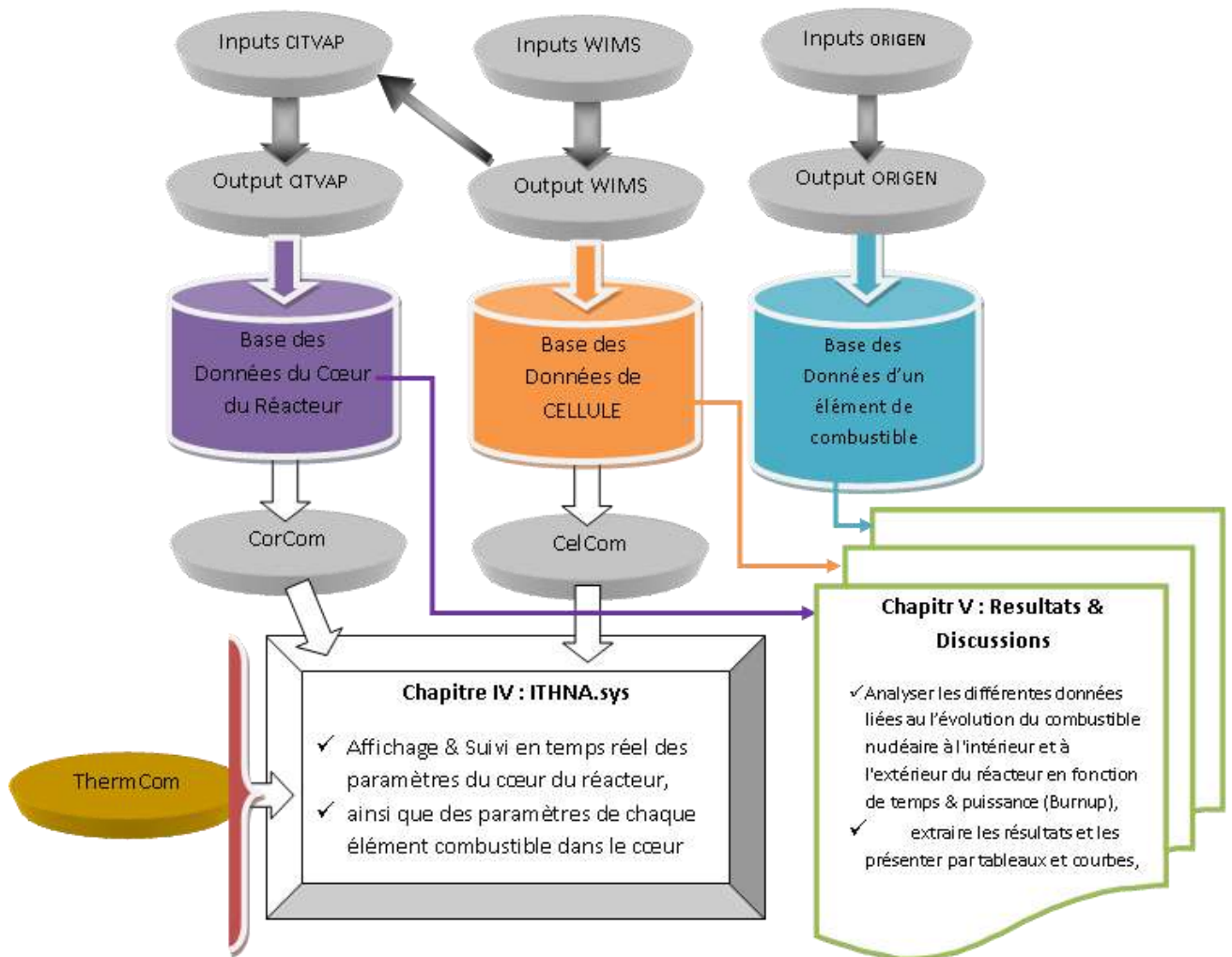


Figure 1. Organigramme clarifier les objectifs de ce travail et les méthodes utilisées pour y parvenir.

Nous consacrons également une partie à la description du programme ITHNA, programme que nous avons développé au (CRND) Centre de Recherche Nuclear du DRARIA, pour le suivi en temps réel, ainsi qu'à l'exploration de l'état du cœur du réacteur NUR, et la détermination du changement des paramètres neutroniques, thermohydrauliques, ainsi que le changement

des constituants de chaque élément combustible, qui permet une meilleure gestion du cœur du réacteur, qui est Ce programme fait partie d'un système expert de gestion du réacteur de recherche nucléaire NUR.

7. Organisation du document de la thèse

En plus de cette introduction, la présente thèse contient cinq chapitres. Le premier chapitre donne des généralités sur le combustible nucléaire, la fission des noyaux du combustible nucléaire, ainsi que l'équation d'évolution du combustible nucléaire, et ces formules dans WIMS et ORIGEN. La dernière partie de ce chapitre définit le taux de la combustion et son mode de calcul. Le deuxième chapitre est consacré à l'explication de l'équation de transport neutronique. Tandis que le troisième chapitre décrit le réacteur NUR, le combustible nucléaire de type MTR, puis les méthodes de calcul d'évolution du combustible nucléaire à travers les codes WIMS et ORIGEN, ainsi que le code de calcul global CITVAP. Le quatrième chapitre donne la définition et les principes d'un système-expert et une description détaillée du logiciel "ATHNA.SYS". Dans le cinquième chapitre, on présente les résultats obtenus et leur interprétation. Enfin, nous finirons ce document par la présentation d'une conclusion générale du travail.

Chapitre I : Epuisement du combustible nucléaire

Epuisement du combustible nucléaire

I.1. Introduction:

Durant le fonctionnement d'un réacteur nucléaire le processus de fission fait diminuer la quantité d'U235 (élément fissile) et provoque l'apparition de nouveaux isotopes pour la plupart très instables et absorbants de neutrons. Le calcul d'évolution concerne la prédiction des changements à long terme de la composition isotopique du cœur, la distribution de puissance et de flux dans le réacteur pendant la vie du réacteur, en tenant compte surtout de la dépendance spatiale et temporelle des paramètres suivants ([Borjan et Neel, 1993](#)): épuisement des matériaux fissiles, la transmutation des matériaux fertiles en matériaux fissiles, l'accumulation des produits de fission, distributions du taux de combustion et de puissance.

La connaissance précise de ces paramètres permet ([IAEA-tecdoc-633, 1993](#)):

- ❑ - la stabilité et le contrôle du réacteur
- ❑ - l'économie du combustible
- ❑ - la détermination de la durée de fonctionnement du réacteur (cycle).

I.2. Le combustible nucléaire :

Le combustible nucléaire concerne des matériaux capables de libérer de l'énergie au cours de réactions nucléaires. Ils sont classés en matières fissiles et matières fertiles fournissant de nouveaux combustibles. Ainsi, il existe principalement trois isotopes fissiles importants pour

Chapitre I épuisement du combustible nucléaire

l'ingénierie de l'énergie nucléaire : un isotope naturel (U^{235}) et deux autres isotopes artificiels (Pu^{239} et U^{233}) fabriqués à partir d' U^{238} et Th^{232} par capture de neutrons. Les caractéristiques des isotopes fissiles par neutrons thermiques sont présentées dans le **tableau I.1** (Abagyan et al, 1981).

Tableau I.1. Caractéristiques des isotopes fissionables au neutron thermiques.

Constants Nucléaires	Isotopes		
	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
Section efficace en barn (1barn=10 ⁻²⁴ cm ²)			
fission, σ_f	529	582	742
capture, σ_c	46	98	270
absorption, σ_a	575	680	1012
Rendement en neutrons			
par fission, ν_f	2,495	2,437	2,891
par capture, ν_c	2,211	2,078	2,079

I.2.1. Le combustible métallique

I.2.1.1. Uranium

En raison des propriétés de l'uranium métallique, il a une valeur limitée en tant que combustible nucléaire. Il comporte trois modifications allotropiques, et des changements de volume considérables sont observés aux transitions de phase. L'uranium métallique est instable sous l'action de l'eau et de l'air. De plus, les produits de fission s'accumulent au cours du rayonnement uranifère, ce qui entraîne un gonflement du métal.

L'uranium est un élément chimique de numéro atomique 92 et de masse atomique 238,03 amu et appartenant à la série des actinides. L'uranium est plus répandu que l'or, le platine, l'argent, le cadmium, le bismuth et le mercure. L'uranium est un métal blanc argenté et lourd dont la densité dépasse celle du plomb. C'est un métal malléable et ductile, qui est plus tendre que l'acier. L'uranium est faiblement radioactif et légèrement paramagnétique. L'uranium présente trois modifications allotropiques (alpha, beta et gamma). Les cristaux d'uranium sont caractérisés par une forte anisotropie le long des axes de symétrie des cristaux. La **figure I.1** montre la chaîne des réactions de l' U^{235} (Naudan et Nigon, 1993).

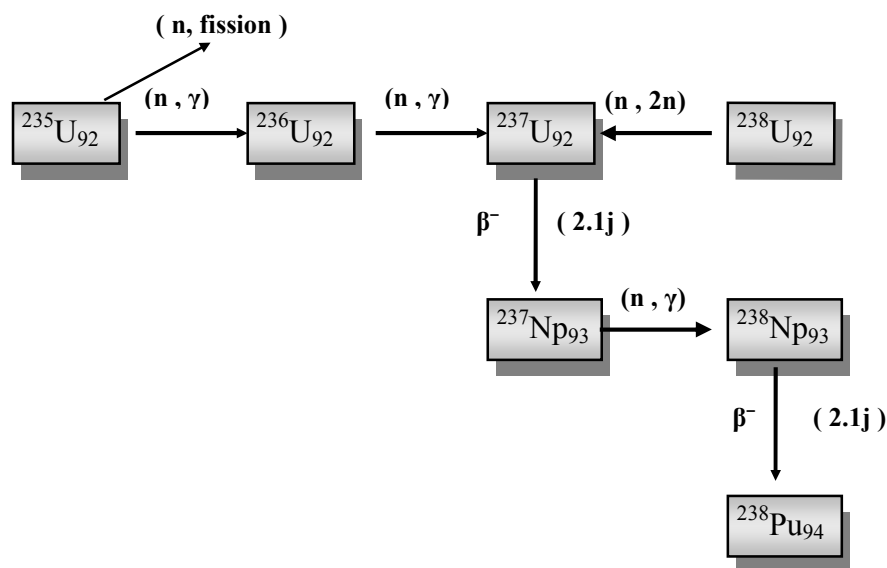
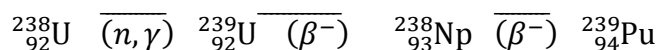


Figure I.1. La chaîne de réaction de l'U235.

I.2.1.2. Plutonium

Le plutonium est un élément artificiel produit lors du fonctionnement d'un réacteur à uranium. L'isotope Pu239 est l'isotope le plus utilisé, libérant des neutrons au moment de la fission (environ 2 pour une capture, voir le **tableau I.1**), qui permet de créer un combustible nucléaire. Le plutonium utilisé dans les réacteurs est composé à 70% de Pu239 et à 20% de Pu240. Le plutonium métallique n'est pas utilisé comme combustible en raison de son point de fusion bas (~ 913 K), de six modifications allotropiques, dont la conversion est accompagné de variations de volume, ainsi que de son activité chimique, d'un éventuel réchauffement dans l'air et d'un niveau de toxicité élevé. En tant que combustible, il est préférable d'utiliser du dioxyde de plutonium (PuO_2 , $T^m \sim 2573$ K). Les propriétés de PuO_2 sont proches de celles d' UO_2 . En règle générale, on utilise du combustible mixte MOX (80% UO_2 + 20% PuO_2) (Colmenares, 1975).

Le plutonium est un élément transuranien synthétique de la série des actinides qui a le numéro atomique 94 et la masse atomique 244.06 amu. Le plutonium est un métal gris argenté qui se forme par bombardement d'uranium par neutrons lents à la suite de la capture de neutrons radioactifs par l'isotope U238 et de la désintégration β en deux étapes de produits intermédiaires. Le mécanisme de sa formation est le suivant:



La chaîne de réaction de l'U238 est montrée sur la **figure I.2**.

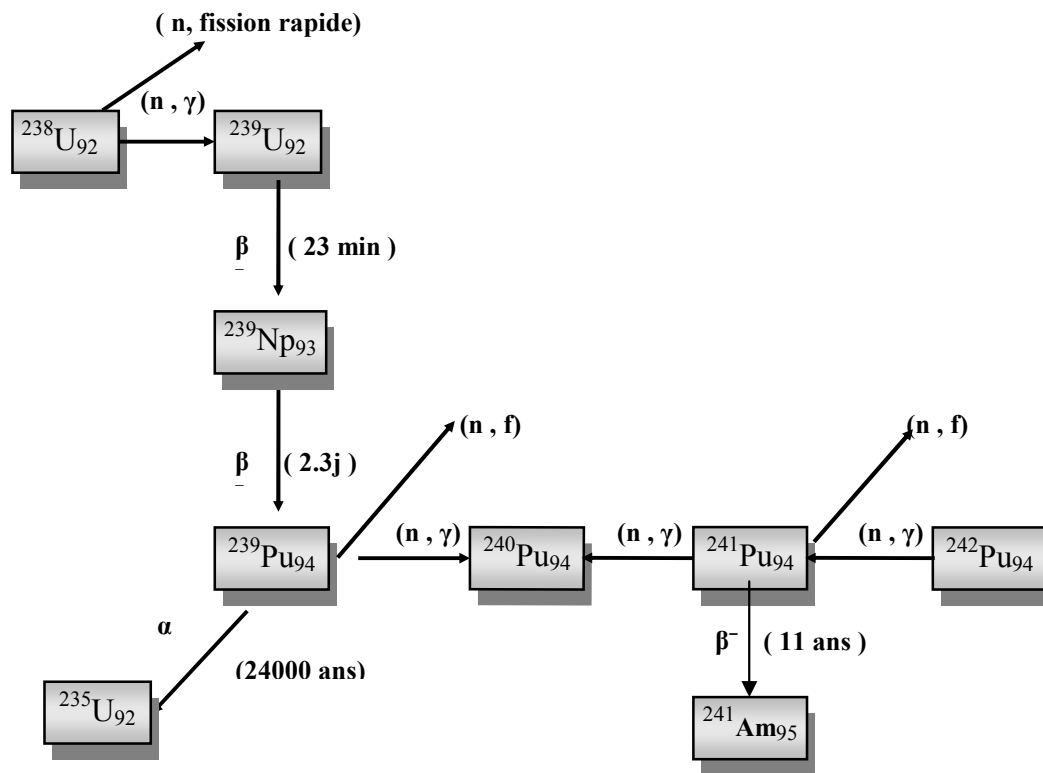


Figure I.2. La chaîne de réaction de l'U238.

Le plutonium présente six modifications cristallines (alpha, bêta, gamma, delta, delta-prime, epsilon); (Rohr, 1967), (Zinoviev, 1989), (Carter, 2002).

La production de chaleur interne due à la fission du noyau de Pu239 est égale à $(1,923 \pm 0,019) \times 10^{-3}$ W/g. Les propriétés mécaniques du plutonium à 298 K sont présentées dans le tableau 2.14 [30]. Ils dépendent essentiellement de la température, qui varie de résistance élevée et fragilité pour la phase α à une résistance faible et une ductilité élevée pour la phase γ à 593–723 K. En raison de fortes variations de volume associées à l'anisotropie de la plupart des phases cristallines, des contraintes et des défauts internes se produisent, qui influencent les propriétés élastiques et plastiques du plutonium (Golashvili et al, 1995).

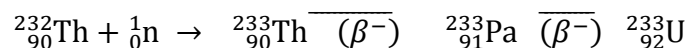
I.2.1.3. Thorium

Le thorium d'origine naturelle est composé uniquement de l'isotope Th232, non fissile, mais converti en isotope fissile U233 lors de la capture de neutrons à la suite de deux désintégrations de β . L'avantage de U233 réside dans un rendement neutronique supérieur par capture ($\sim 2,21$ contre 2,08 en uranium et plutonium, voir **tableau I.1**), une

conductivité thermique élevée et un coefficient de dilatation linéaire faible (Hampel, 1965). Le dioxyde de thorium (ThO_2) et les combustibles mélangés de ThO_2 et UO_2 , PuO_2 peuvent être utilisés comme combustible. Les propriétés de ThO_2 sont similaires à celles d' UO_2 et de PuO_2 . Le thorium convient à une utilisation à long terme en raison de ses stocks qui dépassent plusieurs fois les réserves d'uranium.

Le thorium est un élément chimique de numéro atomique 90 et de masse atomique 232,04 amu, présent dans la nature et appartenant à la série des actinides. Quand il est pur, le thorium est un métal ductile blanc argenté. Thorium a deux modifications cristallines. Le thorium métallique est un métal mou et ductile semblable au platine. Il se prête facilement au traitement par étirage à froid, rétreint et formage par étirement.

On connaît vingt-cinq isotopes du thorium dont les masses vont de 212 à 236, parmi eux seul l'isotope $\text{Th}232$ est présent dans la nature. Au cours de la désintégration $\text{Th}232$ comprenant six étapes de désintégration α et quatre étapes de désintégration β , le thorium se transforme en isotope stable $\text{Pb}208$ (Golashvili et al, 1995). La plupart des autres isotopes du thorium ont une demi-vie de moins de 10 minutes. Au rayonnement neutronique lent, l'isotope $\text{Th}232$ se transforme en isotope fissile $\text{U}233$ en fonction de la réaction:



L'isotope $\text{Th}232$ est caractérisé par un rendement en neutrons plus élevé par nombre de neutrons absorbés par rapport à d'autres matériaux de fission tels qu' $\text{U}235$ ou $\text{Pu}239$. En combinaison avec l'un de ces isotopes, le thorium donne naissance au cycle de génération de combustible dans les réacteurs à neutrons thermiques. Le cycle au thorium est proposé pour une utilisation dans les réacteurs convertisseurs avancés.

I.2.2. Combustible céramique

Les types de combustibles nucléaires les plus raisonnables sont le dioxyde d'uranium (UO_2) et le combustible mixte MOX-(($\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$)). Ces combustibles ont trouvé de nombreuses applications dans l'ingénierie nucléaire, bien qu'ils aient une faible conductivité thermique, ce qui entraîne des températures élevées et des contraintes thermiques dans le combustible.

Le combustible d'uranium (UC), le nitrure d'uranium (ONU) et le combustible à base de thorium sont les types avancés de combustible nucléaire. Par rapport au combustible MOX,

le combustible d'uranium et le combustible mixte (U, Pu)C ont une conductivité thermique plus élevée, un coefficient de dilatation linéaire plus faible et une meilleure compatibilité avec les matériaux de gaine de caloporteur et de combustible (Gerasimov et Monakhov, 1973), (Mcintoch et Heal, 1960).

I.2.2.1. Dioxyde d'uranium

Le dioxyde d'uranium est un composé d'uranium réfractaire à la céramique, utilisé dans de nombreux cas comme combustible nucléaire. Le réseau cristallin du dioxyde d'uranium correspond à la maille cubique à faces centrées de Ca_2F du fluorure avec la constante de réseau $a = 0,5704 \text{ nm}$ (Ursu, 1982).

I.2.2.2. Dioxyde de plutonium

Le PuO_2 est un combustible céramique qui permet d'atteindre des taux de combustion de 10% des atomes lourds, utilisés dans les réacteurs des types BR-5, IBR-2, etc. (Glushko, 1967), (Grgoriev et Meaeilikhov, 1997).

I.2.2.3. Combustible oxydé MOX - (U, Pu) O_2

Le terme « MOX » dérivé des « oxydes mixtes » concerne le combustible nucléaire fabriqué à partir d'oxydes d'uranium et de plutonium ($\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$). La concentration de plutonium dans le combustible MOX est égale à 3 à 10%. Au cours de l'analyse des propriétés thermophysiques du combustible MOX, on considère généralement le combustible de composition stœchiométrique $(\text{U}_{0,8}\text{Pu}_{0,2})\text{O}_2$, où 0,8 et 0,2 représentent les fractions molaires de UO_2 et de PuO_2 .

I.2.2.4. Mononitruure d'uranium

Le nitruure d'uranium (ONU) est le combustible nucléaire avancé pour réacteurs rapides en ce qui concerne l'amélioration de la sécurité et l'efficacité des réacteurs. Le mononitruure d'uranium est caractérisé par une concentration élevée en uranium, un point de fusion et une conductivité thermique élevée, une résistance accrue aux radiations et une bonne compatibilité avec les matériaux de structure (Rogozkin et al, 2003), (Thetford et Mignanelli, 2003).

I.2.2.5. Combustible d'uranium

Le combustible d'uranium (UC) en tant que combustible nucléaire pour les réacteurs rapides présente un avantage par rapport à l' UO_2 en raison de la densité plus élevée de matières fissiles (1,34 fois) et de la conductivité thermique (2,6 fois).

I.2.3. Limite d'enrichissement pour la conversion du réacteur de recherche

Un combustible à l'uranium inférieur à 20% élimine pratiquement la possibilité que le matériau puisse être directement utilisé pour la construction d'un dispositif explosif nucléaire. Plus précisément, l'UFE (*LEU, Low Enriched Uranium*) ne peut pas être utilisé dans un simple appareil de type canon, à la fois en raison de sa masse critique importante et du taux d'émission de neutrons correspondant. Simultanément et par coïncidence, à un niveau d'enrichissement compris entre 15 et 20%, la production de plutonium est suffisamment inhibée pour minimiser la valeur stratégique totale du matériau. Pour les deux raisons, la limite de 20% représente un choix raisonnable, voire optimal, en tant qu'objectif de conversion pour les réacteurs de recherche.

L'analyse met en cause la tendance de certains projets récents de réacteurs de recherche, dans lesquels les enrichissements en combustible au-delà de la limite de 20% sont à nouveau pris en compte. Le nouveau réacteur de recherche allemand FRM-II, qui est devenu opérationnel en 2004 et utilise actuellement un combustible enrichi à 93%, doit être converti en un enrichissement n'excédant pas 50% d'ici décembre 2010. Même si cette réduction de l'enrichissement est louable. De même, les concepteurs du réacteur français Jules Horowitz (JHR), initialement prévu pour le combustible faiblement enrichi, envisagent actuellement l'utilisation de 35%. L'uranium enrichi comme solution de secours. Des évolutions plus récentes laissent penser que cette option sera effectivement exercée.¹⁶ En résumé, après une période de deux ans de respect rigoureux de l'objectif de conception de l'UFE, les concepteurs, les opérateurs et les autorités chargées de la délivrance des autorisations ont de plus en plus tendance à interpréter l'objectif de conversion pour les réacteurs de recherche comme limite malléable. Sur la base des données et de l'analyse présentées ci-dessus, cette tendance ne peut pas être justifiée par des arguments techniques, car elle réduit clairement la résistance à la prolifération du cycle du combustible nucléaire (Glaser, 2005).

I.3. Evolution du combustible Nucléaire

Les matériaux de la fission induite par les neutrons font partie de la première classe. L'isotope U235 est l'unique matériau naturel de la fission thermique. Un autre isotope U238 n'est fissible que par les neutrons rapides ($> 1-2$ MeV). L'uranium naturel contient U238 (99,283%) et U235 (0,711%) ainsi que certains autres isotopes (Walter Cogne, 1968). Deux isotopes naturels U238 et Th232 sont des matériaux fertiles, car ils produisent de nouvelles matières fissiles Pu239 et U233 en absorbant les neutrons. La capacité de produire un nouveau combustible est utilisée dans les réacteurs à neutrons rapides, appelés réacteurs surgénérateurs (Rahn et Meyers, 1984), (Walter et Reynolds, 1981).

La fission nucléaire s'accompagne d'une production d'énergie proportionnelle au changement de masse nucléaire selon la loi $E = \Delta mc^2$. Le changement de Δm est relativement faible et représente environ 0,1% pour le noyau U235. La fraction principale de cette énergie est l'énergie cinétique des fragments de fission qui se transforme en chaleur à leur ralentissement. La répartition de l'énergie entre les différents produits de fission d'un noyau U235 est donnée dans le **tableau I.2** (Ursu, 1982).

Tableau I.2. Distribution d'énergie à l'unité de fission d'U235.

Type d'énergie	Energie (Mev)	Energie Interne (Mev)	Caractère d'emission
Energie cinétique des fragments de fission	165 à 167	178	libéré pratiquement instantané (10^{-12s})
Energie cinétique des neutrons de fission	5		
Energie gamma rapide	6 à 7		
Energie de la particule β lors de la désintégration des produits de fission	6 à 8	15	libéré progressivement à travers la chaîne de désintégration des produits de fission
Energie de désintégration γ des produits de fission	7 à 10		
Energie de Neutrino		10 à 12	perte d'énergie, car aucune interaction entre le neutrino et les matériaux du réacteur
Energie totale	Approx 205		

L'énergie emportée par les neutrinos est partiellement compensée par l'absorption des rayons γ lors de la capture du rayonnement des neutrons de fission par les matériaux. Ainsi,

l'énergie libérée lors d'une fission nucléaire est proche de 200 MeV ou $3,2 \times 10^{-11}$ J (Garland, 2004). L'énergie totale libérée à la fission de 1g de l'isotope U235 est définie comme suit:

$$E = \left(\frac{1}{235} \right) + 6,02 \times 10^{23} \times 200 \frac{1,6 \times 10^{-13}}{\text{Mev à Joule}} = 8,2 \times 10^{10} \text{ J}$$

Pour fournir une puissance thermique de 1 MW par jour, 1 g de combustible nucléaire est utilisé (1 W de puissance correspond à 3×10^{10} fissions par seconde). Dans les réacteurs à neutrons thermiques, environ 1,2 kg d'U235 ou 1,5 kg de Pu239 sont brûlés par jour avec une puissance de 1 MW. L'isotope U235, facilement fissible par les neutrons thermiques, est utilisé dans les réacteurs à eau légère.

I.3.1. Produits de fission

La fission d'un noyau lourd donne deux nouveaux noyaux –rarement trois- appelés fragments ou produits de fission ainsi que la libération d'une quantité d'énergie d'environ 200 MeV (Robin, 1980). Le rendement de ces deux fragments est donné par la courbe de la **figure I.3** dans le cas du noyau lourd U235.

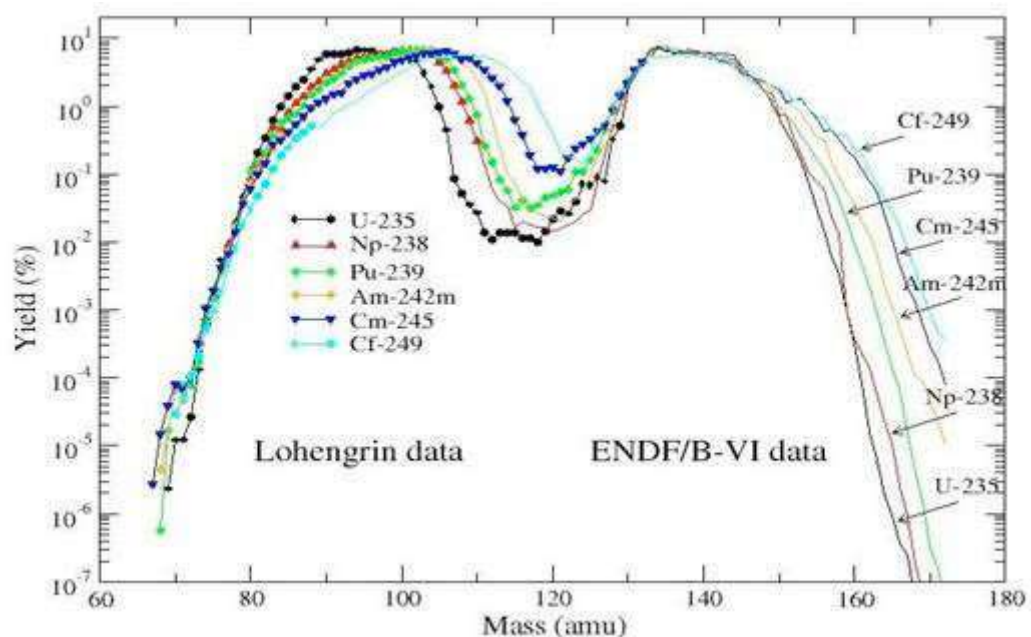


Figure I.3. Rendement de fission de l'U235, Np238, Pu239, Am242^m, Cm245 et Cf239 (Bail et al, 2007).

Après un certain temps sous irradiation le combustible devient plein de produits de fission qui résultent soit directement de la fission, soit de la capture de neutrons, ou de la décroissance radioactive d'un noyau lourd ou d'un autre produit de fission (Duderstadt et

[Hamilton, 1976](#)). Le nombre important des produits de fission (plus de 200 isotopes observés), leurs sections efficaces souvent connues avec de grandes imprécisions, la contribution entre les produits, et les périodes radioactives très courtes de certains isotopes, constituent en général les principales difficultés rencontrées aussi bien dans les approches théoriques qu'expérimentales. Dans le calcul de physique des réacteurs un nombre limité de ces produits de fission est utilisé. L'existence de bibliothèques de données fondamentales de tous les isotopes facilite les calculs.

Les produits de fission sont gênants pour le fonctionnement du réacteur à plusieurs raisons ([Robin, 1980](#)):

- ❑ Emission des rayonnements radioactifs β et γ qui vont s'ajouter au rayonnement neutronique dans la dégradation des matériaux sous irradiation, mais surtout constituant un danger radiologique.
- ❑ La radioactivité très intense des produits de fission est également une source de difficultés lors du retraitement du combustible après irradiation dans le réacteur.
- ❑ L'insertion de nouveaux atomes dans le milieu combustible s'ajoute à l'action des rayonnements dans la détérioration du matériau constituant le combustible.
- ❑ L'accumulation des produits de fission détériore le bilan neutronique.
- ❑ Les produits de fission sont la cause de la chaleur résiduelle qui est produite même après arrêt du réacteur, ce phénomène pose des problèmes de sûreté dans l'exploitation des réacteurs nucléaires.

1.3.2. Les poisons

Deux des nombreux isotopes produits présentent un intérêt particulier, le Xenon-135 ($Xe135$), et le Samarium-149 ($Sm149$), considérés comme des parasites ou poisons dans les réacteurs nucléaires ([Bussac et Reuss, 1978](#)).

Le xénon-135 est le poison le plus important. Il a une grande résonance dans le domaine des énergies thermiques où sa section efficace de capture est grande ($2.65 \cdot 10^6$ barns à 2200 m/s), ce qui en fait un poison important dans les réacteurs thermiques. Il peut être produit directement par fission mais de pourcentage faible ($\gamma=0.01$), il est produit principalement par la décroissance radioactive de l'iode-135 (voir la **figure 1.4**).

Chapitre I épuisement du combustible nucléaire

Le samarium-149 est aussi un poison important pour les réacteurs à neutrons thermiques, sa section efficace à 2200 m/s est égale à 41000 barns, c'est un noyau stable obtenu par la chaîne de réaction schématisée par la **figure I.5**.

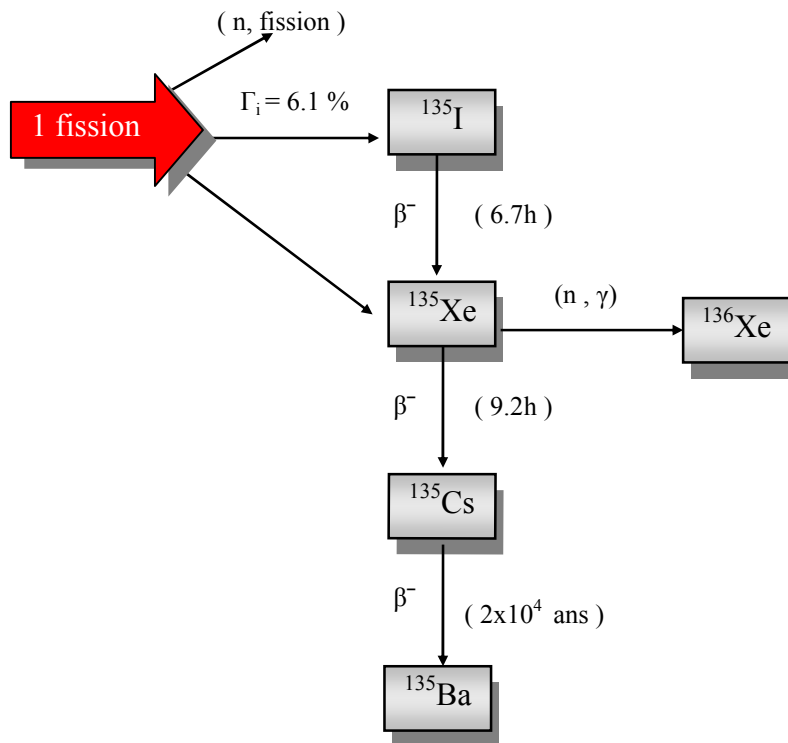


Figure I.4. La chaîne de réaction d'I135 et Xe135 sous irradiation.

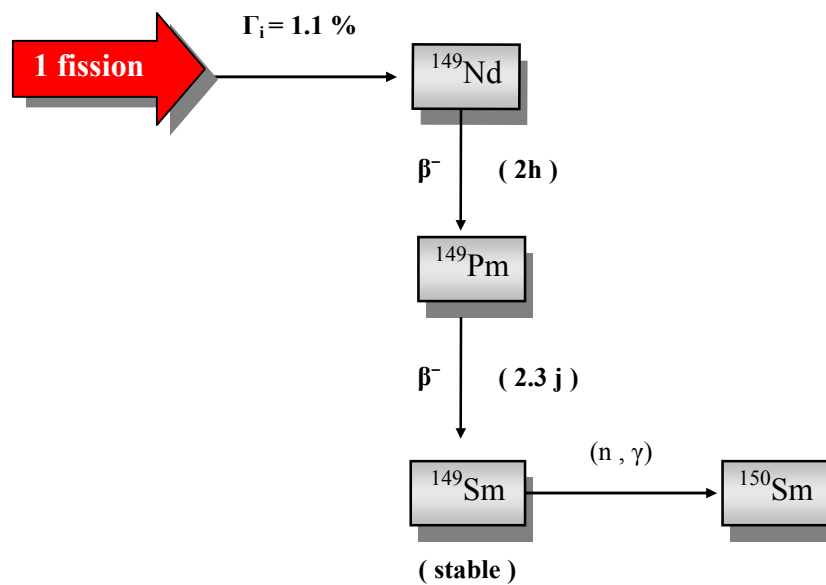


Figure I.5. La chaîne de réaction de Pm149 et Sm149 sous irradiation.

I.3.3. Equations d'évolution

L'équation d'évolution de la concentration par unité de volume d'un isotope quelconque indiqué par l'indice "i" en fonction du temps, est l'équation donnant cette concentration par unité de temps comme égale à la différence entre le nombre de noyaux produits et le nombre de noyaux disparus pour un intervalle de temps donné, en excluant les noyaux de courte période (Nigon, 1979).

L'équation d'évolution selon le formalisme de WIMS (Meftah, 2005a) est donnée sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & -\lambda_i N_i(t) - A_i N_i(t) + \sum_k \delta(i, j_1(k)) \alpha_{ki} C_k N_k(t) \\ & + \sum_k \delta(i, j_2(k)) \beta_{ki} \lambda_k N_k(t) + \sum_k \gamma_{ki} F_k N_k(t) \end{aligned} \quad \text{I.1}$$

Où:

N_i : La densité du nuclide i.

λ_i : La constante de désintégration radioactive du nuclide i.

$A_i = \sigma_{\alpha,i} \Phi$: Taux de réaction microscopique d'absorption pour le nuclide i.

$\sigma_{\alpha,i}$: Section efficace microscopique de d'absorption des neutrons par le nuclide i.

$F_i = \sigma_{f,i} \Phi$: Taux de réaction microscopique de fission pour le nuclide i.

$\sigma_{f,i}$: Section efficace microscopique de fission pour le nuclide i.

$C_i = \sigma_{c,i} \Phi$: Taux de réaction microscopique de capture pour le nuclide i.

$\sigma_{c,i}$: Section efficace microscopique de capture des neutrons par le nuclide i.

γ_{ki} : Rendement de fission de l'isotope i pour une fission du nuclide k.

α_{ki}, β_{ki} : Fractions de l'isotope i provenant soit de la capture soit de la filiation radioactive de l'isotope k respectivement.

$j_1(k), j_2(k)$: Identificateurs de tous les produits de l'isotope k par la capture ou la filiation radioactive.

$\delta(i, j)$: Symbole de Kronecker indiquant que la contribution se produit lorsque $i=j$.

Le premier et le deuxième terme de l'équation générale d'évolution I.1 précédente décrivent respectivement les pertes par désintégration radioactive de l'isotope i, et les captures neutronique. Le troisième, quatrième et cinquième terme représentent les gains dus à la transmutation neutronique de l'isotope k en isotope i, la désintégration de l'isotope k en i, et à la production de l'isotope i à travers la formation de produits de fission respectivement.

Équations d'évolution de quelques isotopes (Naudan et Nigon, 1993):

L'U235:

$$\frac{dN_{235}}{dt} = -\sigma_{a,235}(t) N_{235}(t) \phi(t)$$

L'U236:

$$\frac{dN_{236}}{dt} = +\sigma_{c,235}(t) N_{235}(t) \phi(t) - \sigma_{a,236}(t) N_{236}(t) \phi(t)$$

L'U238:

$$\frac{dN_{238}}{dt} = -N_{238}(t) \sigma_{a,238}(t) \phi(t)$$

Le Pu239:

$$\frac{dN_{239}}{dt} = +\sigma_{c,238}(t) N_{238}(t) \phi(t) - \sigma_{a,239}(t) N_{239}(t) \phi(t)$$

Le Pu240:

$$\frac{dN_{240}}{dt} = +\sigma_{c,239}(t) N_{239}(t) \phi(t) - \sigma_{a,240}(t) N_{240}(t) \phi(t)$$

Le Pu241:

$$\frac{dN_{241}}{dt} = +\sigma_{c,240}(t) N_{240}(t) \phi(t) - \sigma_{a,241}(t) N_{241}(t) \phi(t) - \lambda_{241}(t) N_{241}(t)$$

Le Pu242:

$$\frac{dN_{242}}{dt} = +\sigma_{c,241}(t) N_{241}(t) \phi(t) - \sigma_{a,242}(t) N_{242}(t) \phi(t)$$

I.3.4. Dynamique simple d'épuisement:

Supposons qu'un réacteur est constitué d'un combustible avec seulement un isotope, caractérisé par une densité atomique $N_F(r, t)$ et une section efficace microscopique d'absorption à un groupe σ_a^F (Meftah, 1995c).

Alors l'évolution de ce combustible serait décrite par l'équation :

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F(r, t) \sigma_a^F \phi(r, t) \quad (I.2)$$

L'intégration de cette équation donne :

$$N_F(r, t) = N_F(r, 0) \exp\left[-\sigma_a^F \int_0^t \phi(r, t') dt'\right] \quad (1.3)$$

I.3.4.1. Approximation de puissance statique :

Dans ce cas-ci :

$$P(r, t) = W_a \cdot N_F(r, t) \sigma_a^F \cdot \phi(r, t) = P_0(r) \quad (1.4)$$

Où W_a est l'énergie libérée par neutron absorbé

$$W_a = W_f \left(\frac{\sigma_f^F}{\sigma_a^F} \right) \quad (1.5)$$

σ_f^F est la section efficace microscopique de fission de l'isotope F à un groupe.

Avec $W_f = 200$ Mev/fission

Alors en intégrant l'équation suivante :

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F(r, t) \sigma_a^F \cdot \phi(r, t) = -\frac{P_0(r)}{W_a} \quad (1.6)$$

On obtient:

$$N_F(r, t) = N_F(r, 0) - \left(\frac{P_0(r)}{W_a} \right) \cdot t \quad (1.7)$$

I.3.4.2. Approximation à flux statique :

Dans ce cas-ci $\phi(r, t) = \phi_0(r)$ et l'intégration de 1.4 donne:

$$N_F(r, t) = N_F(r, 0) \exp\left[-\sigma_a^F \phi_0(r) \cdot t\right] \quad (1.8)$$

La formule de Taylor au voisinage de 0 donne :

$$N_F(r, t) \approx N_F(r, 0) \cdot [1 - \sigma_a^F \cdot \phi_0(r) \cdot t] \approx N_F(r, 0) - \left(\frac{P_0(r)}{W_a} \right) \cdot t \quad (1.9)$$

Les deux approximations de l'équation d'évolution (puissance constante et flux constant), sont illustrées sur la figure I.6. Remarquons que pour les intervalles de temps courts les deux évolutions sont identiques.

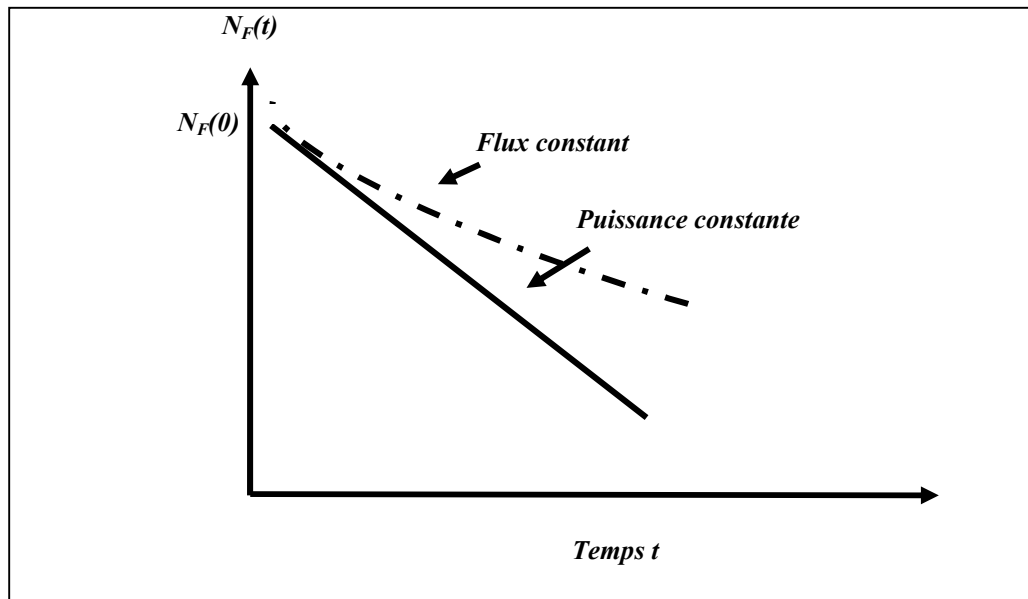


Figure I.6. Evolution de la concentration de l'U235 à flux constant et à puissance constante.

I.3.5. Modèle mathématique d'ORIGEN

ORIGEN (Gaunt et al, 2010) utilise une méthode exponentielle matricielle pour résoudre un système d'équations différentielles ordinaires couplées. Le taux auquel la quantité du nucléide i change en fonction du temps, dX_i/dt , est décrit par une équation différentielle ordinaire non homogène du premier ordre comme suit :

$$\frac{dX_i}{dt} = \sum_{j=1}^{nb \text{ radionucleides}} l_{ij} \cdot \lambda_j \cdot X_j + \Phi \sum_{k=1}^{nb \text{ radionucleides}} f_{ik} \cdot \sigma_k \cdot X_k - (\lambda_i + \Phi \sigma_a) X_i \quad (I.10)$$

X_i : nombre d'atomes;

λ_i : constante de désintégration;

σ_a : section efficace d'absorption;

l_{ij} : rapport d'embranchement de la désintégration radioactive du radionucléide j vers le radionucléide i ;

f_{ik} : fraction d'absorption neutronique du radionucléide k conduisant à la formation de i ;

Φ : Flux neutronique moyen.

Le premier terme à droite représente le gain en provenance de la désintégration d'autres nucléides; le second est le gain en provenance d'absorption neutronique d'autres nucléides et le troisième est la perte due à la désintégration et à l'absorption du nucléide. Rigoureusement, le système d'équations décrit ci-dessus est non linéaire car le flux de neutron et les sections efficaces varient selon la composition du combustible étudié.

Cependant, les variations temporelles étant lentes, le flux et les sections efficaces seront considérés constants sur les intervalles de temps considérés.

Le système peut alors s'écrire sous forme matricielle :

$$\frac{dX}{dt} = A \cdot X \quad (1.11)$$

A : matrice des coefficients a_{ij}

$$a_{i,j} = l_{ij} \cdot \lambda_j + \Phi [f_{ij} \sigma_j - (\lambda_i + \Phi \sigma_i)] \quad (1.12)$$

La solution de ce système s'écrit sous la forme :

$$X(t) = X(0) \cdot \exp (At) \quad (1.13)$$

Au début du calcul, seules les compositions du combustible, la puissance spécifique et la durée des paliers d'irradiation sont connues. Le flux instantané est alors déterminé par la formule :

$$P = c \cdot \Phi \sum_{i=1}^N X_i \sigma_{f,i} \cdot R_i \quad (1.14)$$

P : puissance spécifique en MW par tonne de combustible,

X_i : nombre d'atomes du radioélément fissile *i* présents dans le combustible,

σ_{f,i} : section efficace microscopique de fission du nucléide *i* (cm²),

R_i : énergie libérée par fission du nucléide *i* (MeV),

c : constante égale à 1.602 10⁻¹³ (J),

Φ : flux neutronique instantané (n.cm⁻².s⁻¹).

En résolvant cette équation, on obtient une expression approximative du flux en fonction du temps. La moyenne du flux neutronique sur l'intervalle est alors calculée en intégrant sur l'intervalle et en divisant par la longueur de cet intervalle de temps.

1.4. Bilan de réactivité

Une particule comme le neutron qui se déplace à une certaine vitesse *v* (correspondant à une énergie cinétique *E*) peut fissionner un noyau lourd, en particulier l'isotope U235. Pour un neutron absorbé est provoquant une fission il se crée en moyenne un nombre de neutrons de fission à peu près égal à 2.42 pour l'U235. Parmi ces derniers il y en a qui provoquant à leur tour des fissions et ainsi de suite : c'est le phénomène de la réaction en chaîne. Dans un réacteur nucléaire il est essentiel d'entretenir la réaction en chaîne.

I.4.1. Le facteur de multiplication effectif

Il est défini par la relation suivante :

$$K = \frac{\text{Nbre de neutrons dans la génération actuelle}}{\text{Nbre de neutrons dans la génération précédente}}$$

$K > 1$: le système est dit sur-critique; le nombre de neutrons augmente à chaque génération; la réaction en chaîne est divergente.

$K = 1$: le système est dit critique; le nombre de neutrons dans le réacteur reste constant; la réaction en chaîne est entretenue.

$K < 1$: le système est dit sous-critique; le nombre de neutrons diminue à chaque génération; la réaction en chaîne est convergente et s'étouffe.

I.4.2. La réactivité

La réactivité est le paramètre mesurant l'écart par rapport à 1 de K (Halilou, 1998); elle est définie par la relation suivante:

$$\rho = \frac{K - 1}{K} \quad (I.15)$$

Les unités sont exprimées en p.c.m, i.e. pour cent milles.

Le contrôle de cette réactivité est une des tâches les plus importantes de l'opération d'un réacteur nucléaire. Cette tâche est dévolue à un système de contrôle, partie intégrante de l'instrumentation nucléaire associée au réacteur.

I.4.3. Principaux paramètres pouvant modifier la réactivité

Au cours de fonctionnement d'un réacteur nucléaire, plusieurs actions ou phénomènes peuvent modifier la réactivité :

- **Usure de combustible** : c'est un effet constant dont l'influence sur la réactivité s'effectue dans des temps relativement longs. Il consiste principalement en la disparition de noyaux d'U235 par fission et par capture.
- **Empoisonnement par les produits de fission** : parmi les produits de fission certains possèdent des sections efficaces d'absorption neutroniques très élevées, c'est le cas plus particulièrement du Xe135 et du Sm149.

- ❑ **Températures du combustible et du modérateur** : pour un réacteur nucléaire, le passage d'un état froid (correspondant à un arrêt) à un état chaud (fonctionnement en puissance) provoque une élévation de la température du combustible et du modérateur. Lorsque la température du combustible augmente il y a élargissement des rais de résonance dans les sections efficaces des noyaux lourds (uranium et plutonium). Cet effet est connu sous le nom d'*effet Doppler*. En pratique dans le cas des réacteurs thermiques à combustible faiblement enrichi (cas du réacteur NUR) l'effet Doppler conduit à une baisse de la réactivité.

Pour l'effet de température du modérateur dans le cas des réacteurs à eau ordinaire, lorsque la température de l'eau (pure) augmente, sa densité diminue. Les molécules étant en moyenne plus distantes les unes des autres, la modération est moins bonne et il en résulte une diminution de la réactivité.

- ❑ **Mouvement des barres de contrôle** : le matériau constitutif des barres étant fortement absorbant, il faut alors s'attendre à ce que leur introduction ou leur extraction partielle ou totale diminue ou augmente la réactivité.
- ❑ **Effets des expériences** : l'introduction d'échantillons de gros volumes dans des positions d'irradiation dans le cœur peut provoquer une dépression du flux localement, qui a pour conséquence une baisse de la réactivité.

Dans un réacteur en fonctionnement tous ces facteurs agissent en même temps, certains plus rapidement que d'autres. A un instant donné dans la vie d'un réacteur la réactivité globale est la résultante de tous ces effets combinés de façon complexe.

I.4.4. Réserve de réactivité

Certains des phénomènes précédents provoquent une diminution significative de la réactivité du cœur qui conduira à son tour à un étouffement de la réaction en chaîne et par là même à l'arrêt du réacteur.

La solution à ce problème réside dans le fait de disposer d'une réactivité positive initiale largement supérieure à zéro afin de compenser les nombreux effets tendant à faire baisser la réactivité et permettre ainsi un fonctionnement du réacteur pendant des durées suffisamment longues à la puissance nominale.

La quantité d'uranium supplémentaire dépend en réalité de la valeur totale des effets en anti-réactivités des phénomènes précédents.

Le bilan en réactivité d'un réacteur consiste à évaluer de manière détaillée les effets en réactivité de chacun des phénomènes précédents.

I.5. Le taux de combustion nucléaire

I.5.1. Définition et unités du taux de combustion nucléaire :

Le taux de combustion ou "Burn-up" d'un élément combustible est l'un des paramètres les plus importants pour décrire l'épuisement du combustible nucléaire irradié et inventorier les isotopes existants dans ce combustible à un instant donné.

Le taux de combustion est une quantité qui sert à exprimer le taux de destruction des noyaux du combustible dans un cœur (Halilou, 1998). La destruction des noyaux d'uranium est évidemment proportionnelle à la puissance et la durée de fonctionnement. En pratique cette quantité est ramenée à la masse initiale m de la zone considérée.

$$B.U = \frac{P \cdot \Delta_t}{m}, \quad (I.16)$$

où

P : Puissance en MW ;

Δ_t : Durée de fonctionnement en jours ;

m : Masse totale des noyaux lourds (noyaux d'uranium) présents à l'instant initial en tonnes.

Le taux de combustion est généralement défini en terme de Mégawatts jours par tonne d'uranium (MWJ/TU).

La relation entre 1 MWJ/TU et le nombre d'atomes fissionnés est (Bishop et Hughes, 1963):

$$1 \text{ MWJ/TU} = 1.07 \times 10^{-4} \% \text{ atomes fissionnés} \quad (I.17)$$

ou aussi :

$$1\% \text{ atomes fissionnées} = 9.370 \text{ MWJ/TU} \quad (I.18)$$

I.5.2. La détermination du taux de combustion nucléaire :

La détermination du taux de combustion nucléaire dans un réacteur de recherche est faite soit par les calculs, soit par les méthodes expérimentales. En pratique les méthodes basées sur des calculs sont les plus souvent utilisées surtout dans le cas où le cœur du réacteur contient un grand nombre d'éléments combustibles. Dans ce cas, les méthodes expérimentales sont difficilement applicables à cause de l'influence du fonctionnement du réacteur sur les conditions expérimentales. Les méthodes expérimentales sont par contre très utilisées comme supports pour les calculs de physique des réacteurs ([IAEA-tecdoc-633, 1993](#)). Leur importance vient du fait qu'elles peuvent constituer des résultats de référence, pour contrôler et corriger les résultats des calculs.

I.5.2.1. Approche numérique :

Les calculs d'évolution consistent à déterminer les solutions des équations des concentrations isotopiques ainsi que celles du bilan neutronique décrivant la criticité du cœur. Dans notre travail, les premières équations sont résolues par le code WIMS alors que les dernières le sont par CITVAP.

Le calcul d'évolution est réalisé suivant deux niveaux ([Meftah, 1995b](#)):

- Le niveau microscopique: on réalise un calcul précis des taux de réaction et la composition isotopique pour une cellule d'une zone combustible donnée. Ces calculs microscopiques sont utilisés pour fournir les paramètres nécessaires pour le calcul du niveau macroscopique.
- Le niveau macroscopique: on s'intéresse ici à la détermination de l'épuisement global du cœur du réacteur, en cherchant en particulier :
 1. Le comportement à long terme de la variation de la réactivité.
 2. La distribution de puissance dans le cœur.
 3. La distribution du taux de combustion dans le cœur

Pour un traitement complet il est nécessaire d'introduire quelques approximations:

1^{ère} approximation: réduction du nombre d'isotopes à considérer dans les calculs selon les critères suivants :

- les seuls produits de fission qui sont traités explicitement sont les isotopes qui ont des grandes sections efficaces de capture et grands rendements de fission.

- ❑ Le Xe135 et le Sm149, sont toujours considérés individuellement dans les réacteurs thermiques.
- ❑ Les isotopes avec une courte période sont exclus du calcul d'évolution (par exemple ^{239}U de $T_{1/2}=23,5$ min n'est pas considéré).
- ❑ Les isotopes spécifiques tels que les poisons consommables (exemple du bore et du gadolinium) sont aussi contrôlés.

2^{ème} approximation: le découplage espace –temps

- ❑ le traitement de l'évolution du combustible avec le temps et le changement de la distribution du flux est effectué en séparant le calcul d'épuisement du calcul du bilan neutronique.
- ❑ pendant le calcul du bilan neutronique, les effets de temps sont ignorés et l'équation critique statique de la diffusion multigroupe des neutrons est résolue. Ce calcul est réalisé à l'aide du code CITVAP.
- ❑ Durant le calcul d'épuisement, les équations des concentrations isotopiques sont résolues et les effets de l'espace sont négligés, ce calcul est réalisé à l'aide du code WIMSD/4.

I.5.2.2. Approche expérimentale :

Différentes méthodes expérimentales sont utilisées pour la détermination du taux de combustion, comme la méthode de mesure de l'effet en réactivité, la méthode de spectrométrie de rayons gamma, la méthode de substitution et la méthode d'oscillation.

I.5.3. Le calcul du taux de combustion

I.5.3.1. Le calcul d'évolution au niveau de la cellule par WIMSD\4

Le calcul d'évolution concerne le contrôle de la composition isotopique du cœur, la distribution de flux dans le réacteur pendant la vie du réacteur, l'épuisement de matériaux fissiles, la transmutation de matériaux fertiles en matériaux fissiles, l'accumulation de produits de fission, et l'ajustement des éléments de contrôle pour le maintenir à l'état critique, en tenant surtout compte de la dépendance spatiale et temporelle (Meftah, 1995a). Le calcul d'évolution constitue la dernière étape dans la chaîne du programme WIMS, il est fait dans la chaîne 12.

Chapitre I épuisement du combustible nucléaire

Les données nécessaires pour un calcul d'évolution sont introduites dans une carte à part :

POWERC : I, RQ, RTAU, INDNB, RMAXDT, INDG, liste.

Les arguments de cette carte sont détaillés comme suit :

I : paramètre spécifiant l'unité à utiliser dans RQ (W/g, fission/cm³/sec...etc.)

RQ : paramètre défini comme la puissance spécifique moyenne.

RTAU : paramètre défini comme le micro pas en temps utilisé dans les calculs d'évolution.

INDNB : paramètre défini comme le nombre de micro-pas utilisés dans les calculs des concentrations isotopiques, entre deux calculs de cellule.

Le flux $\Phi_{G,z}$ (**G**: indice de groupe, **z**: indice de la zone, **m**: indice de matériau) est calculé dans la subroutine principale de transport, et moyenné sur les volumes des matériaux de la cellule à l'aide de la formule suivante (Meftah, 1995c), (Zeggar et Meftah, 2003):

$$\Phi_{G,z}^T = \frac{\sum_{m \in z} (\phi_{G,m}^T V_{Z(m)})}{\sum_{m \in z} V_{Z(m)}} \quad (1.19)$$

Où Φ^T est le flux calculé dans la subroutine du calcul principal de transport.

Le calcul d'évolution est réalisé par la chaîne 12 du code WIMSD\4 comme suit:

1. préparation des tables des sections efficaces microscopiques effectives à quelques groupes d'énergie pour divers isotopes de chaque matériau évolutif, dans la cellule basée sur:

- Les données microscopiques de la bibliothèque du code WIMS.
- Les données de résonance et les flux résultant d'un calcul de spectre.

2. Préparation des sections efficaces macroscopiques multigroupes pour les réactions d'absorption et de fission. Ces sections efficaces macroscopiques sont calculées au niveau de chaque pas de l'évolution, en utilisant les densités isotopiques correspondantes.

$$\Sigma_G^x = \frac{\sum_z \left\{ V_z \Phi_{G,z}^{n-1} \sum_{i,m \in z} (N_{i,m} \sigma_{G,i,m}^x) \right\}}{\sum_z V_z \Phi_{G,z}^{n-1}} \quad (1.20)$$

x: type de réaction (absorption ou fission).

n: indice du pas de l'évolution.

3. Résolution de l'équation de la diffusion à quelques groupes d'énergie.

Le flux de neutrons total est calculé d'après l'équation:

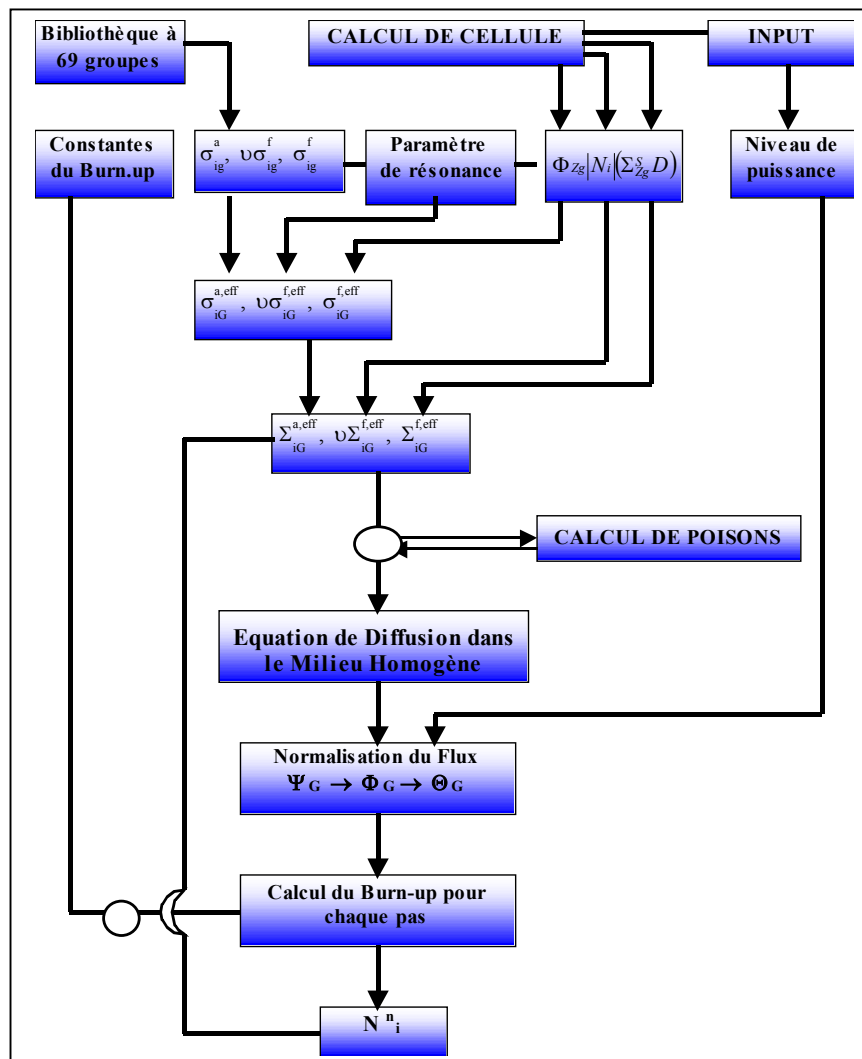
$$\Phi_G^c = \frac{\sum_Z V_Z \Phi_{G,Z}^{n-1}}{V_c} \quad (I.21)$$

$V_c = \sum_Z V_Z$: est le volume total.

4. normalisation du flux pour chaque niveau de puissance (ou flux) correspondant, et calcul des taux de réaction (absorption, capture, et fission) pour chaque isotope fissible dans chaque matière.

5. La dernière étape de calcul par le code WIMS est la résolution des équations d'évolution pour l'obtention de nouvelles densités isotopiques pour chaque matériau évolutif m et nuclide i , avec l'équation d'évolution générale I.1.

Les étapes de 2 à 5 sont répétées à chaque sous-pas de l'évolution. La **figure I.7** montre



l'organigramme du calcul d'évolution par WIMS.

Figure I.7. Organigramme du Calcul d'évolution par WIMS.

I.5.3.2. Détermination de la distribution des taux de combustion et des puissances

Après le calcul d'évolution au niveau de la cellule par WIMSD/4, le calcul global est utilisé pour déterminer le taux de combustion et les puissances dans tout le cœur.

Un des résultats les plus importants du calcul global de réacteur est la puissance P_j produite par chaque élément combustible, normalisée à la puissance de fonctionnement Q de réacteur (IAEA-tecdoc-633, 1993):

$$Q = \sum_{j=1}^{N_{EC}} P_j \quad (1.22)$$

Où N_{EC} est le nombre d'éléments combustibles dans le cœur.

La puissance moyenne produite par élément combustible \bar{P} est définie comme :

$$\bar{P} = \frac{Q}{N_{EC}} \quad (1.23)$$

L'équation 1.23 est simple mais intéressante, elle montre que même si la puissance Q de réacteur reste constante, la puissance moyenne par élément combustible est inversement liée au nombre d'éléments combustibles dans le cœur. Ainsi pendant que des éléments combustibles sont ajoutés au cœur pour compenser la perte de réactivité due à l'épuisement du cœur, la puissance produite par chaque élément et la densité moyenne de flux dans le cœur sont réduits.

Supposons que le réacteur fonctionne à la puissance constante Q pendant un intervalle de temps Δt . L'incrément ΔBU_j^E de l'élément combustible j à la fin de cet intervalle est :

$$\Delta BU_j^E = \frac{P_j \Delta t}{t U_j} \quad (1.24)$$

Le taux de combustion total d'un élément combustible est calculé en ajoutant la contribution de l'incrément au taux de combustion accumulé dans les étapes précédentes. Le calcul est commencé pour un élément combustible frais et répété tant que l'élément est dans le cœur. L'équation 1.24 est utilisée pour chaque élément dans le cœur, de même qu'est évaluée la quantité suivante :

$$\sum_j^{N_{EC}} \Delta BU_j^E = \bar{N}_{EC} \cdot \frac{P \Delta t}{t U} = \frac{Q \Delta t}{t U} \quad (1.25)$$

I.6 Gestion du combustible dans les réacteurs nucléaires :

La partie essentielle d'une centrale nucléaire est le cœur du réacteur produisant l'énergie à partir de la fission du combustible à uranium ou plutonium. Les experts dans différents domaines techniques sont requis à fournir le combustible pour un fonctionnement économique et continu d'une centrale nucléaire. En général ces diverses disciplines techniques peuvent se scinder en deux parties: "la gestion du combustible hors du cœur " et "la gestion du combustible dans le cœur" (Levine, 1982). La gestion du combustible dans le cœur (in core fuel management) s'occupe du calcul de la réactivité du cœur, de la distribution de puissance et de l'inventaire isotopique du cœur pour maintenir des marges de sûreté suffisantes tout au long du temps de vie opérationnelle du réacteur. En outre, le choix des plans de rechargement est fait pour réduire au minimum les coûts énergétiques (Henry, 1975).

Chargement/ déchargement des éléments combustibles

En pratique, différentes approches sont adoptées pour le remplacement des éléments combustibles usés par des éléments neufs. Dans les réacteurs de puissance fonctionnant à l'uranium naturel (réacteur type CANDU), l'opération de chargement/déchargement est journalière et est pratiquée en plein fonctionnement du réacteur. Dans ce cas l'élément combustible le plus usé est extrait du cœur et un élément frais (neuf) est inséré. Par contre dans les réacteurs de puissance utilisant l'uranium enrichi comme combustible (cas des réacteurs PWR, BWR, etc...), l'opération est faite une fois par an. Dans ce cas le réacteur est mis à l'arrêt pendant quelques jours et un tiers (cas de PWR) ou un quart (cas de BWR) environ des éléments combustibles sont remplacés.

Dans les réacteurs de recherche le changement d'un ou de deux éléments combustibles se fait selon le besoin expérimental et le taux d'utilisation du réacteur. Il faut s'assurer dans ce cas particulier de la disponibilité d'une réactivité totale pratique suffisante pour permettre l'introduction d'échantillons expérimentaux à fortes réactivités négatives. Pour des raisons économiques (le taux d'usure moyen des éléments déchargés doit s'approcher le plus possible du taux de combustion maximal admissible et donc contenir le minimum possible d'uranium U235, **tableau I.3**) et physiques (la disposition des éléments frais dans le cœur doit être réalisée de telle sorte qu'elle permet une répartition uniforme de la puissance

Chapitre I épuisement du combustible nucléaire

nucléaire dans le cœur des réacteurs de puissance, évitant ainsi l'apparition de points chauds inacceptables). Le modèle de chargement à zones multiples est souvent adopté.

Tableau I.3: Taux d'usure maximal admissible pour quelques combustibles nucléaires

Taux de combustion (MWD/kgU)	Enrichissement
5	0,72
20	2,4
30	3,2
50	4

Il y'a lieu de noter cependant que dans le cas des réacteurs de recherche ce qui est optimisé c'est le flux, qui doit être élevé dans les positions d'irradiation. Cette forte hétérogénéité du flux nous éloigne toute fois d'une répartition uniforme de la puissance.

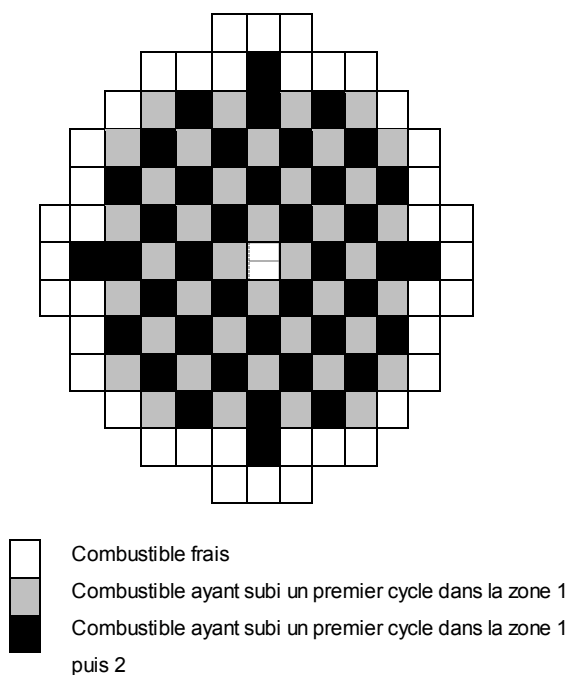


Figure I.8. Régions de chargement du cœur d'un réacteur PWR

La **figure I.8** montre le modèle adopté dans le cas des réacteurs PWR. Dans ce modèle le cœur du réacteur est divisé en trois régions. La région 1 et la région 2 sont disposées en damier dans la partie centrale et la région 3 est située à la périphérie. L'opération de chargement/déchargement comprend les trois étapes suivantes: (1) le déchargement du tiers de cœur de la région 1 qui contient les éléments les plus usés (qui sont restés dans le réacteur pendant trois cycles). (2) le déchargement des assemblages de la région 2 vers la

région 1 et de la région 3 vers la région 2, (3) le chargement d'un tiers de cœur en combustible neuf dans la région 3. La durée totale de ces opérations est d'environ 20 jours. Un modèle similaire, mais à quatre régions, est adopté dans l'exploitation des réacteurs à eau bouillante de type BWR.

I.7 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons abordé tout ce qui concerne le combustible nucléaire, ses types, les caractéristiques de chaque type, et les modes de sa consommation dans le réacteur, ce qui appelle à aborder une équation très importante, qui est l'équation de l'évolution, qui sera la base de ce travail. Deux programmes informatiques (codes) différents dans leurs méthodes de traitement de l'équation d'évolution, appelées WIMS et ORIGEN, sont utilisés dans ce travail, la méthode de résoudre l'équation d'évolution par ces codes est brièvement expliquée. La consommation continue de combustible à l'intérieur du cœur du réacteur (l'apparition et la disparition d'éléments) nécessite une surveillance continue, cette opération est appelée la gestion du combustible nucléaire dans le cœur du réacteur, ce qui est également expliqué.

Chapitre II : Equation de Transport Neutronique

Equation de Transport Neutronique

II.1. Introduction

L'équation de transport est une équation de conservation des neutrons. Nous la présentons en expliquant les différents termes. Cette équation est obtenue en faisant le bilan du nombre de neutrons présents dans un volume fixé quelconque et en considérant que les neutrons représentent un gaz dans le réacteur (leur densité est plus faible que celle des atomes) (Kulikowska, 2000a).

II.2. Modélisation du transport neutronique

La population neutronique d'un système est représentée de manière statistique par la densité neutronique $n(r, v, \bar{\Omega}, t)$ ou le flux neutronique $\psi(r, v, \bar{\Omega}, t) = vn(r, v, \bar{\Omega}, t)$, qui dépendent de l'instant t considéré, ainsi que des variables indépendantes suivantes :

$r = (x, y, z)$ – position

v ou E ($E = \frac{1}{2}mv^2$)– vitesse ou énergie

$\bar{\Omega}$ – vecteur unitaire de direction.

II.2.1. Équation de Boltzmann

L'équation du transport des neutrons, qui permet de modéliser le flux neutronique, prend la forme d'une équation cinétique de Boltzmann, dans laquelle les interactions entre neutrons sont négligées. En termes d'opérateurs, cette équation s'écrit (Benoit, 1966):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t}(r, E, \bar{\Omega}, t) + L\psi(r, E, \bar{\Omega}, t) = D(r, E, \bar{\Omega}, t) + F\psi(r, E, t) + Q_{ext}(r, E, \bar{\Omega}, t), \quad (\text{II. 1})$$

Les différents opérateurs sont :

– l'opérateur L prend en compte les fuites (transport spatial) ainsi que les collisions:

$$L\psi(r, E, \bar{\Omega}, t) = [\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} + \Sigma_t(r, E, t)]\psi(r, E, \bar{\Omega}, t), \quad (\text{II. 2})$$

– l'opérateur de diffusion (ou de transfert, ou de scattering) en angle et en énergie :

$$D\psi(r, E, \bar{\Omega}, t) = \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \int_0^\infty dE \Sigma_s(r, E \rightarrow E, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}, t) \psi(r, E, \bar{\Omega}, t), \quad (\text{II. 3})$$

– l'opérateur F caractérise la production de neutrons par fission :

$$\begin{aligned} F\psi(r, E, t) &= \frac{1}{4\pi} \sum_i \chi_i(E) \int_0^\infty dE' v \Sigma_{f_i}(r, E', t) \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \psi(r, E', \bar{\Omega}, t), \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_i \chi_i(E) \int_0^\infty dE' v \Sigma_{f_i}(r, E', t) \phi(r, E', t) \quad (\text{II. 4}) \end{aligned}$$

où la sommation en i se fait sur tous les isotopes fissiles présents au point r .

Les notations suivantes ont été employées :

$\Sigma_t(r, E, t)$ – section efficace macroscopique totale ;

$\Sigma_s(r, E \rightarrow E, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}, t)$ – section efficace différentielle de diffusion ;

$\chi_i(E)$ – spectre de fission ;

$v \Sigma_{f_i}(r, E, t)$ – nombre moyen de neutrons produits \times section de fission ;

$Q_{ext}(r, E, \bar{\Omega}, t)$ – source externe de neutrons.

II.2.2. Equation stationnaire

Dans le cadre de la simulation du fonctionnement normal d'un réacteur nucléaire, on recherche généralement une solution stationnaire à l'équation du transport des neutrons. Les sections efficaces ont en effet des variations très lentes par rapport à la durée de vie moyenne des neutrons. Cependant, une solution stationnaire de l'équation de Boltzmann ne peut exister que si, à chaque instant, les pertes de neutrons (par absorption ou fuite) sont exactement compensées par la production (par fission). Dans le cas d'un réacteur sans source externe, on considère donc l'équation stationnaire suivante :

$$L\psi(r, E, \bar{\Omega}) = D(r, E, \bar{\Omega}) + \frac{1}{\lambda} F\psi(r, E) \quad (\text{II. 5})$$

avec les notations de l'équation (II.1). λ est la valeur propre introduite pour permettre l'existence d'une solution stationnaire.

II.3. Résolution de l'équation de transport

La résolution analytique directe de l'équation du transport n'est en général pas possible. Même si les géométries étaient très simples (ce qui n'est généralement pas le cas pour les réacteurs actuels), les variations des sections efficaces rendraient la description analytique du problème impossible.

Deux grandes approches sont donc généralement utilisées pour résoudre numériquement l'équation de Boltzmann : l'approche probabiliste et l'approche déterministe.

II.3.1. Approche déterministe

Les méthodes déterministes, telles que les méthodes des caractéristiques ou des probabilités de collision, permettent de résoudre explicitement l'équation de transport. Ces méthodes requièrent une discrétisation de toutes les variables de l'espace des phases (espace, angle, énergie).

II.3.1.1. Discrétisation en énergie

L'idée est de définir des sections efficaces multigroupes constantes sur des intervalles d'énergie. Les intervalles sont notés $[E_g, E_{g-1}]$ et l'ensemble $\{E_g\}_{0 \leq g \leq G}$ est classé dans l'ordre décroissant : $E_0 > E_1 > \dots > E_{g-1} > E_g > \dots > E_G$.

Chapitre II : Equation de transport neutronique

L'équation de transport (II.5) est intégrée sur un intervalle $[E_g, E_{g-1}]$. On définit alors le flux multigroupe :

$$\psi_g(r, \bar{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \psi_g(r, E, \bar{\Omega}) dE, \quad (\text{II. 6})$$

ainsi que la section totale multigroupe :

$$\Sigma_{t,g}(r) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_t(r, E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \bar{\phi}(r, E) dE} \quad (\text{II. 7})$$

où $\bar{\phi}$ est un flux scalaire de référence à définir. L'équation multigroupe s'écrit :

$$L\psi_g(r, \bar{\Omega}) \equiv \bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi_g(r, \bar{\Omega}) + \Sigma_{t,g}(r) \psi_g(r, \bar{\Omega}) = S_g(r, \bar{\Omega}) \quad (\text{II. 8})$$

La source S_g s'écrit en fonction des noyaux de diffusion et de fission :

$$\begin{aligned} S_g(r, \bar{\Omega}) &= \int_{E_g}^{E_{g-1}} \left(D\psi(r, E, \bar{\Omega}) + \frac{1}{\lambda} F(r, E) \right) dE \\ &= D_g \psi(r, \bar{\Omega}) + \frac{1}{\lambda} F_g(r). \end{aligned} \quad (\text{II. 9})$$

Le noyau de diffusion multigroupe s'écrit :

$$D_g \psi(r, \bar{\Omega}) = \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \sum_{g=1}^{G+1} \Sigma_s^{g,g}(\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}) \psi_g(r, \bar{\Omega}) \quad (\text{II. 10})$$

Les sections de scattering $\Sigma_s(E \rightarrow E, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega})$ sont discrétisées en énergie à partir d'un flux scalaire de référence $\bar{\phi}$:

$$\Sigma_s^{g,g}(\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \bar{\phi}(E) \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_s(E \rightarrow E, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega})}{\bar{\phi}_g} \quad (\text{II. 11})$$

Cette section de diffusion multigroupe définit donc une matrice $(\Sigma_s^{g,g})_{g,g}$, appelée matrice de transfert (ou de scattering), représentant le passage d'un groupe à un autre suite à une interaction avec un atome (choc, réaction $n \rightarrow 2n, \dots$).

Les sections de fission sont discrétisées de la même façon via le formalisme multigroupe. Une fois l'énergie discrétisée, l'équation (II.8) doit être résolue angulairement et spatialement pour chaque groupe d'énergie. Le flux scalaire de référence $\bar{\phi}$ est fourni par des

calculs fins en énergie (c'est-à-dire avec beaucoup de groupes) sur des cellules ou des assemblages. Cette étape introduit une approximation dans la définition des sections efficaces.

II.3.1.2. Discrétisation en angle

Nous décrivons deux méthodes largement utilisées pour traiter la variable angulaire $\bar{\Omega}$ appartenant à la sphère unité $S^2 = \{\bar{\Omega} \in \mathbb{R}^3, |\bar{\Omega}| = 1\}$.

- La méthode S_N , dite des ordonnées discrètes est une méthode collocative. Elle consiste à résoudre l'équation de transport (II.8) pour un ensemble fixé de directions : pour chaque direction $\bar{\Omega}_m$, le flux angulaire $\psi_{g,m}$ est résolu spatialement puis projeté sur les harmoniques sphériques qui constituent une base pour l'ensemble des fonctions définies sur S^2 . Seuls les moments jusqu'à un ordre arbitraire fixé sont stockés après chaque résolution spatiale. Par exemple, le flux scalaire ϕ_g (moment d'ordre zéro) est calculé par une formule de quadrature :

$$\phi = \int_{4\pi} \psi(\bar{\Omega}) d\bar{\Omega} \approx \sum_m \omega_m \psi_m \quad (\text{II. 12})$$

Chaque moment stocké est calculé par une formule de quadrature dépendant de l'ordre du moment. Les différentes formules de quadrature sont définies par le choix des couples $(\omega_m, \bar{\Omega}_m)$. La méthode des ordonnées discrètes est utilisée dans les calculs présentés par la suite. Elle est implémentée en utilisant les formules de quadrature dites "*Level Set Symmetric*". Pour un N donné, une formule S_N possède $\frac{N(N+2)}{8}$ directions par octant. Si le calcul est fait en 2D, par symétrie, on montre que les 4 octants supérieurs de la sphère unité suffisent.

Les équations S_N produisent des oscillations non physiques, connues sous le nom d'effet de raie. En effet, ces équations n'autorisent la solution à se propager que selon un ensemble fini de directions et non selon l'ensemble continu des directions associées à l'équation du transport.

Avec la méthode S_N , l'équation à résoudre spatialement s'écrit pour un groupe g et une direction angulaire fixés :

$$\bar{\Omega}_m \cdot \bar{\nabla} \psi_{g,m}(r) + \Sigma_{t,g}(r) \psi_{g,m}(r) = S_{g,m}(r). \quad (\text{II. 13})$$

La dépendance angulaire du second membre $S_{g,m}$ est détaillée dans la section suivante : le noyau de scattering est projeté sur les polynômes de Legendre et le flux angulaire sur les harmoniques sphériques. L'équation (II.13) est résolue spatialement par les éléments finis discontinus.

- La méthode PN projette l'équation de transport sur une base tronquée des harmoniques sphériques. Des couplages entre les équations angulaires apparaissent (contrairement à la méthode S_N). Cette méthode projective nécessite plus de calculs mais gomme les effets de raie. D'autre part, la convergence en angle est connue contrairement aux formules S_N .

II.3.1.3. Discrétisation en espace

L'équation à résoudre en espace a été écrite en (II.13). Elle est issue du formalisme multigroupe et des formules S_N . Sans les indices d'énergie et d'angle, elle s'écrit :

$$\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi(r) + \Sigma_t(r) \psi(r) = q(r). \quad (\text{II. 14})$$

Nous présentons deux méthodes : les caractéristiques et les éléments finis discontinus (EFD).

a. Caractéristiques

La méthode des caractéristiques est basée sur une intégration de l'équation (II.14) le long des trajectoires qui sont les droites de vecteur directeur $\bar{\Omega}$. Le terme de fuite peut être vu comme une dérivation sur ces droites :

$$\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi(r) = \frac{d}{ds} \psi(r = r_0 + s\bar{\Omega}), \quad (\text{II. 15})$$

où r_0 appartient au bord du domaine spatial. En supposant la section efficace constante sur le domaine, l'équation (II.14) s'écrit :

$$e^{-s\Sigma_t} \frac{d}{ds} (\psi(r = r_0 + s\bar{\Omega}) e^{s\Sigma_t}) = q(r_0 + s\bar{\Omega}). \quad (\text{II. 16})$$

Après intégration, l'expression du flux angulaire est :

$$\psi(r_0 + s\bar{\Omega}) = \psi(r_0) + \int_0^s q(r_0 + x\bar{\Omega}) e^{-(s-x)\Sigma_t} dx \quad (\text{II. 17})$$

Pour les zones homogènes, le calcul du flux revient au calcul d'une intégrale sur une droite. D'autre part, une équation de transmission est utilisée pour définir un flux surfacique

(contrairement aux éléments finis discontinus, où le flux transmis est le flux de la maille amont).

b. Éléments finis

La méthode des éléments finis consiste à projeter l'équation sur un espace d'approximation de dimension finie. Pour ce faire, on multiplie (II.14) par une fonction de base v puis on intègre sur une maille K .

$$\int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi) v + \int_K \Sigma_t \psi v = \int_K q v \quad (\text{II. 18})$$

Les éléments finis discontinus sont obtenus en imposant faiblement les conditions aux bords pour chaque maille K :

$$\begin{aligned} \int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi) v + \int_K \Sigma_t \psi v + \int_{\partial K_-} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}_{ext}| \psi^{int} v^{int} \\ = \int_K q v + \int_{\partial K_-} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}_{ext}| \psi^{amount} v^{int}. \end{aligned} \quad (\text{II. 19})$$

La normale \bar{n}_{ext} de ∂K est orientée vers l'extérieur de la maille K . La frontière ∂K_- est la frontière entrante de la maille K :

$$\partial K_- = \{r \in \partial K, \bar{\Omega} \cdot \bar{n}(r) < 0\}, \quad \partial K_+ = \{r \in \partial K, \bar{\Omega} \cdot \bar{n}(r) > 0\}. \quad (\text{II. 20})$$

Toujours pour $x \in \partial K$, le flux ψ^{amount} selon la direction $\bar{\Omega}$ est défini par :

$$\psi^{amount} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \psi(x + \epsilon \bar{\Omega}) \quad (\text{II. 21})$$

Nous avons les égalités suivantes :

$$\text{sur } \partial K_+, \quad \psi^{amount} = \psi^{int}; \quad \text{sur } \partial K_-, \quad \psi^{amount} = \psi^{ext} \quad (\text{II. 22})$$

Nous simplifions les notations dans (II.18) en écrivant $\psi^{int} = \psi$ et $v^{int} = v$ car la formulation locale repose sur une intégration sur la maille K . Comme pour $r \in \partial K, \bar{\Omega} \cdot \bar{n}(r) < 0$, la formulation (II.18) devient :

$$\int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} \psi) v + \int_K \Sigma_t \psi v - \int_{\partial K_-} \bar{\Omega} \cdot \bar{n}_{ext} \psi v = \int_K q v + \int_{\partial K_-} \bar{\Omega} \cdot \bar{n}_{ext} \psi^{ext} v. \quad (\text{II. 23})$$

L'équation (II.18) revient à résoudre un système linéaire local :

$$A\psi = f.$$

On pose $\psi = v$ sur K dans (II.18), nous restons vagues sur la définition de v . On remarque que :

$$\int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} v) v = \int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} v) v + \int_{\partial K} \bar{\Omega} \cdot \bar{n} v^2 \quad (\text{II.24})$$

En définissant la trace par extension des valeurs intérieures, il vient :

$$\int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} v) v = \frac{1}{2} \int_{\partial K} \bar{\Omega} \cdot \bar{n} v^2 = \frac{1}{2} \int_{\partial K_+} \bar{\Omega} \cdot \bar{n} v^2 + \frac{1}{2} \int_{\partial K_-} \bar{\Omega} \cdot \bar{n} v^2. \quad (\text{II.25})$$

Ainsi

$$\begin{aligned} \int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} v) v + \int_K \Sigma_t v^2 + \int_{\partial K_-} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}| v^2 \\ = \int_K \Sigma_t v^2 + \frac{1}{2} \int_{\partial K_+} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}| v^2 + \frac{1}{2} \int_{\partial K_-} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}| v^2 \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

Le système est bien posé à condition que $\Sigma_t > \Sigma_0 > 0$. car, dans ce cas, la forme bilinéaire associée à la matrice A est définie positive :

$$\int_K (\bar{\Omega} \cdot \bar{\nabla} v) v + \int_K \Sigma_t v^2 + \int_{\partial K_-} |\bar{\Omega} \cdot \bar{n}| v^2 \geq \Sigma_0 \|v\|_{L^2(K)}^2. \quad (\text{II.27})$$

Avec L^2 sont les conditions aux limites.

II.3.1.4. L'approximation de la diffusion

Le traitement numérique de l'équation de transport ne permet pas de traiter des systèmes ayant la dimension d'un cœur de réacteur dans un temps et avec un espace de stockage raisonnable. Afin de remédier à cette limitation, des schémas de calculs à deux niveaux se sont mis en place. Un premier calcul de transport sur une cellule ou un assemblage est réalisé pour obtenir des grandeurs homogénéisées et des sections macroscopiques. Puis un calcul sur une équation de transport approximée par une équation de la diffusion sur le cœur est fait avec des volumes homogénéisés et souvent sur 2 groupes d'énergies. L'approximation de la diffusion repose sur la loi de Fick.

$$J(r) = D(r) \bar{\nabla} \psi(r) \quad (\text{II.28})$$

$$\mathcal{D}(r) = \frac{1}{3\Sigma_t(r)} \quad (\text{II. 29})$$

Les hypothèses sur lesquelles reposent cette loi sont :

- La diffusion isotrope
- Une faible variation de Σ_t
- Un faible gradient de flux
- L'absorption est faible devant la diffusion

En utilisant la loi de Fick, l'équation de la diffusion monocinétique en régime permanent s'écrit:

$$\mathcal{D}(r)\Delta\psi - \Sigma_a\psi + S = 0 \quad (\text{II. 30})$$

Le traitement numérique de cette équation se fait le plus souvent selon des méthodes de différences finies, des éléments finis ou des méthodes nodales. Les simplifications introduites par la loi de FICK permettent de traiter des cas de grandes dimensions.

Ce type d'approche, par mise en place de schémas de calculs, permet effectivement un traitement déterministe plus facile de l'équation de transport à trois dimensions, mais nécessite une validation plus étendue compte tenu des approximations supplémentaires induites par les simplifications.

II.3.2. Approche probabiliste

A la différence de l'approche déterministe qui consiste à trouver des valeurs moyennes, solutions de l'équation du transport, l'approche probabiliste consiste à déterminer la moyenne statistique de grandeurs physiques régies par les lois microscopiques de la propagation des neutrons. Ces lois microscopiques sont des lois de probabilité qui traduisent la complexité et le grand nombre des interactions neutroniques. Par l'approche probabiliste, couramment appelée méthode de Monte Carlo, on cherchera à reproduire, grâce à l'utilisation d'un générateur de nombres aléatoires, les événements qui peuvent se produire au cours de l'histoire d'un neutron ([Kavenoky, 1960](#)).

En comptabilisant certains de ces événements, il deviendra possible de fournir une estimation statistique d'une ou de plusieurs grandeurs physiques d'intérêt.

En neutronique, il existe deux familles de problèmes couramment traités par la méthode de Monte Carlo. La première se rapporte aux études des protections neutroniques et la deuxième aux études des milieux fissiles. L'étude des protections par la méthode de Monte Carlo nécessite de forcer par des techniques de biaisage le cheminement des neutrons dans la direction d'une région dont on souhaite calculer certaines caractéristiques physiques (flux, taux d'absorption, etc.). Ceci permet de réduire la variance des grandeurs recherchées dans le cas d'une forte atténuation de flux (Kalos, 1963), (Lux et Koblinger, 1991). L'étude des milieux fissiles n'est pas pénalisée par un tel déficit d'événements. Par contre, elle pose le problème de la convergence des sources de fission.

Nous allons exposer les principes qui sous-tendent la résolution du problème du transport neutronique par la méthode Monte Carlo. Nous nous limiterons à la seule simulation des milieux fissiles.

II.3.2.1. Jeu statistique base sur l'équation intégrale du transport

Nous allons montrer comment à partir de l'équation intégrale du transport écrite pour la densité de collisions il est possible de construire un processus statistique permettant de donner une estimation d'un taux de réaction.

a. Densité de collisions et équation intégrale du transport

Nous appellerons densité de collisions Ψ le produit du flux angulaire ψ par la section efficace totale Σ :

$$\Psi(r, \bar{v}) = \Sigma(r, \bar{v})\psi(r, \bar{v}) \text{ avec } \bar{v} = v\bar{\Omega} \quad (\text{II. 31})$$

Cette nouvelle grandeur vérifie l'équation intégrale du transport, écrite formellement de la façon suivante :

$$\Psi(r, \bar{v}) = \int T(r \rightarrow r, \bar{v}) \left[\int C(r, \bar{v} \rightarrow \bar{v})\Psi(r, \bar{v})d^3v + Q(r, \bar{v}) \right] d^3r \quad (\text{II. 32a})$$

ou plus simplement

$$\Psi = \hat{T}(\hat{C}, Q) \quad (\text{II. 32b})$$

où Q est un terme de source, C est le noyau de l'opérateur de collision \hat{C} et T celui de l'opérateur de transport spatial \hat{T} .

Chapitre II : Equation de transport neutronique

L'opérateur de collision change la vectrice vitesse (nouvelle direction et nouvelle énergie d'un neutron). Il est à rapprocher de l'intégrale sur les sections de transferts. L'opérateur de transport spatial change la position des neutrons. Son noyau correspond à l'exponentielle du parcours optique. Le terme de source Q est soit une source de fission, soit une source externe de neutrons, soit les deux à la fois.

b. Développement en série de Neumann

Ecrivons la densité de collision Ψ comme la série des termes Ψ_n :

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n \quad (\text{II. 33})$$

En introduisant ce développement dans l'équation (II.32), on obtient :

$$\sum_{n=1}^{\infty} (\Psi_n \hat{T} \hat{C} \Psi_{n-1}) + (\Psi_0 \hat{T} Q) \quad (\text{II. 34})$$

Cette égalité étant vraie quelle que soit la densité de collisions Ψ et donc quels que soient les termes Ψ_n , on a nécessairement les relations suivantes :

$$\begin{cases} \Psi_0(q) = \int T(r \rightarrow r, \bar{v}) Q(r, \bar{v}) d^3 r \\ \Psi_n(q) = \int K(q \rightarrow q) Q \Psi_{n-1}(q) d^6 q \end{cases} \quad (\text{II. 35})$$

avec

$$K(q \rightarrow q) = T(r \rightarrow r, \bar{v}) C(r, \bar{v} \rightarrow \bar{v}) \quad (\text{II. 36})$$

où $q = (r, v)$, position dans l'espace des phases. Chaque Ψ_n s'interprète alors comme la densité de collisions des neutrons qui ont subi leur $n^{\text{ième}}$ choc. La série des Ψ_n est une série de Neumann.

Une autre grandeur physique intéressante est le taux de réaction R que l'on peut définir par :

$$R = \int_V \sigma(q) \Psi(q) d^6 q \quad \text{avec } \sigma(q) > 0 \text{ si } q \in V, \quad \sigma(q) = 0 \text{ si } q \notin V \quad (\text{II. 37})$$

où V est le volume de comptage dans l'espace des phases et σ une fonction de pondération permettant de choisir une réaction quelconque. Par exemple, dans le cas d'un taux de réaction d'absorption, σ est égal à la section d'absorption Σ_a dans le volume V divisée

par la section totale Σ . Par ailleurs, on peut également évaluer ce taux de réaction choc par choc :

$$R = \sum_{n=0}^{\infty} R_n, \quad R_n = \int_V \sigma(q) \Psi_n(q) d^6q. \quad (\text{II. 38})$$

c. Proposition d'un jeu et d'un score

La méthode de Monte Carlo s'appuie sur les notions de jeu et de score. Un jeu est une succession de parties permettant de déterminer les états successifs d'un système obéissant à des lois de probabilité, appelées règles. Ces états sont caractérisés à chaque nouvelle partie par la valeur d'une grandeur tirée aléatoirement en respectant les règles du jeu. La valeur obtenue est appelée score. A la fin du jeu, on comptabilise les scores obtenus. Le total de ces scores divisé par le nombre de parties permet de donner une estimation de l'espérance mathématique de la grandeur.

c.1. Processus stochastique proposé

Nous allons appliquer cette démarche probabiliste à l'estimation d'un taux de réaction R . Le jeu que nous proposons consiste à construire à chaque partie l'histoire d'un neutron qui n'est autre qu'une suite théoriquement infinie de positions dans l'espace des phases. Chaque nouvelle position est déterminée par l'action successive des opérateurs de collision et de transport spatial. Le score sera le taux de réaction X associé à une histoire. Au cours d'une partie, l'histoire d'un neutron sera déterminée de la façon suivante :

- la position initiale q_0 est choisie avec la probabilité $P(q_0)$ définie par :

$$P(q_0) = \frac{Q_0(q_0)}{\int Q_0(q) d^6q} \text{ avec } Q_0(q) = \int T(r \rightarrow r, \bar{v}) Q(r, \bar{v}) d^3r; \quad (\text{II. 39})$$

- chaque nouvelle position q_n sera choisie selon la probabilité conditionnelle $P(q_n | q_{n-1})$ dépendant de la position courante q_{n-1} qui est connue :

$$P(q_n | q_{n-1}) = \frac{K(q_{n-1} \rightarrow q_n)}{\int K(q_{n-1} \rightarrow q_n) d^6q_n} \quad (\text{II. 40})$$

On obtiendra ainsi 1 histoire d'un neutron $(q_0, q_1, q_2, \dots, q_n, \dots)$.

Le score correspondra à l'estimateur X du taux de réaction :

$$X = \sum_{n=0}^{\infty} X_n, \quad (\text{II. 41})$$

où X_n sont les estimateurs des taux de réactions choc par choc :

$$X_n = \omega_n \sigma(q_n) \mathcal{Q}_0(q_0) \text{ avec } \omega_0 = 1 \text{ et } \omega_n = \omega_{n-1} \int K(q_{n-1} \rightarrow q_n) d^6 q_n \quad (\text{II. 42})$$

où ω_n représente un poids attribué au neutron au moment du n^{ieme} -choc.

Nous allons montrer qu'un tel processus statistique permet d'obtenir une estimation d'un taux de réaction R. Cela sera vrai si l'espérance mathématique de X est égale à R. Ainsi, nous devons démontrer la proposition :

$$X = R \quad (\text{II. 43})$$

c.2. Justification

Développons et réarrangeons l'expression de l'espérance mathématique de X_n en utilisant les relations (II.42) et (II.35):

$$\begin{aligned} X_n &= \int \omega_n \sigma(q_n) \mathcal{Q}_0(q_0) P(q_n, q_{n-1} \dots q_1, q_0) d^6 q_n d^6 q_{n-1} \dots d^6 q_1 d^6 q_0 \\ &= \int \omega_n \sigma(q_n) \mathcal{Q}_0(q_0) P(q_n | q_{n-1}) P(q_{n-1} | q_{n-2}) P(q_1 | q_0) d^6 q_n d^6 q_{n-1} \dots d^6 q_1 d^6 q_0 \\ &= \int \sigma(q_n) \left[\int K(q_{n-1} \rightarrow q_n) \dots K(q_1 \rightarrow q_2) K(q_0 \rightarrow q_1) \mathcal{Q}_0(q_0) d^6 q_{n-1} \dots d^6 q_1 d^6 q_0 \right] d^6 q_n \\ &= \int \sigma(q_n) \Psi_n(q_n) d^6 q_n \\ &= R_n \end{aligned}$$

Ainsi, par un simple jeu d'écriture, on obtient

$$X = \sum_{n=0}^{\infty} X_n = \sum_{n=0}^{\infty} R_n = R$$

c.3. Méthode de Monte Carlo

Par conséquent, si M est le nombre d'histoires ou, ce qui revient au même, le nombre de parties jouées, on pourra donner une estimation d'un taux de réaction R en faisant la moyenne suivante:

$$R = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \sum_{n=0}^{\infty} X_{n,i} \quad (\text{II.44})$$

où l'indice i se rapporte aux histoires. Bien que notre discours soit formel, nous pouvons en déduire les principales étapes d'une simulation du transport neutronique :

- (1) tirer au hasard l'énergie et la direction d'un neutron source dont la position est fixée ou calculée en fonction des régions fissiles (distribution des sources de fission) ;
- (2) tirer le parcours du neutron ; c'est le rôle de l'opérateur de transport spatial qui place le neutron à la position de sa prochaine collision ;
- (3) tirer les caractéristiques de la nouvelle collision ; c'est le rôle de l'opérateur de collision; il s'agit de déterminer par des lois de probabilité la nature du noyau collisionné, le type d'interaction, la direction et l'énergie après le choc ;
- (4) calculer la moyenne et la variance d'une grandeur à l'aide d'un estimateur ; pour cela on dispose d'événements préalablement encaissés, i.e. comptés, au cours des différentes histoires.

Pour un neutron, on répétera les étapes de (2) à (4) jusqu'à sa disparition. Les étapes de (1) à (4) seront répétées jusqu'à ce qu'on obtienne une bonne statistique sur la grandeur qu'on cherche à estimer (variance faible).

Le jeu que nous venons de définir coïncide avec la réalité physique. Il s'agit donc d'une simulation exacte qui utilise les lois microscopiques de l'interaction neutron-matière sans aucune approximation. De plus, les frontières et la composition des différents milieux sont prises en compte avec une grande exactitude (possibilité de représenter des volumes à trois dimensions de forme complexe). Cette rigueur dans le traitement est une caractéristique importante de la méthode de Monte Carlo.

II.3.2.2. Notion sur la simulation du transport neutronique

Nous allons maintenant aborder quelques points, qui sont parmi les plus caractéristiques, de la méthode de Monte Carlo. Pour plus détail, le lecteur pourra se reporter à la littérature (Lux et Koblinger, 1991), (Spanier et Gelbard, 1969), (Martin, 1996), (Lewis et Miller., 1984).

a. Parcours du neutron et géométrie

Nous savons que c'est l'opérateur de transport spatial (dont le noyau est une exponentielle du parcours optique) qui permet de passer d'une position à l'autre. Nous avons vu que celui-ci pouvait s'interpréter comme la probabilité de première collision. C'est donc cette loi exponentielle qui est utilisée pour déterminer la nouvelle position d'un neutron dans une direction donnée. Rappelons l'expression de la densité de probabilité f pour qu'un neutron parcoure une distance s et subisse un choc entre s et $s + ds$:

$$f(s)ds = \Sigma(s) \exp\left(-\int_0^s \Sigma(s) ds\right) \quad (\text{II. 45})$$

Examinons d'abord le cas simple où le neutron ne change pas de milieu : la section efficace totale Σ reste alors constante. La distance s est obtenue à partir de la fonction de répartition F :

$$s = F^{-1}(\xi) = \frac{1}{\Sigma} \ln(1 - \xi) \quad \text{avec } F(s) = \int_0^s f(s) ds \quad (\text{II. 46})$$

où ξ est une valeur tirée entre 0 et 1 selon une loi uniforme (générateur de nombres aléatoires).

Cette technique d'échantillonnage est appelée échantillonnage direct : il s'agit d'une simple bijection analytique qui se base sur le fait que la valeur d'une fonction de distribution peut toujours être considérée comme une variable aléatoire répartie uniformément entre 0 et 1. Lorsque le neutron franchit une interface (définie par les données géométriques), on positionne le neutron à l'entrée du nouveau milieu et on tire un nouveau parcours en prenant en compte la nouvelle section efficace totale. Ceci résulte d'une propriété de la densité de probabilité de collision f^{10} . En effet, celle-ci peut se décomposer dans ce cas

Chapitre II : Equation de transport neutronique

comme le produit de la probabilité de sortir du premier milieu par la probabilité d'avoir une collision dans le deuxième milieu ou plus exactement :

$$\underbrace{\Sigma_2 ds_2 e^{-(\Sigma_1 s_1 + \Sigma_2 s_2)}}_{\text{Collision dans le deuxième milieu en partant du premier}} = \underbrace{e^{-\Sigma_1 s_1}}_{\text{Passage dans le deuxième milieu}} \times \underbrace{\Sigma_2 ds_2 e^{-\Sigma_2 s_2}}_{\text{Collision dans le deuxième milieu en partant de l'interface}} \quad (\text{II.47})$$

Le premier facteur à gauche du signe égal correspond bien à la probabilité de passage dans le deuxième milieu puisqu'il peut aussi se calculer comme la probabilité de ne pas avoir de collision dans le premier milieu, i.e. comme la probabilité que le parcours s soit supérieur à s_1 :

$$1 - \int_0^{s_1} \frac{1}{\Sigma_1} e^{-\Sigma_1 s} ds = 1 - \left(1 - e^{-\Sigma_1 s_1}\right) = e^{-\Sigma_1 s_1} \quad (\text{II.48})$$

b. Traitement des collisions

Lors d'une collision, il s'agit de choisir par différentes méthodes d'échantillonnage le type du noyau collisionné, l'interaction, la direction et l'énergie après le choc. Nous aborderons plus particulièrement le choix de l'interaction.

Une première façon de choisir l'interaction repose sur une méthode intégralement analogue simulant exactement la réalité. La méthode utilisée est en fait la transposition de l'échantillonnage direct dans le cas des probabilités discrètes. Pour cela, on calcule d'abord la probabilité de choc selon une interaction comme le rapport entre la section efficace de cette interaction et la section efficace totale. On construit alors une fonction de répartition discrète pour laquelle chaque intervalle à valeurs constantes correspondra à une réaction particulière. Le tirage d'un nombre aléatoire ξ uniformément réparti entre 0 et 1 détermine enfin le type de l'interaction.

En pratique, les réactions de capture, de fission et les réactions (n, xn) sont traitées d'une façon non analogue qui consiste à modifier le poids du neutron. En effet, nous avons vu qu'un poids ω_0 gal à 1 était initialement attribué au neutron et que ce poids variait d'un choc à l'autre. Une telle variation de poids permet par exemple de remplacer la disparition d'un neutron lors d'une capture : le poids ω_{n-1} du neutron avant le choc est multiplié par la probabilité de non capture, autrement dit :

$$\omega_n = \omega_{n-1} \times \left(1 - \frac{\Sigma_c}{\Sigma}\right) \quad (\text{II. 49})$$

où Σ et Σ_c sont respectivement la section efficace totale et la section efficace de capture. Ce procédé respecte en moyenne la conservation du poids du neutron qui normalement devrait être soit supprimé ($\omega_n = 0$), soit conservé :

$$\omega_n = 0 \times \frac{\Sigma_c}{\Sigma} + \omega_{n-1} \times \left(1 - \frac{\Sigma_c}{\Sigma}\right) = \omega_{n-1} \times \left(1 - \frac{\Sigma_c}{\Sigma}\right) \quad (\text{II. 50})$$

Si le poids d'un neutron diminue après une capture, il est augmenté après une réaction de fission ou des réactions (n, xn) . Le poids est en effet respectivement multiplié par les facteurs :

$$\frac{v\Sigma_f}{\Sigma} \text{ et } \frac{\sum_x x\Sigma_{xn}}{\sum_x \Sigma_{xn}} \quad (\text{II. 51})$$

où Σ_f et Σ_{xn} désignent respectivement la section efficace de fission et les sections efficaces des réactions (n, xn) .

Il reste maintenant à déterminer la direction et l'énergie après le choc. Dans le domaine épithermique (énergie supérieure à 0,5 eV) qui correspond au ralentissement des neutrons, le noyau collisionné peut être considéré comme étant au repos dans le repère du laboratoire. Ainsi il est possible d'utiliser les relations classiques de la cinématique reliant la direction et l'énergie après le choc en fonction de la direction et de l'énergie avant le choc, mais aussi en fonction d'une ou de plusieurs variables aléatoires. Dans le cas de la diffusion élastique, il n'existe que deux variables aléatoires qui sont la longitude dans le système du laboratoire et l'angle de déviation dans le système du centre de masse. Ces deux variables aléatoires suivent une loi uniforme. Dans le cas de la diffusion inélastique, il faut rajouter une variable aléatoire supplémentaire qui est l'énergie du niveau excité. Il faut par ailleurs noter que la diffusion n'est plus nécessairement isotrope dans le système du centre de masse (surtout pour les noyaux lourds comme l'uranium lorsqu'on atteint des énergies supérieures à 10 keV).

Dans le domaine thermique, l'énergie des neutrons se rapproche de l'énergie de l'agitation thermique (remontée des neutrons à des énergies supérieures) et de l'énergie des liaisons moléculaires. Ces deux phénomènes sont respectivement pris en compte par le modèle dit

du « gaz libre » et le modèle dit « liaison moléculaire ». Ce dernier permet de représenter les niveaux d'énergie de rotation, de vibration et de translation de la molécule.

c. « Roulette russe » et « splitting »

La modification du poids d'un neutron lors des collisions présente deux inconvénients. Le premier inconvénient est que la diminution du poids par les réactions de capture contraint à suivre un neutron qui n'aura que peu d'importance lors d'un encaissement (estimation d'un taux de réaction par exemple). Le deuxième inconvénient est que l'accroissement du poids par les réactions de fission ou les réactions (n, xn) provoque une dispersion des résultats en attribuant artificiellement une importance à un événement engendré par un neutron de poids élevé. Les deux méthodes qui permettent de pallier ces deux défauts sont respectivement la méthode dite de la « roulette russe » et celle dite du « splitting » (fractionnement).

c.1. Roulette russe

La roulette russe consiste à supprimer une particule de poids ω faible inférieur à un seuil ω_{min} . Pour cela on applique l'algorithme suivant : si ω est inférieur à ω_{min} , on tire un nombre aléatoire ξ uniformément réparti entre 0 et 1 ; puis si ξ est inférieur à ω , on remet le poids d'un neutron à 1 ; dans le cas contraire le neutron est supprimé en annulant son poids. Le procédé utilisé conserve le nombre de neutrons ou plus exactement le poids moyen de la particule auquel il est appliqué :

$$\omega = \omega \times (1 - \omega_{min}) + [1 + \omega + 0 \times (1 - \omega)] \times \omega_{min} = \omega \quad (\text{II.52})$$

puisque $(1 - \omega_{min})$ et ω_{min} représentent les probabilités pour que ω soit respectivement supérieur et inférieur à ω_{min} , et que $(1 - \omega_{min})$ et ω représentent les probabilités pour que ξ , soit respectivement supérieur et inférieur à ω_{min} .

c.2. Splitting

Le splitting consiste simplement à remplacer un neutron de poids ω par N autres neutrons de poids ω / N . Ces N nouveaux neutrons seront par la suite indépendants. Notons que le nombre de neutrons est bien évidemment conservé.

d. Encaissement et estimateur

Par la méthode de Monte Carlo, comme nous l'avons vu, on cherche à estimer des taux de réaction, le flux scalaire ou encore le courant traversant une surface (la liste n'est pas exhaustive). Pour chacune des estimations souhaitées, on calcule alors la moyenne et la variance sur cette moyenne. A titre d'exemple, nous allons donner l'expression des estimateurs les plus utilisés : l'estimateur « chocs » et l'estimateur « cordes ». Tous deux permettent de donner aussi bien une estimation du flux scalaire que celle d'un taux de réaction. Il s'agit alors d'encaisser, c'est-à-dire, de compter les événements d'intérêt dans une région appelée région d'encaissement.

d.1. Estimateur « chocs »

Un taux de réaction R_i d'une réaction de section efficace Σ_i , dans une région de volume V peut d'une façon simple s'exprimer comme :

$$R_i = V\Sigma_i\psi \quad (\text{II. 53})$$

où ψ est le flux scalaire. Ainsi, en prenant en compte les poids des neutrons ω_n on déduit de cette dernière relation un estimateur du flux scalaire, appelé estimateur « chocs » :

$$\psi \frac{1}{V\Sigma} \sum_n \omega_n \quad (\text{II. 54})$$

où Σ est la section efficace totale dans le volume V d'encaissement et n l'indice sur tous les chocs encaissés. On remarquera que le temps n'apparaît pas dans cette expression du flux : on sous-entend que le temps est égal à la durée du calcul de Monte Carlo. L'estimation d'un taux de réaction R d'une réaction de section efficace Σ_i , est alors :

$$R_i = \frac{\Sigma_i}{V\Sigma} \sum_n \omega_n \quad (\text{II. 55})$$

d.2. Estimateur « cordes »

Un autre estimateur est l'estimateur « corde ». Il s'appuie sur l'égalité suivante :

$$V\psi\Delta t = Vnv\Delta t = Vn \times l = \text{Nombre de parcours } \Delta l \text{ dans le volume } V, \quad (\text{II. 56})$$

où Δt est un intervalle de temps, v la vitesse des neutrons et n leur densité. On en déduit alors un estimateur pour le flux ψ et pour un taux de réaction R_i :

$$\psi = \frac{1}{V} \sum_n \omega_n l_n \quad \text{et} \quad R_i = \frac{\sum_i}{V} \sum_n \omega_n l_n \quad (\text{II. 57})$$

où l_n est le parcours total d'un neutron dans le volume d'encaissement V .

II.3.2.3. Résolution d'un problème à valeur propre

L'étude d'un système neutronique comprenant au moins une région fissile et auquel n'est ajoutée aucune source externe se ramène au problème du réacteur critique associé. Il s'agit alors de déterminer le facteur de multiplication effectif k . La détermination de ce facteur par la méthode de Monte Carlo ressemble à celle utilisée dans l'approche déterministe puisqu'elle consiste à opérer des itérations sur les sources de fission :

$$K_{i+1} = K_i \frac{F_{i+1}}{F_i} \quad (\text{II. 58})$$

où F_i et F_{i+1} sont les nombres de neutrons de fission émis respectivement à la génération i et à la génération $i + 1$.

Pour cela on utilise deux boucles imbriquées : une boucle interne sur un nombre M d'histoires qui constituent ensemble une « génération » ou plus exactement un lot d'histoires (batch en anglais) et une boucle externe sur un nombre N de générations. Au cours de la boucle interne, on enregistre d'une part la position des neutrons qui ont produit des fissions et d'autre part le nombre de neutrons de fission qui aurait dû être émis ou plus exactement la somme des poids résultant d'une réaction de fission. A chaque itération externe, c'est à dire à chaque fois que toutes les histoires d'une génération ont été simulées, on calcule le facteur de multiplication en faisant le rapport entre le nombre de neutrons de fission émis au cours de la génération qui vient de se terminer et le nombre de neutrons de fission présents au début de cette même génération. Puis afin d'éviter un accroissement trop important de la population neutronique, on divise l'effectif de la nouvelle source de neutrons de fission par le facteur de multiplication. Ces deux étapes d'une itération externe correspondent bien à la formule (II.58). Enfin, en utilisant l'enregistrement des positions d'émission des neutrons de fission, on construit la fonction de répartition spatiale des neutrons à émettre au début de la génération suivante.

Chapitre II : Equation de transport neutronique

A la fin des itérations externes sur les générations, on calcule la moyenne du facteur de multiplication. Cette moyenne est généralement effectuée sans prendre en compte les premières valeurs du facteur de multiplication. Ceci s'explique par le fait qu'au cours des premières itérations externes, la distribution des sources de fission n'a pas atteint la distribution à l'équilibre (qui seule s'approche de la réalité).

En conséquence, la principale difficulté du calcul du facteur de multiplication par la méthode réside dans le triple choix suivant : le choix du nombre d'histoires par génération, le choix du nombre de générations et le choix du nombre de premières générations à rejeter. S'il n'est pas possible de donner une réponse simple à cette triple question qui dépend en grande partie du problème à étudier, il est bon de connaître les tendances des simulations avec beaucoup d'histoires par générations et peu de générations, et inversement. Lorsqu'on le nombre d'histoires par génération est important, l'écart-type sur le facteur de multiplication est très faible mais il existe un biais systématique avec la valeur attendue. Par contre avec peu d'histoires par génération, il n'existe plus de biais mais l'écart-type sur le facteur de multiplication reste important même après un grand nombre de générations. Ce problème de convergence des sources de fission se pose plus particulièrement dans le cas où il existe plusieurs milieux de réactivités différentes ([Whitesides, 1971](#)). En effet, pour une telle situation neutronique, les neutrons ne parviendront pas à explorer l'ensemble des différents milieux au cours de leur histoire, si la distribution initiale des sources est mal choisie. Par ailleurs, le couplage entre ces différentes zones fissiles peut être amélioré en construisant un estimateur des taux de réaction plus judicieux ([Nouri, 1994](#)).

II.4. Conclusion

L'équation de Boltzmann pour le transport des neutrons n'a pas été développée à grande échelle jusqu'à l'invention des réacteurs nucléaires en série dans les années 1940. Puisque les distributions de neutrons ont été soigneusement examinées, des approximations élégantes et des solutions analytiques dans des formes géométriques simples ont été trouvées. Cependant, avec l'augmentation de la puissance de calcul et le développement des ordinateurs, les méthodes numériques de transport des neutrons sont devenues courantes. Aujourd'hui. Ce chapitre traite en détail de cette équation par laquelle seul le mouvement des neutrons dans le réacteur peut être analysé. Et aussi les méthodes pour les résoudre soit

Chapitre II : Equation de transport neutronique

par l'approche déterministe, soit par l'approche probabiliste utilisant la méthode Monte-Carlo, sont aussi expliquées dans ce chapitre.

Chapitre III : Méthodes & Matériels

Méthodes & Matériels

III.1 Introduction:

Le réacteur nucléaire NUR, premier réacteur Algérien, a été construit par la société Argentine INVAP. Il a connu sa première divergence en mars 1989 et a été mis en exploitation le 3 avril 1989. Le réacteur est installé au Centre de Recherche Nucléaire de Draria (CRND).

C'est un réacteur de type piscine, doté d'une grande flexibilité expérimentale qui atteint une puissance nominale de 1 MW. Le cœur est constitué d'éléments combustibles à plaques de type MTR enrichis approximativement à 20 % et refroidi et modéré à l'eau légère. Le réacteur dispose verticalement de sites d'irradiation dans le cœur, et dans la colonne thermique. Il dispose également de cinq canaux d'irradiation horizontaux. (Les **figures III.1 et III.2**).

Le flux neutronique thermique atteint la magnitude de 10^{13} n/cm².sec. Le système de refroidissement, composé d'un circuit primaire où circule de l'eau de grande pureté et d'un circuit secondaire où circule de l'eau adoucie, évacue la chaleur à l'atmosphère par le biais d'une tour de refroidissement. Le système de ventilation est actionné pour maintenir le hall en dépression et purifier en continu l'air ambiant.

Le réacteur NUR a été principalement conçu pour la :

- ❑ Neutronographie pour un but industriel et de recherche.
- ❑ Production de radio-isotopes pour les buts médicaux et industriels.
- ❑ Recherche fondamentale et appliquée en physique des réacteurs et génie nucléaire.

- ❑ Diffusion neutronique dans les canaux d'expérience.
- ❑ Contrôle de matériaux.
- ❑ Formation en sciences nucléaires et le personnel technique.
- ❑ Analyse par activation neutronique.

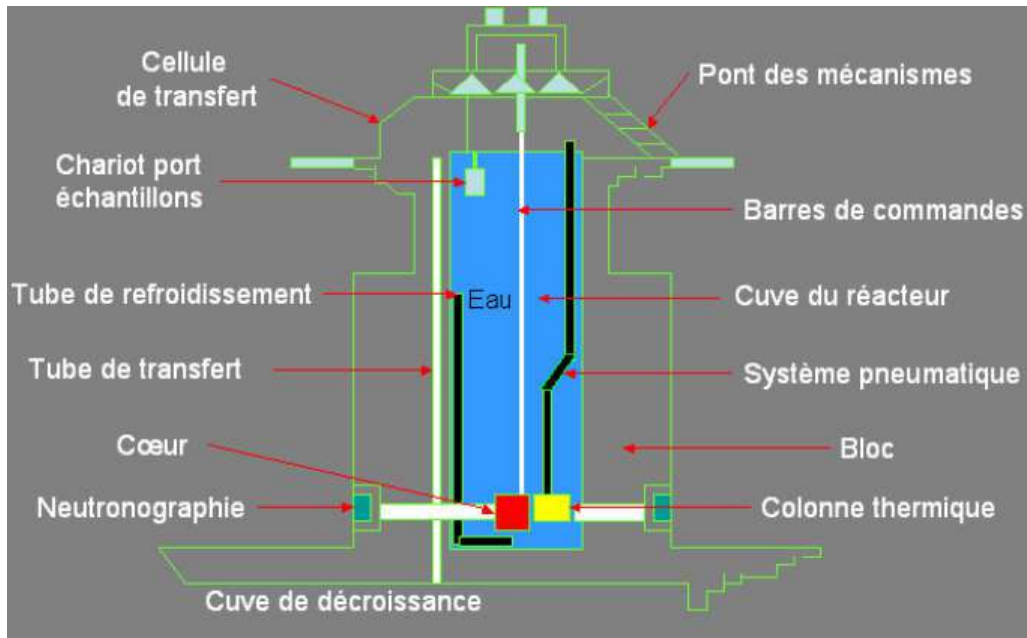


Figure III.1. Coupe Longitudinale du réacteur NUR.

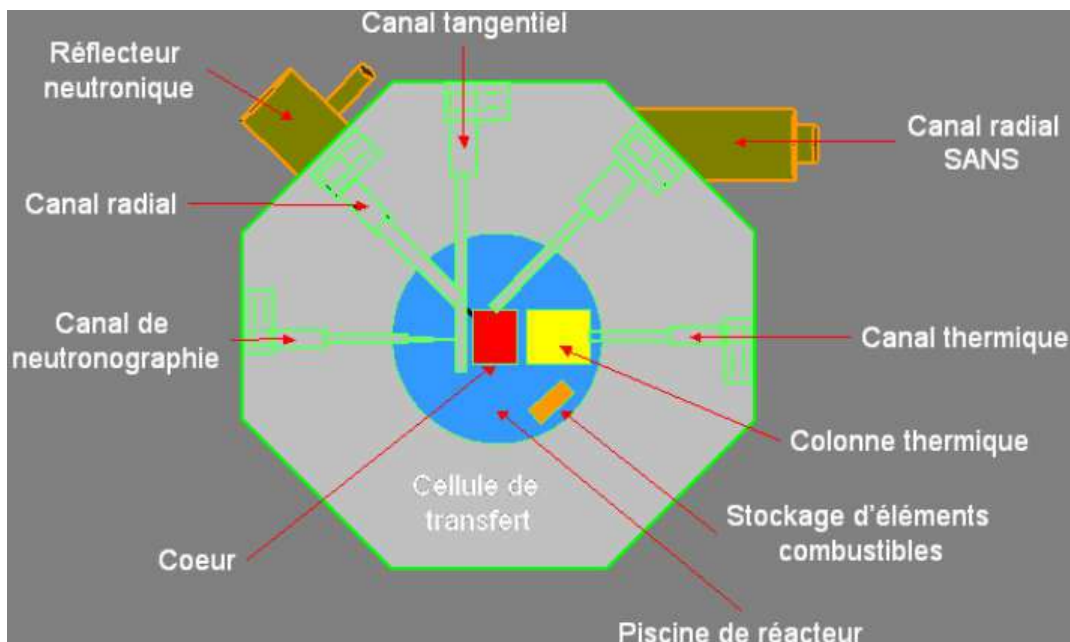


Figure III.2. Coupe Transversale du réacteur NUR.

III.2 Les principaux composants du réacteur

Les principaux constituants du réacteur nucléaire NUR sont :

- ❑ La piscine en acier inox
- ❑ Le cœur
- ❑ Le système de contrôle et de sécurité
- ❑ Le système de refroidissement

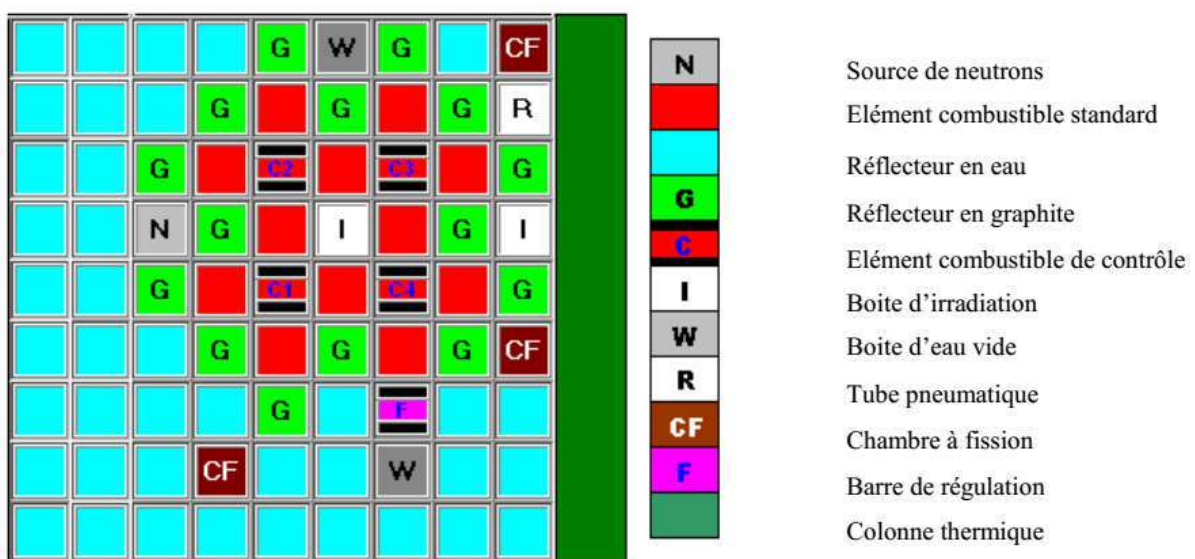
III.2.1 La piscine

La piscine de NUR est constituée d'un cylindre vertical de 3 mètres de diamètre et 9,7 mètres de hauteur. Elle est fabriquée en acier inox de 5 mm d'épaisseur. Elle est remplie d'eau déminéralisée et contient en son fond le cœur du réacteur. Elle est traversée par 5 canaux expérimentaux horizontaux et entourée latéralement par la protection biologique.

III.2.2 Le cœur

C'est la partie principale et active du réacteur, il est le siège de la réaction de fission nucléaire et de la production de la chaleur. Il contient le combustible et le fluide modérateur et caloporteur.

Le cœur baigne dans l'eau légère et est entouré par des blocs de graphite qui agissent comme réflecteurs de neutrons. La configuration actuelle est représentée dans la **figure III.3**.



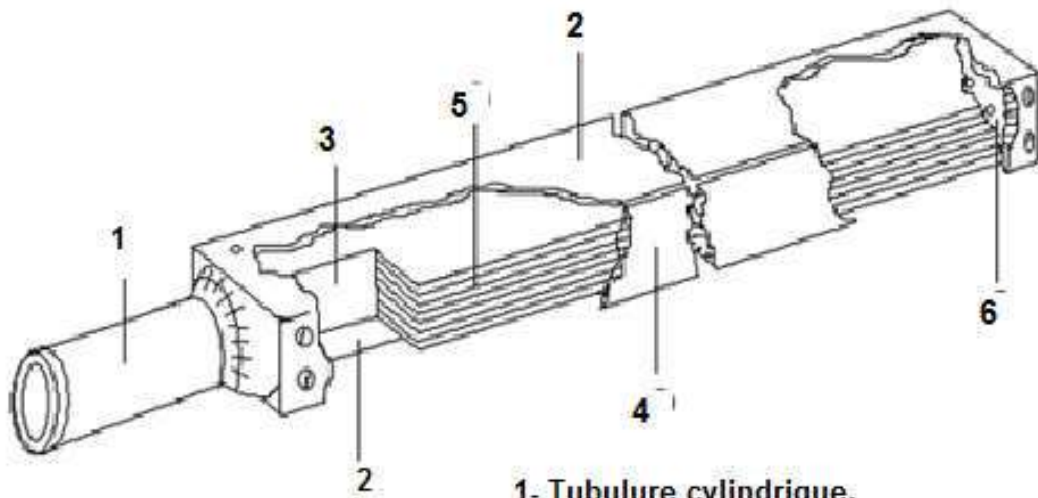
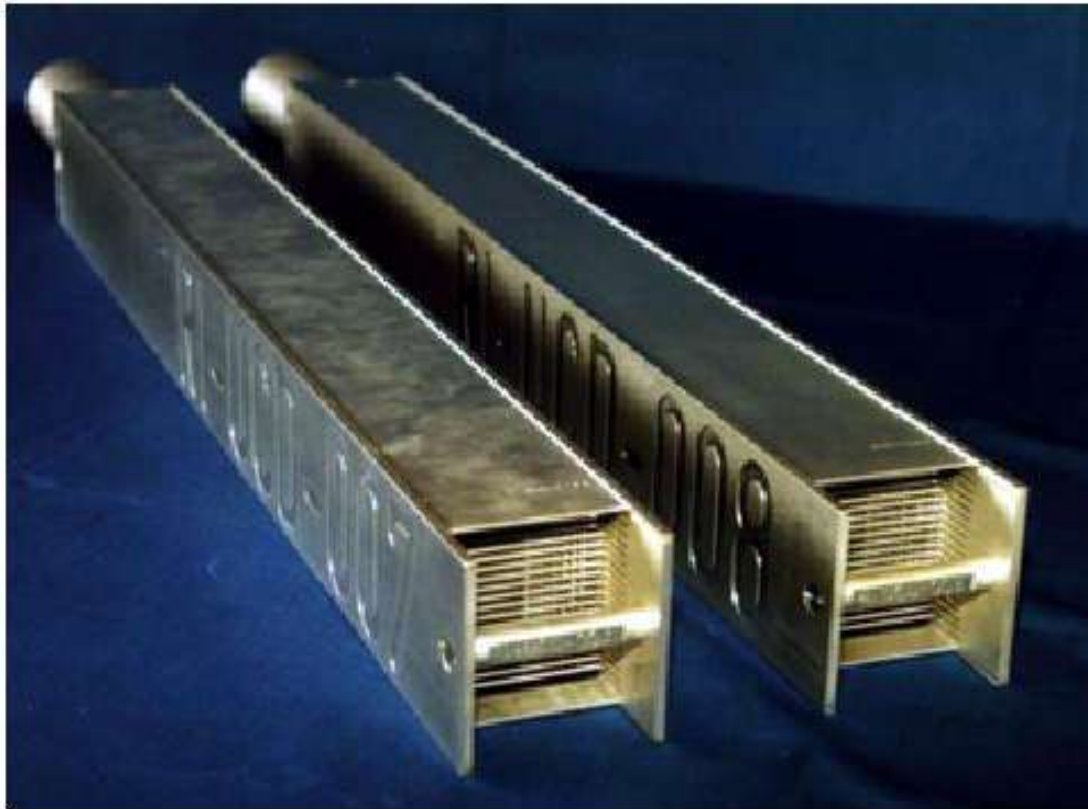
III.2.3 Le combustible

Constituant fondamental du réacteur, l'élément combustible peut se définir comme le milieu au sein duquel se réalise la fission. Il renferme donc les isotopes fissiles nécessaires à la réaction nucléaire. Son rôle est de permettre la fission de l'U235 sous l'action des neutrons thermiques et de favoriser l'évacuation de l'énergie thermique dégagée. La **figure III.4** représente une vue d'ensemble de l'élément combustible.

Le type de combustible nucléaire du type MTR est classé comme combustible nucléaire du type à dispersion ([Mansour et Elseaidy, 2016](#)). Il est utilisé dans les réacteurs de recherche et d'essai. Il est constitué de plaques de combustibles assemblées dans un assemblage de combustible ou un élément de combustible. Une plaque de combustible à dispersion est une plaque dans laquelle un combustible en poudre est dispersé dans une matrice de poudre d'aluminium, le noyau étant complètement enfermé ou revêtu d'aluminium. Le combustible en poudre lui-même peut être un alliage U-Al, U₃O₈, U₃Si₂ et U₃Si.

Les matières premières utilisées pour la fabrication de plaques de combustible sont l'hexafluorure d'uranium (UF₆, 19.7235±0.2% U235), de la poudre d'aluminium pure et l'alliage d'aluminium 6061 de qualité nucléaire en feuilles, barres et tiges. Tous ces composants sont traités selon une série de plans de fabrication, d'inspection et de contrôle de la qualité afin de produire les éléments combustibles spécifiés de type MTR ([Zidan et Elseaidy, 1999](#)).

Les procédés utilisés pour transformer tous ces composés en éléments combustibles sont essentiellement les mêmes ([Saliba-Silva et al, 2011](#)). La conception des combustibles des réacteurs de recherche n'a pratiquement pas évolué depuis leur mise en service, au début des années 60. En effet, la très forte densité de puissance qui caractérise ces réacteurs, jusqu'à 1 500 kW/litre de cœur (HFIR, États-Unis), impose l'utilisation d'un combustible très divisé, sous forme de plaques minces d'environ 1 mm d'épaisseur, majoritairement constitué d'aluminium (pour sa bonne conductivité thermique). Le procédé industriel de référence (**figure III.5**) qui consiste à laminier simultanément un noyau de combustible ou âme fissile (mélange de poudres d'alliages d'uranium et d'aluminium) et le gainage (plaques en alliage d'aluminium) répond particulièrement bien à cet objectif. Ce procédé bénéficie d'un retour d'expérience considérable puisque la quasi-totalité des réacteurs expérimentaux utilise ce type de combustible ([Loubière et Durande-Ayme, 2006](#)).



- 1- Tubulure cylindrique.
- 2- Plaque latérale de combustible.
- 3- Plaque interne de combustible.
- 4- Paroi latéral.
- 5- Espaceur.
- 6- Plaque de support.

Figure III.4. Vue d'ensemble de l'élément combustible standard (Loubière et Durande-Ayme, 2006).

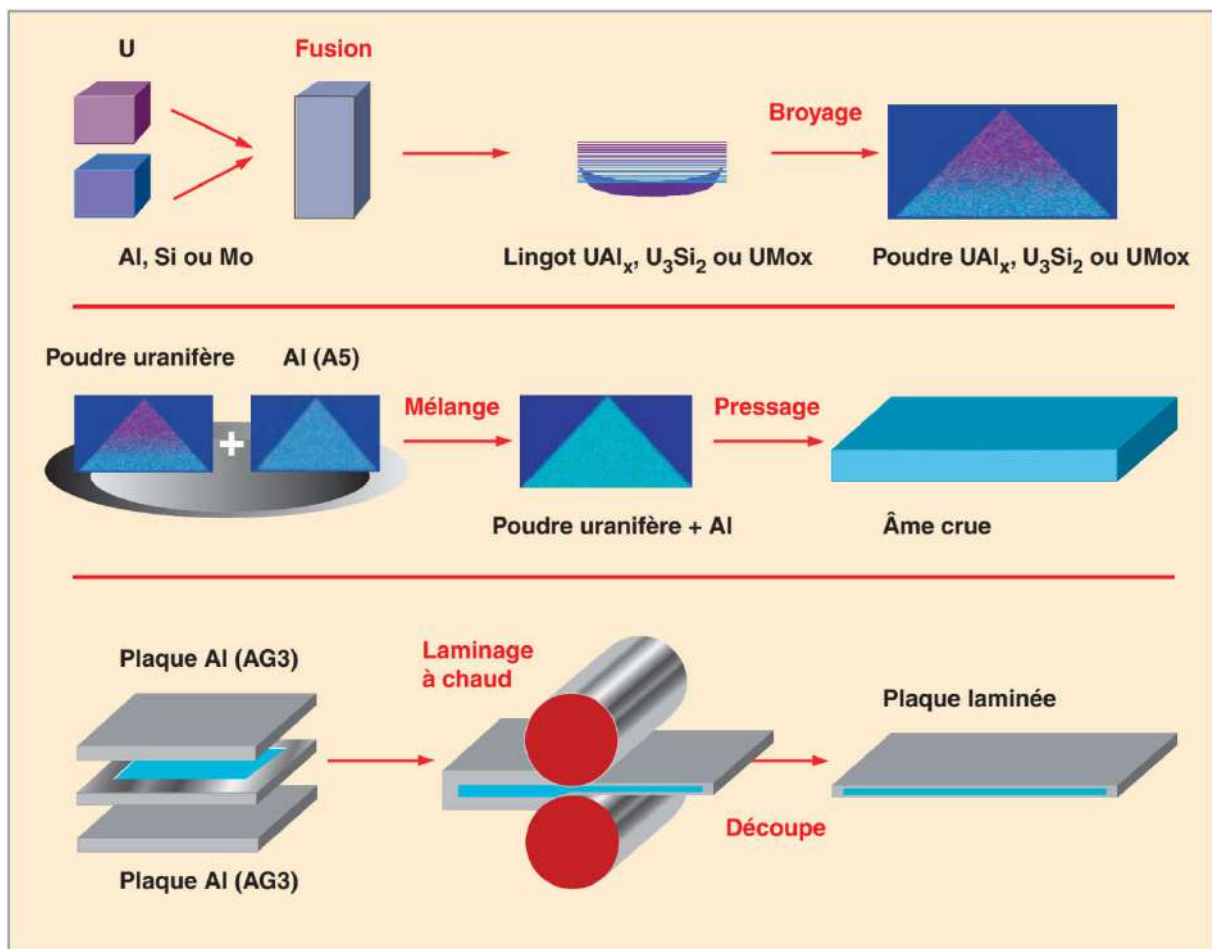


Figure III.5. Principe du procédé de fabrication de plaques combustibles par « colaminage ».

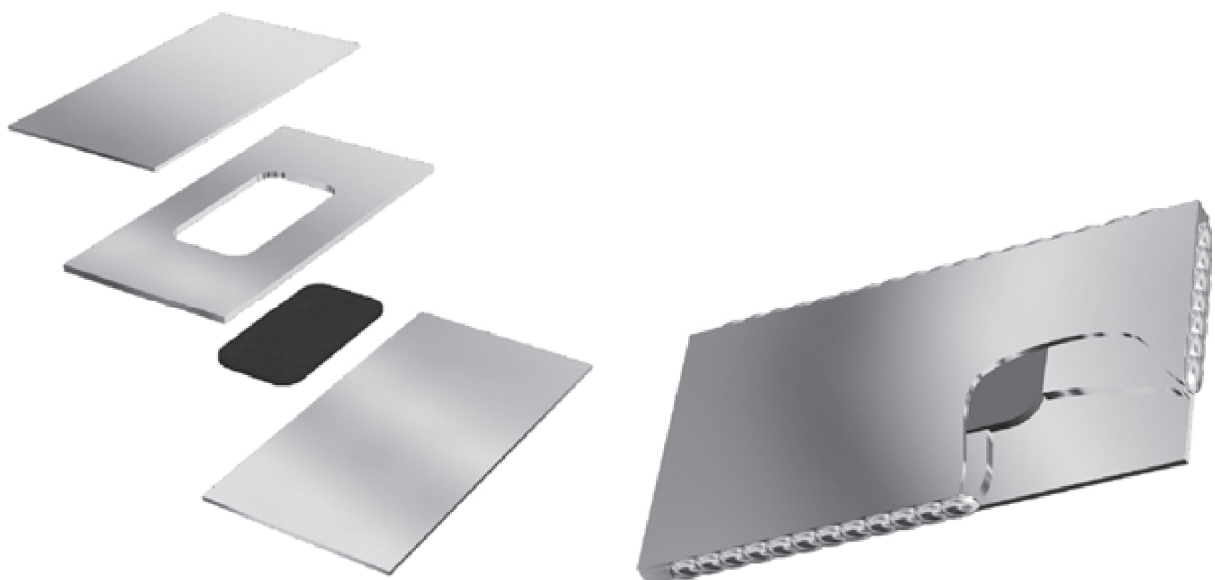


Figure III.6. Technique du cadre photo: A) Assemblage B) Après soudage.

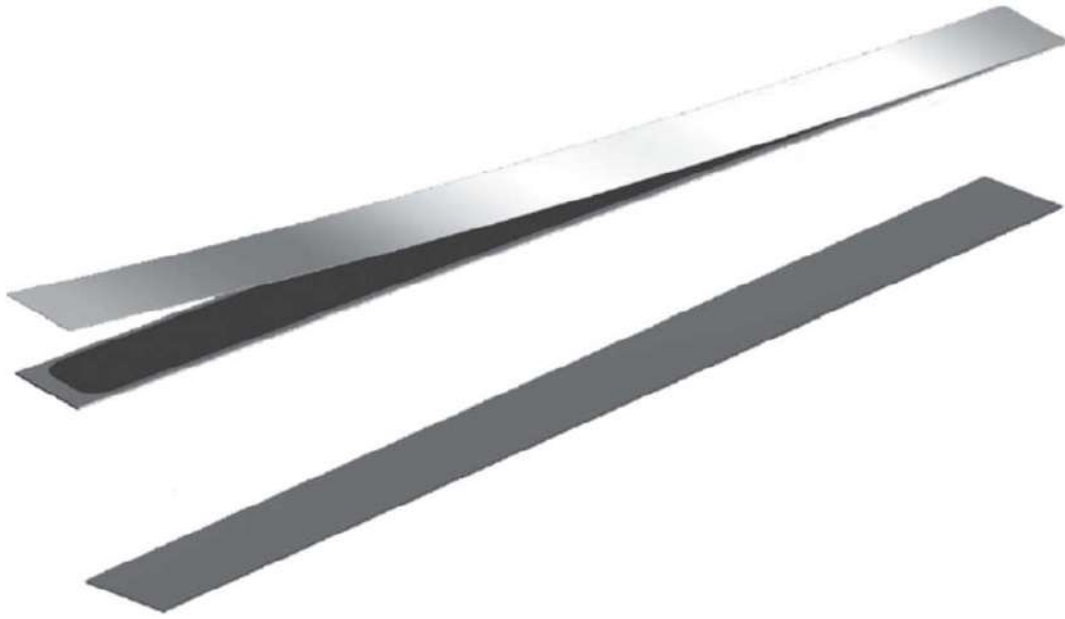


Figure III.7. Illustration schématique de la plaque combustible roulée.

Les principaux composants utilisés dans une telle opération sont deux couvercles de dessus, un cadre de même largeur et de même longueur, avec une ou deux cavités, et les remplisseuses de combustible de la même taille que la cavité du cadre (voir la **figure III.6**) (Saliba-Silva et al, 2011). Le laminage à chaud d'une telle billette lie toutes les surfaces en contact et dimensionne la plaque comme indiqué sur la **figure III.7**.

III.2.3.1 Préparation du noyau

L' U_3O_8 a été conçu pour les réacteurs nucléaires en utilisant différentes techniques. L' UF_6 est dissous dans de l'eau, puis de l'ammoniac est ajouté pour précipiter le di uranate d'ammonium. Le précipité est calciné à $800^\circ C$ pour le convertir en U_3O_8 , qui est calibré et calciné à nouveau à $1400^\circ C$. Ce processus augmente la densité grâce à un processus de frittage.

III.2.3.1.1 Broyage:

La poudre U_3O_8 est broyée, en utilisant un broyage au rouleau, pour produire une distribution de taille de particules acceptable pour le processus de métallurgie des poudres. Les poudres résultant du processus de broyage contiennent normalement environ 40% de fines particules (<45 microns de diamètre).

III.2.3.1.2 Mélange:

La puissance U_3O_8 et Al moulue est mélangée pour obtenir un mélange homogène du combustible oxyde dans Al. La vitesse (tr / min) de la cintreuse et le temps de mélange sont ajustés pour obtenir l'homogénéité requise.

III.2.3.1.3 Compactage:

Après le mélange, la poudre est placée dans une matrice spéciale pour le compactage. Le compactage est effectué à température ambiante et la pression ainsi que la durée de compactage sont ajustées pour obtenir les spécifications requises. Le produit de ce procédé est appelé billette ou compact.

III.2.3.2 Les types des éléments combustibles

Nous distinguons deux types d'éléments combustibles suivant leurs compositions dans le réacteur NUR :

III.2.3.2.1 Les éléments combustibles standards

Ils contiennent 19 plaques combustibles enrichies à 20% en U235. Les plaques sont fabriquées sous la forme d'un sandwich contenant un mélange approprié de (U_3O_8 , Al) et revêtu d'une gaine en Aluminium. La **figure III.8** montre une coupe transversale d'un élément combustible standard.

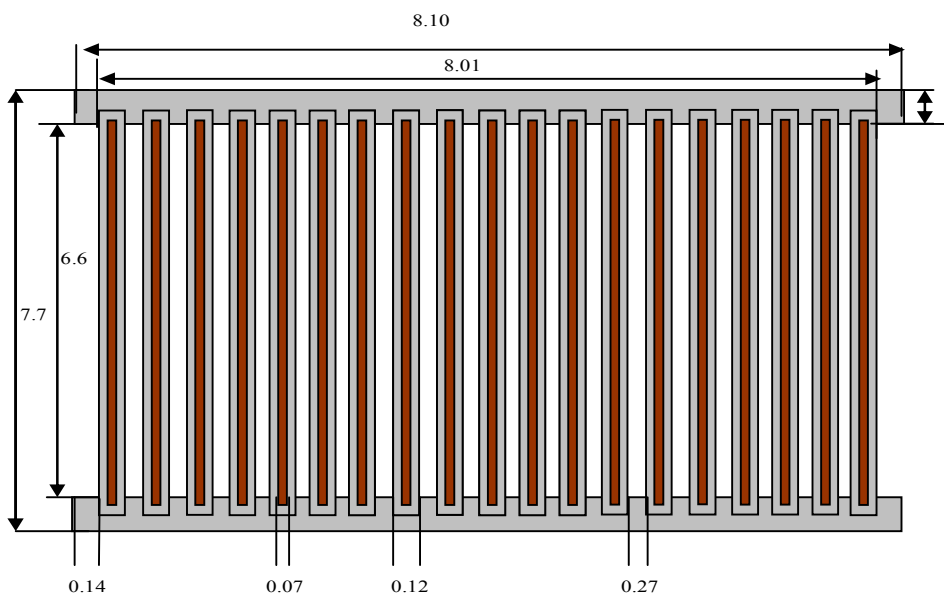


Figure III.8. Coupe transversale d'un élément combustible standard.

III.2.3.2.2 Les éléments combustibles de contrôle

Ils sont identiques aux éléments standards sauf que les 5 plaques périphériques ont été remplacées par deux canaux guides de barres absorbantes pour le contrôle du réacteur. La **figure III.9** montre une coupe transversale d'un élément combustible de contrôle.

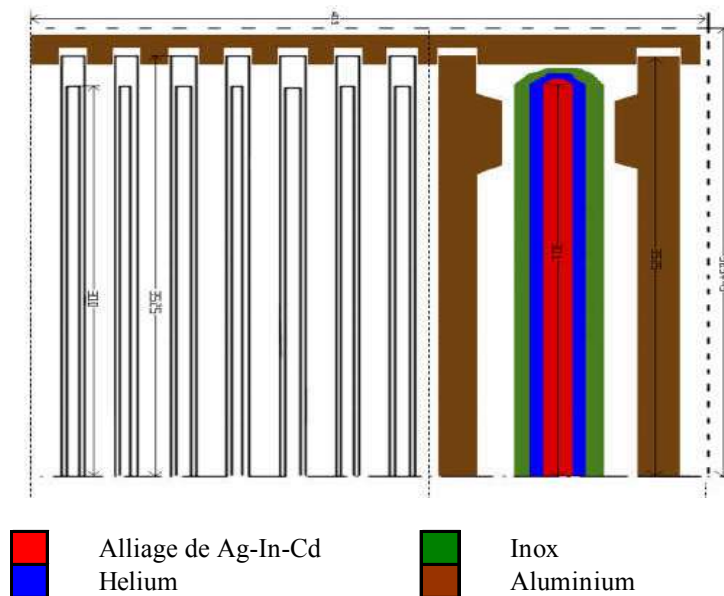


Figure III.9. Coupe transversale d'un ¼ d'un élément combustible de contrôle.

III.2.4 Fluide caloporteur

Le fluide caloporteur est le fluide qui circule le long des éléments combustibles en évacuant la chaleur dégagée. L'agent caloporteur est l'eau légère.

III.2.5 Modérateur ou ralentisseur de neutrons

Les neutrons sont émis à partir de la fission avec une très grande énergie, pour qu'ils puissent assurer une autre fission il est préférable de les ralentir, pour cela on est amené à utiliser un matériau ralentisseur de neutron qui est le modérateur. L'eau légère est le principal modérateur utilisé dans le réacteur NUR.

III.2.6 Réflecteur

L'emploi du réflecteur diminue les fuites des neutrons vers l'extérieur et améliore le bilan neutronique. Le cœur de NUR comprend 16 réflecteurs en graphite. Ces réflecteurs sont des caissons ayant les mêmes dimensions extérieures que les éléments combustibles (7.6×8.01 cm) et ils contiennent du graphite de pureté nucléaire ayant une densité de $1.7\text{g} / \text{cm}^3$. La figure A.8 montre une coupe transversale d'un élément de graphite.

III.3 Calcul de cellule et calcul du cœur

III.3.1 Réseau de réacteur

Dans les réacteurs thermiques, le combustible est placé dans des barres ou des plaques séparées par un matériau tel que le graphite, l'eau ou l'eau lourde, dans lequel les neutrons sont ralentis à l'énergie thermique avec un minimum de capture ; le combustible a une gaine séparant les produits de fission de l'eau de refroidissement. Ainsi, chaque réacteur thermique, de recherche ou de puissance est hétérogène.

III.3.1.1 Le concept de cellule unité :

Le combustible est arrangé de façon régulière : les barreaux combustibles cylindriques sont arrangés en carreaux, hexagones ou anneaux (voir la **figure III.10**), et les plaques de combustible sont arrangées dans des paquets parallèles (Kulikowska, 2000b).

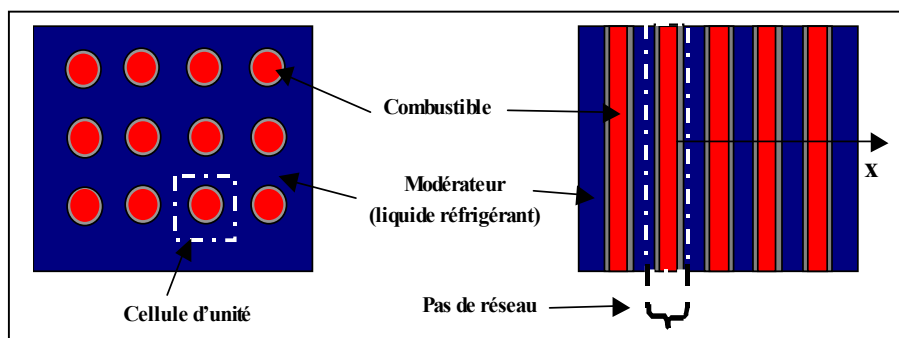


Figure III.10. Fragment d'une intersection horizontale d'un réseau plat et carré avec cellule unité.

Les unités de combustible sont entourées par le modérateur (qui peut être aussi un réfrigérant) et sont disposées en réseau dans le réacteur qui, dans la première étape des calculs de réacteur est supposé infini.

Dans n'importe quel type de réseau de réacteur nous pouvons identifier un fragment répétitif composé d'un matériau combustible simple entouré par une partie de modérateur adjacent. Le barreau ou plaque de combustible avec sa gaine et une partie de modérateur adjacent forme *une cellule unité*, comme montré dans la **figure. III.10**.

La forme de la cellule unité dépend du type de réacteur, par exemple une cellule unité typique d'un réacteur de type PWR est un carreau avec un barreau de combustible

cylindrique en son centre; la cellule unité de type MTR (le cas du réacteur NUR) est une plaque de combustible gainée des deux côtés et entourée d'eau. Des formes typiques des cellules unités sont montrées dans la **figure III.11**.

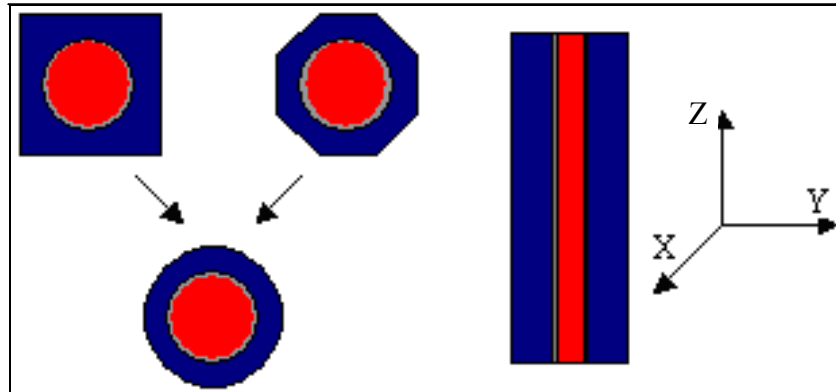


Figure III.11. Schémas de différentes cellules unités.

Dans le concept de cellule unité on suppose qu'une telle cellule est un fragment répétitif d'un grand réseau de réacteur et dans ce cas le courant peut être imposé nul à sa frontière.

Dans le concept de cellules unités plaques on suppose habituellement que les plaques sont infinies dans les directions Y et Z (voir la **figure III.11**), ce qui ramène le problème de la solution de l'équation de transport à un cas unidimensionnel avec la condition aux limites de flux constant (ou courant nul).

On suppose que pour une cellule cylindrique, la cellule est infinie dans la direction verticale, ceci ramène encore l'équation de transport à un cas unidimensionnel dans la géométrie cylindrique.

III.3.1.2 Définition d'une macro cellule :

Les unités combustibles ou cellules ne sont pas la seule hétérogénéité dans le cœur du réacteur. Dans les réacteurs de puissance et même de recherche les unités combustibles sont combinées dans des *assemblages ou éléments combustibles*. Les éléments combustibles peuvent encore être considérés comme étant disposés en réseau infini.

La véritable difficulté est liée à la présence des éléments de contrôle (des plaques ou des barres) fortement absorbants. Dans les réacteurs de recherches à côté des éléments de contrôle existe d'autres types d'hétérogénéité comme par exemple les boîtes d'irradiation, les chambres à fission etc. Pour résoudre les divers types de forte hétérogénéité un concept

de *macro cellule* a été introduit. Une macro cellule est généralement composée de plus de trois milieux (comme c'est le cas d'une cellule élémentaire). Des formes types de macro cellules sont montrées dans la **figure. III.12**.

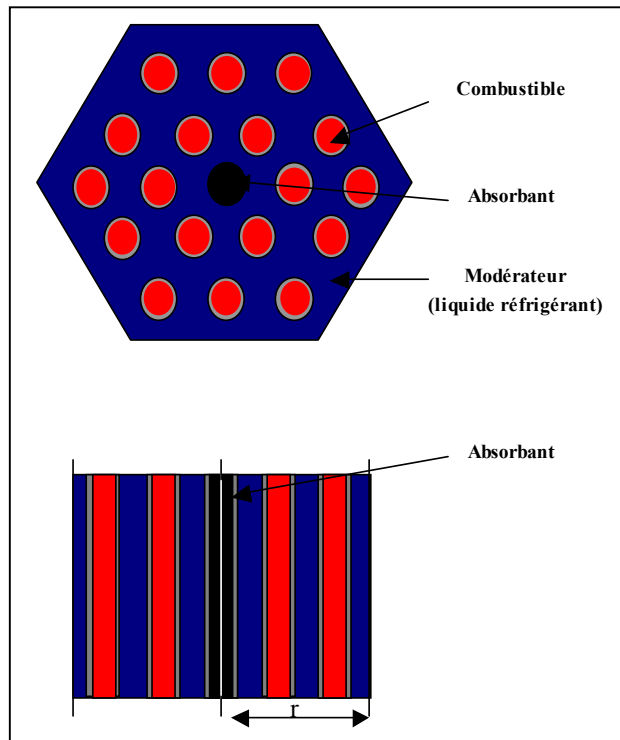


Figure III.12. Différentes macro cellules de combustible hexagonale et plaque avec un absorbant.

III.3.1.3 Méthodes de calcul de réacteur

L'approche qui est appliquée dans les calculs de réacteur est de résoudre d'abord l'équation de transport des neutrons pour une cellule unité ou une macro cellule et d'employer ensuite les résultats obtenus dans une deuxième étape en résolvant l'équation de la diffusion des neutrons pour la détermination de paramètres à l'échelle de tout le cœur (Kulikowska, 2000c).

Généralement, l'équation de transport de neutrons est résolue pour le calcul de cellule en utilisant la méthode S_n ou la méthode des probabilités de collision. Ce calcul se fait à l'aide d'un code de calcul tel que LEOPARD, THERMOS, WIMS etc. Et le calcul de la deuxième étape peut être effectué pour la totalité, ou une partie de réacteur, en utilisant l'approximation de diffusion discrétisée à l'aide de la technique des différences finies. Parmi les codes de calcul pouvant être utilisés dans cette deuxième étape figure CITATION.

III.3.2 Codes de calcul

Un code de calcul de réacteur est un programme informatique, employé pour le calcul d'un certain nombre de quantités parmi lesquelles nous pouvons citer le flux neutronique et le facteur de multiplication du milieu, ce milieu pouvant être une cellule, une macro cellule ou le réacteur tout entier. Dans le domaine de la neutronique le flux possède une dépendance continue en espace, en énergie et en temps. Les équations de transport et de diffusion sont résolues numériquement en discrétisant l'énergie par la technique multigroupe et l'espace par la technique des différences finies en général. Pour le calcul de transport, une bibliothèque de sections efficaces multi-groupes est préparée à l'avance.

III.3.2.1 Le code de calcul WIMSD/4

WIMS : 'Winfrith Improved Multigroup Scheme' est un code général pour le calcul de cellule qui est applicable pour une grande gamme de types de réacteurs. Il existe trois principales versions de ce code : WIMSD, WIMSE et LWR.WIMS mais le plus utilisé et distribué partout dans le monde WIMSD principalement sous sa version WIMSD/4 ([Askew et al, 1966](#)).

Le code exécute des calculs de transport multi-groupe sur une cellule unité, il inclut une grande classe de méthodes et modèles développés pour le calcul physique du réacteur.

Les modèles géométriques disponibles incluent une géométrie sphérique unidimensionnelle, des géométries de combustible de type plaque ou crayon, ...etc.

En plus de la détermination de plusieurs constantes de groupe pour le calcul global du cœur, le code calcule les facteurs de multiplication effectifs et infinis, les distributions de flux et des taux de réaction et plusieurs autres quantités utilisées dans les analyses expérimentales. Les résultats des divers calculs peuvent être édités dans plusieurs étapes. Les sections efficaces condensées peuvent aussi être écrites dans des fichiers pour être utilisées directement par les codes de diffusion telle que CITATION ou les codes basés sur le formalisme aux ordonnées discrètes telles qu'ANISN. De plus, bien que sa bibliothèque de base ait une structure de 69 groupes, le code peut manier tout nombre de groupes d'énergie. De même, il n'y a pas de limitations à propos du nombre maximal de points de la maille spatiale, de matériaux, d'isotopes, etc....

III.3.2.1.a Caractéristiques générales de la bibliothèque de WIMSD/4

La bibliothèque standard actuelle distribuée avec WIMSD/4 est compilée dans une structure de 69 groupes avec 14 groupes rapides, 13 de résonance et 42 thermiques. La bibliothèque contient des données pour une grande gamme de nucléides d'intérêt pratique dans les réacteurs et les analyses expérimentales des assemblages. Elle inclut plusieurs données pour tous les éléments de la bibliothèque ainsi que des tables des intégrales de résonance comme fonctions des sections efficaces de diffusion potentielle et de température pour les isotopes (Taubman, 1975).

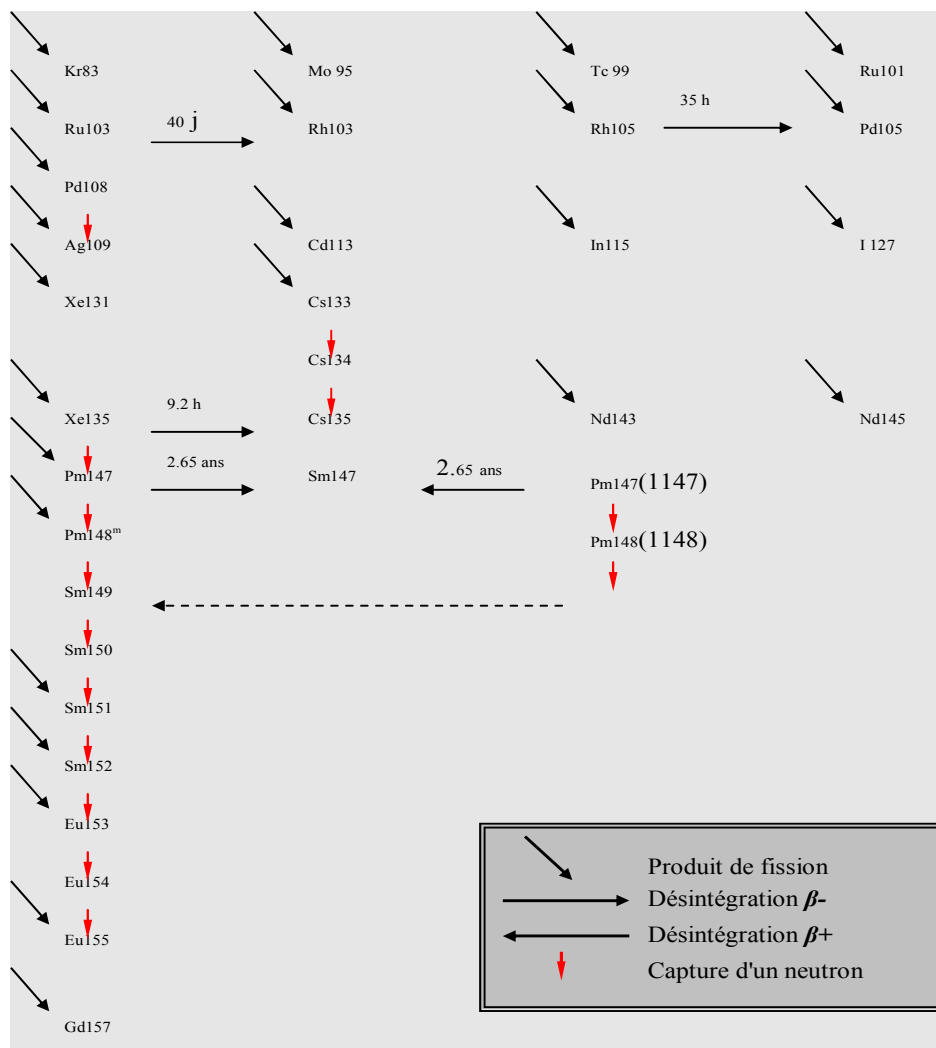


Figure III.13. Chaînes de produits de fission dans la bibliothèque de WIMS.

Les produits de fission et les données d'évolution sont aussi inclus dans la bibliothèque : temps de capture, produit de capture, constante de désintégration, énergie libérée par fission, données pour chaque nucléide consommable, et des données pour 33 produits de

fissions, avec un pseudo-fission (nuclide 902). Les chaînes de produits de fission dans la bibliothèque évoluée sont illustrées dans la **figure III.13**.

III.3.2.1.b Calcul principal de transport dans WIMSD/4

Dans cette étape la solution de l'équation de transport est obtenue avec une représentation simplifiée en énergie (condensation à peu de groupes), pendant que la représentation spatiale est détaillée. Dans la **figure III.14** on a représenté schématiquement les étapes de calcul effectuées par le code WIMSD/4 (Halsall, 1980).

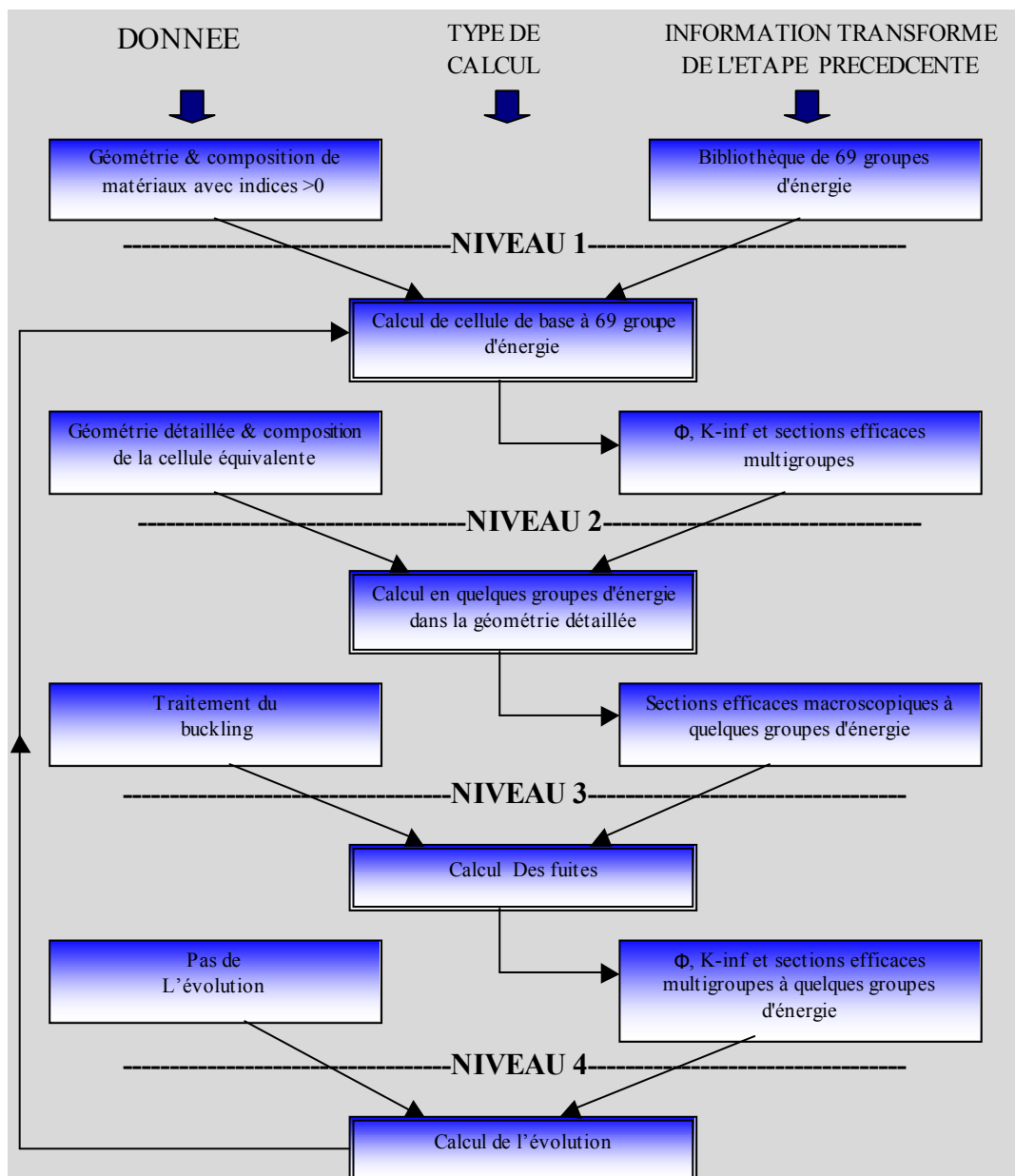


Figure III.14. Schéma récapitulatif des différentes étapes effectuées par le code WIMSD/4.

III.3.2.1.c Modèles géométriques

Pour le traitement spatial, plusieurs modèles géométriques sont disponibles dans WIMSD/4 :

- Le modèle homogène qui représente un milieu homogène trivial. Il est défini par la carte d'entrée : **CELL-4**.
- Le modèle 'pin.cell' : qui représente un réseau infini de cellules identiques. Il est défini par la carte d'entrée **CELL-6**.
- Le modèle 'cluster' qui représente un assemblage combustible ou couronnes d'éléments combustibles. Il est défini par la carte **CELL-7**.
- Le modèle multi-cellule qui représente un groupe de différents types de cellules connectés avec des liens exprimés en termes de probabilités pour qu'un neutron quitte une cellule et rejoigne une autre.

III.3.2.1.d Méthodes numériques

Pour les méthodes numériques, WIMS/D4 permet le choix entre quatre alternatives:

- DSN, qui résout la forme intégró-différentielle de l'équation de transport par la méthode Carlson-Sn pour des géométries cylindriques ou plaques infinies. Elle est applicable dans les modèles 'pincell' et 'smeared-annuli-cluster' sous l'approximation S-4 et elle est définie par la carte d'entrée SEQUENCE-1.
- PERSEUS qui résout la forme intégró-différentielle de l'équation de transport à une dimension en utilisant l'approche de probabilité de collision .Elle peut être appliquée pour tous les modèles spatiaux disponibles. Elle est définie par la carte SEQUENCE-2 .Cette méthode est connue pour être très rapide à l'exception de la précision.
- PIJ-PERSEUS pour les modèles en 'cluster' avec une solution explicite de l'équation de transport dans la géométrie à deux dimensions (r, θ) , avec une possibilité d'une limite carrée pour la macro-cellule.
- PRIZE-PERSEUS prend en charge les calculs (r, z) , avec la possibilité de prise en compte des irrégularités axiales de la barre de combustible.

Pour une géométrie plaque, les conditions aux limites réfléchives sont fréquemment utilisées. Tandis que pour une géométrie cylindrique des conditions aux limites blanches (*white boundary conditions*) sont utilisées.

III.3.2.2 Le code de calcul du cœur CITVAP

Les calculs de cœur sont réalisés avec le code CITVAP (Villarino et Lecot, 1995a) dérivé du code CITATION (Fowler et Vondy, 1972), qui est un programme de calcul pour la résolution des équations de diffusion multigroupes et multidimensionnelles. Il est destiné au calcul global du cœur des réacteurs nucléaires.

III.3.2.2.a Modèle neutronique

Le modèle neutronique du code CITVAP est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'approximation de diffusion multi-groupe.
- Le transfert neutronique est considéré entre tous les groupes d'énergie.

Il résout le problème aux valeurs propres pour déterminer le facteur de multiplication effectif, il détermine aussi les concentrations des produits de fission présents dans le combustible. La géométrie utilisée est multidimensionnelle. La théorie multi-groupe est utilisée pour discrétiser la variable énergie. La discrétisation des variables d'espace se fait par la méthode des différences finies.

III.3.2.2.b Structure de l'input de CITVAP

L'input du code CITVAP est divisé en sections par type de données. Cette organisation nous permet de faire entrer uniquement les sections nécessaires pour un calcul particulier.

Pour n'importe quel problème, les sections suivantes sont obligatoirement utilisées : d'abord deux cartes qui sont consacrées au titre du problème à l'entrée du fichier input puis les sections 001, 003, 004, 005, 012, et 020 ou 008 (si les sections efficaces microscopiques ou macroscopiques sont utilisées). Les autres sections sont introduites par option.

Les sections efficaces (constantes de groupe) obtenues précédemment (à travers un calcul WIMSD/4) vont être utilisées dans ce code de diffusion après avoir modélisé la géométrie du cœur avec tous les détails qu'il faut.

III.3.2.2.c Output du code CITVAP

Comme résultats du calcul CITVAP on obtient le facteur de multiplication effectif, K_{eff} , les distributions des flux et puissances, les taux d'usure du combustible (burn-up), les paramètres cinétiques (β et λ).

La **figure III.15** représente le cheminement des deux étapes intervenant dans le calcul de conception d'un cœur, à savoir le calcul de cellule et calcul de cœur, intégrant les utilitaires d'interface tels que POS_WIMS (Villarino, 1995b) et HXS (Villarino et Lecot, 1995b).

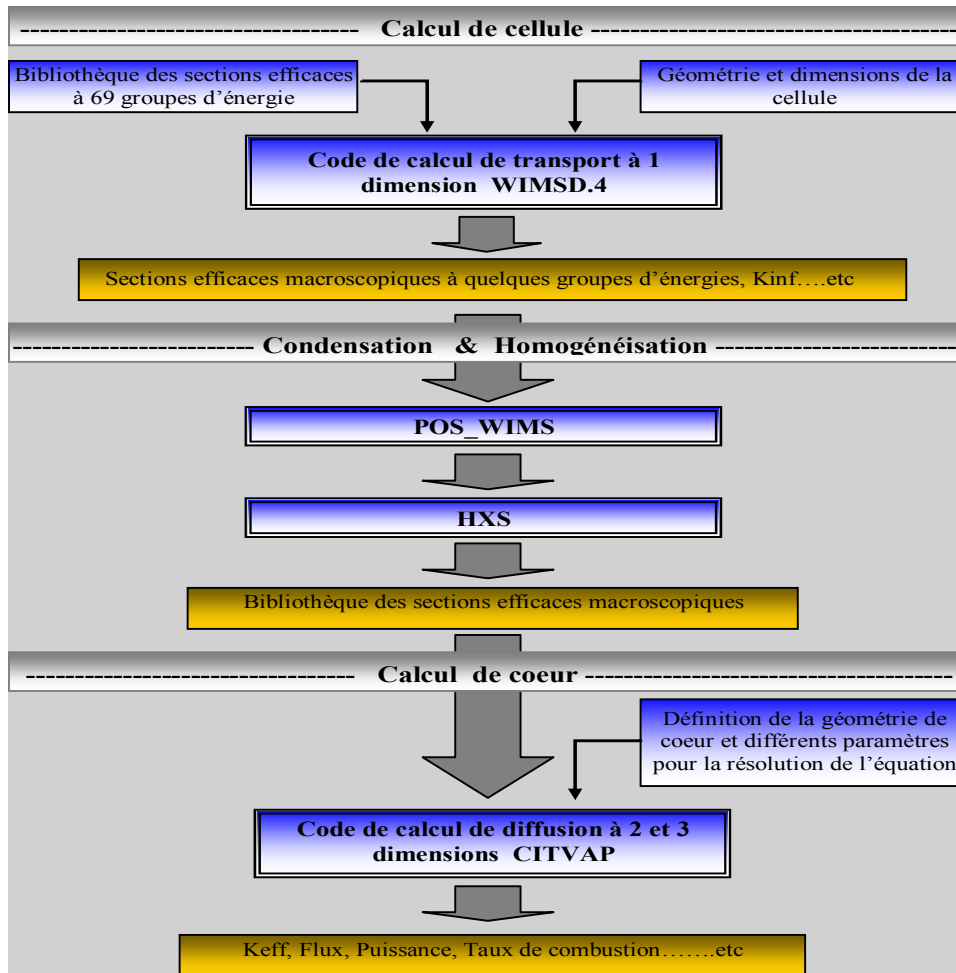


Figure III.15. Schéma des différentes étapes intervenant dans le calcul de Conception du cœur.

III.3.3 Le calcul neutronique du réacteur NUR

Le calcul d'évolution et la connaissance des distributions des flux et des puissances neutroniques à travers le cœur d'un réacteur requièrent deux étapes : (1) un calcul local (ou calcul de cellule) et (2) un calcul global (ou calcul de cœur).

III.3.3.1 Calculs de cellules

Une série de calculs de cellule ont déjà été exécutés pour les différents types de cellules du réacteur NUR (Meftah et al, 2006). L'option des probabilités de collision [SEQUENCE=2] du code WIMS a été utilisée dans tous les calculs. Dans le domaine d'énergie 69 groupes ont été utilisés dans les calculs statiques et 68 groupes dans les calculs d'évolution.

Le cœur du réacteur NUR inclut deux types d'éléments combustibles: l'élément combustible standard (SFE) et l'élément combustible de contrôle (CFE).

Chapitre III : Matériels & Méthodes

Le SFE est fait de 19 plaques de combustible tandis que le CFE inclut seulement 14 plaques de combustible puisqu'une location est exigée pour loger les deux lames absorbantes.

- La forme et les dimensions réelles de l'élément combustible de type MTR sont montrées dans la **figure III.16**. Le modèle de cellule unitaire maintenu pour le SFE est un modèle à trois milieux:
 - Milieu 1 : représentant le combustible U_3O_8 -Al.
 - Milieu 2 : Al de la gaine + Al de structure.
 - Milieu 3 : H_2O du modérateur (espace entre plaques + canaux des extrémités).

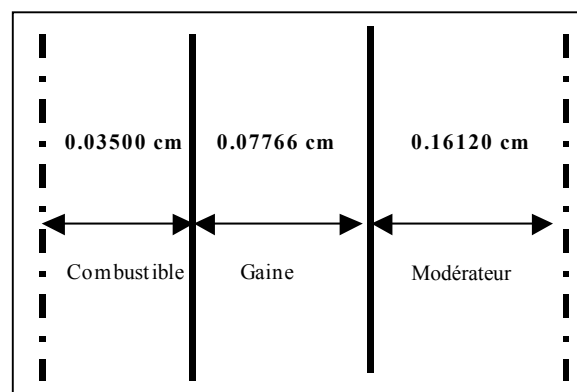


Figure III.16. Représentation d'une cellule combustible standard du réacteur NUR.

- Pour représenter le CFE avec les lames absorbantes extraites (hypothèse de notre calcul à 2D) un modèle de macro-cellule à 7 milieux a été choisi. Les sections efficaces du milieu N°1 sont identiques à celles du SFE.

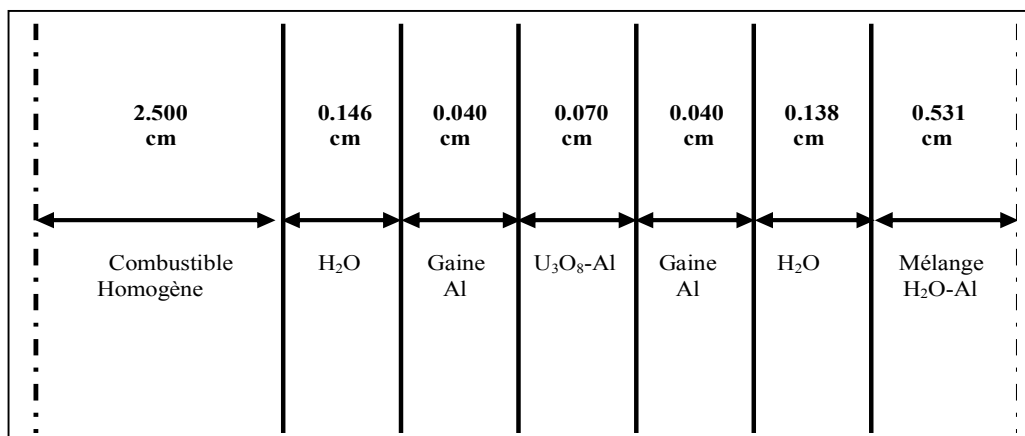


Figure III.17. Modèle de macro-cellule pour l'élément de contrôle CFE.

Chapitre III : Matériels & Méthodes

Les réacteurs de petits cœurs tels que *NUR* sont très sensibles aux données du réflecteur. À cet égard, un modèle de macro-cellule pour le réflecteur a été conçu comme suit :

- La première région (épaisseur 8.1 cm) correspondra à la partie du réflecteur en contact avec le cœur actif.
- La deuxième région (épaisseur 8.1 cm) correspondra à la partie consécutive.
- La troisième région (épaisseur 60 cm) correspondra au reste du réflecteur.

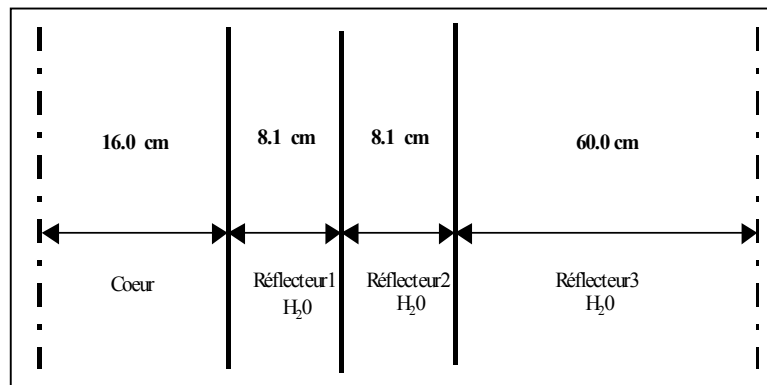


Figure III.18. Représentation d'une macro-cellule des réflecteurs en eau.

La condition aux limites externes réfléchissantes ont été employées pour tous les cas excepté ceux correspondant aux réflecteurs en eau et la colonne thermique où la condition aux limites libre a été utilisée.

La présence des impuretés dans les matériaux de réacteur a été modélisée en ajoutant une quantité équivalente de bore de 8 ppm/g à l' U_3O_8 -Al du combustible et 48 ppm/g à l'aluminium des structures.

Les données ont été générées pour deux cas :

- Froid : $T = 20^\circ\text{C}$ pour tous les matériaux.
- Chaud : $T = 63^\circ\text{C}$ pour le combustible, $T = 52.6^\circ\text{C}$ pour l'Al de la gaine, $T = 42.2^\circ\text{C}$ pour H_2O du modérateur et les autres matériaux de structure et les réflecteurs.

Le calcul de cellule a été effectué à l'aide du code de calcul WIMSD/4 du système MTR_PC (Villarino, 1995a). Les utilitaires POS_WIMS (Villarino, 1995b) et HXS (Velarino et Lecot, 1995b) du système MTR_PC ont été utilisés pour condenser, homogénéiser puis préparer les sections efficaces macroscopiques à 5 groupes d'énergie.

La **figure III.19** montre la Discrétisation de divers groupes d'énergie neutronique (Bousbia-Salah, 2004). Ces sections efficaces sont ensuite utilisées pour résoudre l'équation de la diffusion multi-groupe dans une géométrie détaillée de tout le cœur.

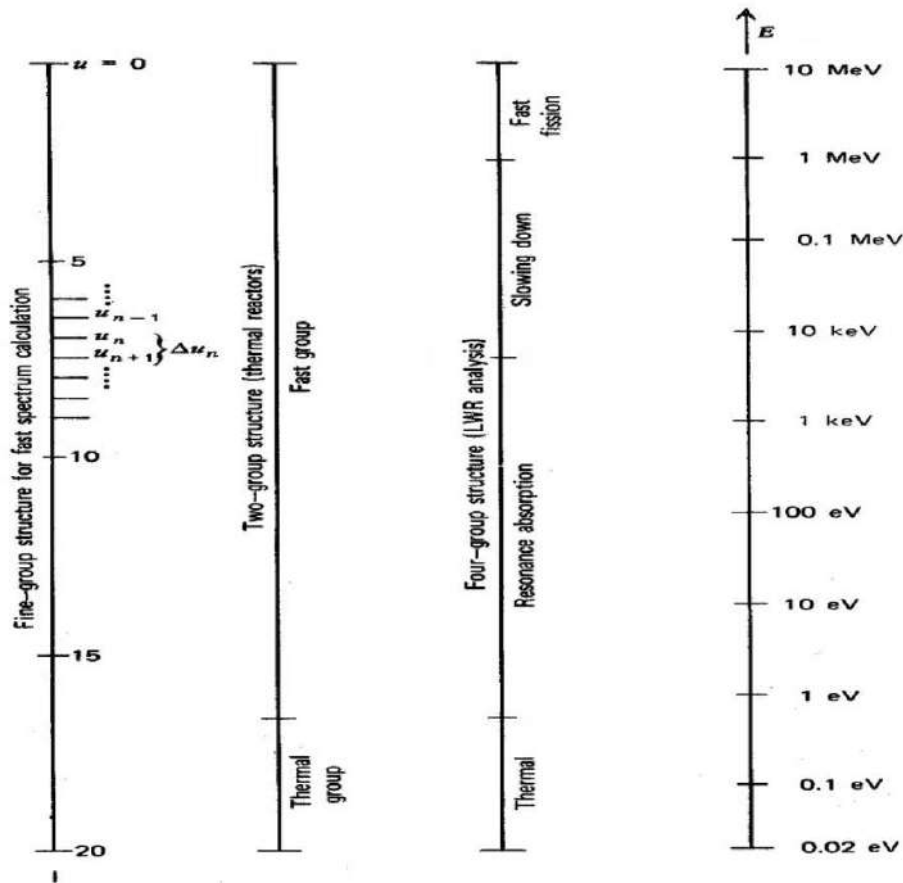


Figure III.19. Discrétisation de divers groupes d'énergie neutronique.

III.3.3.2 Calculs globaux du cœur

La deuxième étape de calcul a consisté à effectuer des calculs globaux du cœur dans une géométrie à 2D et cinq groupes d'énergie en utilisant le code de CITVAP.

Une discrétisation spatiale fine a été adoptée selon les directions x et y (voir la **figure III.20**). Les quantités importantes suivantes ont été déterminées : facteur de multiplication effectif, flux neutronique, distributions de taux de combustion et de puissance, réactivité, etc.

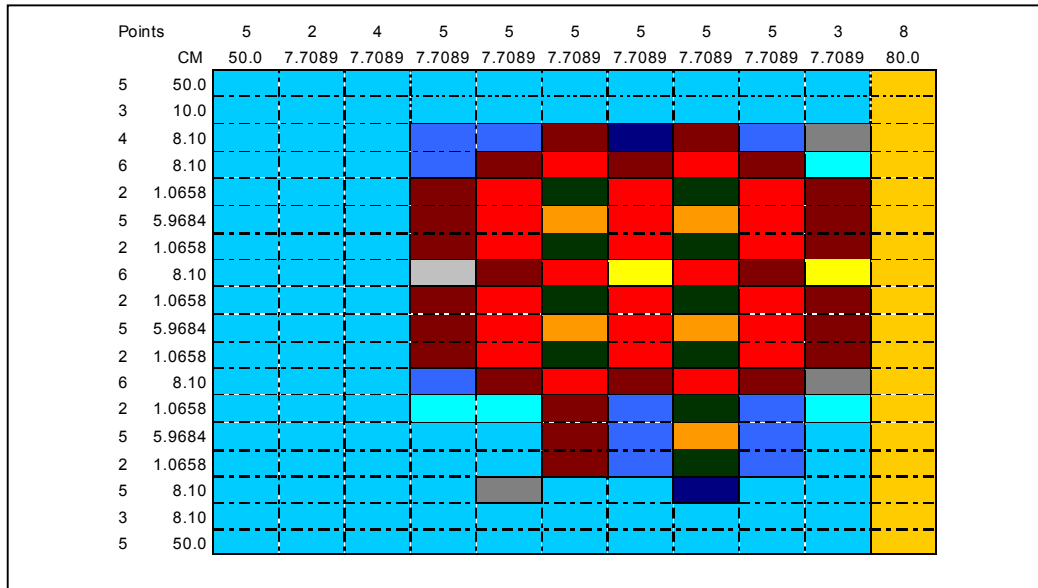


Figure III.20. Géométrie du cœur du réacteur NUR dans le fichier input de CITVAP.

III.4 Calcul d'inventaire

L'inventaire isotopique du cœur du réacteur dépend de la quantité du combustible dans le cœur, la puissance du réacteur, le burnup du combustible, le profil spatiale des flux neutroniques et l'historique d'exploitation (OECD-NEA, 1985). Les programmes informatiques comme ORIGEN (Croff, 1980) et FISPIN (Burstall, 1979) sont souvent utilisés pour calculer les inventaires de produits de fission pour des historiques de fonctionnement différents (fonctionnement des séquences de puissance au cours du temps) en fonction de l'exploitation ou de temps de décroissance.

III.4.1 Calcul d'inventaire radioactif du cœur du réacteur NUR

Dans le cœur du réacteur, l'élément combustible est la source principale de production du terme source. Le terme source se compose des actinides, des gaz de produits de fission et d'autres radionucléides.

III.4.2 Présentation générale du moyen de calcul utilisé

Les calculs d'inventaire des radionucléides dans le combustible sont effectués en utilisant le modèle ORIGEN2 qui est un code d'épuisement et de décroissance radioactive à un seul

Chapitre III : Matériels & Méthodes

groupe d'énergie développé à l'ORNL (Croff, 1980). Ce code permet de caractériser des combustibles irradiés dans un cœur de réacteur nucléaire. Il prend en considération 1300 nucléides répartis en trois groupes (produits d'activation, actinides et produits de fission). Pour chaque calcul (Figure III.21), l'utilisateur peut choisir une bibliothèque de sections efficaces adaptées au type de réacteur et de combustible utilisé. Pour les trois groupes de nucléides, et en fonction des différents temps de refroidissement, le code fournit, comme données de sortie, la composition en grammes par atomes de nucléide, la radioactivité,...etc.

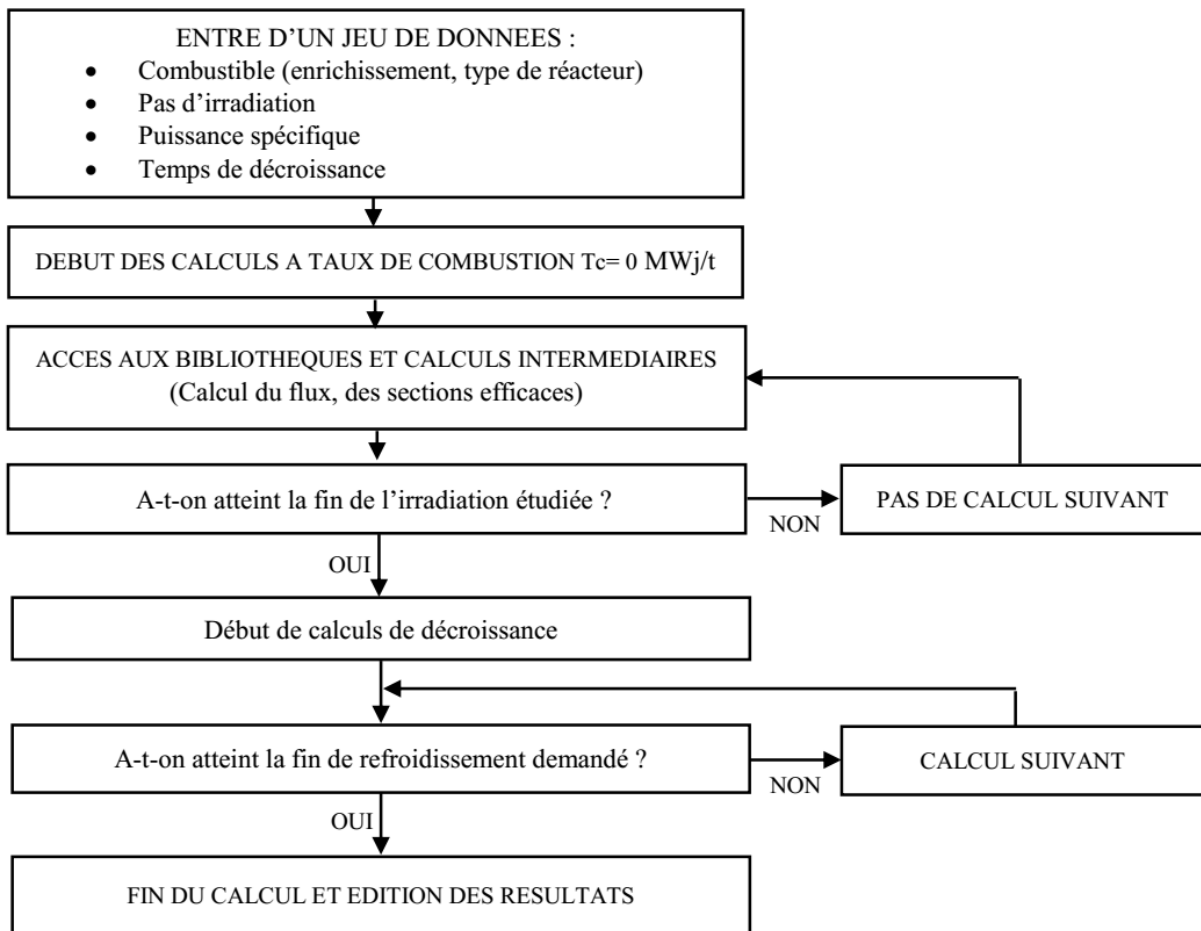


Figure III.22. Organigramme du code ORIGEN (Mazidi, 2017).

III.4.3 Bibliothèques ORIGEN2

ORIGEN2 inclut deux types de bibliothèques de données nucléaires (Bell, 1973).

III.4.3.1 Bibliothèque de décroissance

La bibliothèque de décroissance définit la liste totale des nucléides pris en compte au sein du code et les données de décroissance (périodes radioactives, modes de décroissance, rapports d'embrochement et énergies de réaction).

III.4.3.2 Bibliothèque de sections efficaces

Cette bibliothèque fournit les sections efficaces pour les réactions (n, γ) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, p) , (n, α) et $(n, \text{fission})$. Il s'agit des sections efficaces effectives à 1 groupe d'énergie qui, multipliées par le flux calculé par le code ORIGEN, fournissent le taux de réaction. Les sections efficaces et les spectres d'énergie sont directement générés à l'intérieur du code par des calculs physiques adaptés au type du réacteur. Pour chaque type de réacteur, les calculs permettent d'obtenir des sections efficaces moyennées sur le spectre multi-groupe, obtenant ainsi des sections efficaces à 1 groupe d'énergie moyennées sur le spectre d'énergie. Pour 20 actinides principaux, le code recalcule à chaque pas d'irradiation un spectre de neutrons, permettant ainsi le calcul de sections efficaces à 1 groupe d'énergie à chaque taux de combustion demandé par l'utilisateur.

III.5 Conclusion:

Le travail est porté sur le calcul du développement isotropique du combustible MTR utilisé dans le réacteur NUR en Algérie, et ses conséquences, et pour cela la description exacte de ce réacteur a été présentée, ainsi que le combustible utilisé, ses caractéristiques et ses méthodes de fabrication. La méthodologie adoptée dans ce travail est le calcul au moyen d'une approximation cellule-cœur à l'aide des codes WMS et CITVAP. Quant à l'autre code, à savoir ORIGEN utilise une méthode exponentielle matricielle pour résoudre un grand système d'équations différentielles ordinaires couplées, linéaires, du premier ordre à coefficients constants. Deux méthodes différentes suffisent pour donner des résultats meilleurs et plus fiables, chacun des trois codes a été démontré et expliqué en détail dans ce chapitre.

Chapitre IV:

Le système expert ITHNA.SYS

Le système expert ATHNA.SYS

IV.1. Introduction

Dans le domaine du nucléaire, d'importants progrès ont été faits ces dernières années pour répondre aux besoins des installations nucléaires. Ces progrès reposent sur l'utilisation de systèmes experts et de simulateurs de réacteurs nucléaires (Faydide, 2002).

IV.2. Système expert, schéma général

Un système expert est constitué par l'alliance d'un ordinateur et d'un logiciel conçu pour simuler le savoir-faire d'un spécialiste dans un domaine précis (Howe, 1996).

L'organisation d'un système expert est caractérisée par une base de connaissances représentant l'expertise proprement dite, par les algorithmes gérant cette connaissance, par une base de faits et, enfin, par deux interfaces indispensables à la bonne communication homme-machine (l'une facilite le dialogue avec l'utilisateur au cours d'une session; l'autre permet à l'expert du domaine de consulter ou d'enrichir la base de connaissances du système). Une telle organisation (**Figure IV.1**) est très différente de celle d'un programme informatique classique, qui est une séquence d'instructions à exécuter dans un ordre déterminé, en vue de résoudre un problème bien particulier (Chen et Poole, 1996).

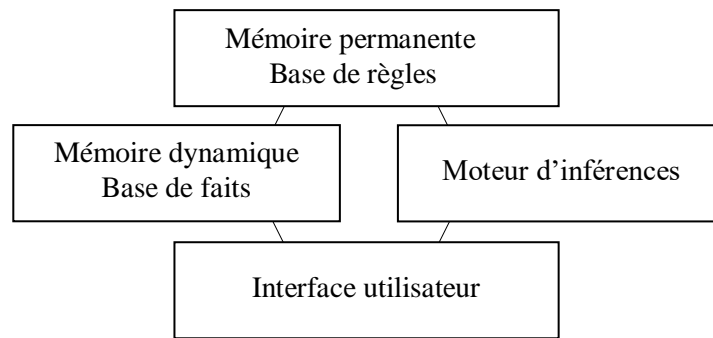


Figure IV.1. Schéma général d'un système expert.

Dans le domaine de l'opération des réacteurs nucléaires, un système expert aide à traiter une grande quantité d'informations dans un temps très court et dispose d'une fiabilité beaucoup plus élevée que celle de l'être humain. Ses bases de connaissances peuvent être construites à l'avance par des experts du domaine à travers des discussions détaillées, de sorte qu'il peut être plus compétent qu'un seul opérateur. Vu ces avantages, de nombreux efforts ont été faits dans le développement de la théorie et du logiciel, bien que la tâche est assez difficile.

IV.3. Système expert du réacteur NUR

La connaissance de l'évolution en temps réel des distributions des flux neutroniques, de la puissance nucléaire, des températures et des taux de combustion à travers le cœur d'un réacteur de recherche est d'une importance capitale pour son exploitation optimale.

Dans le cadre de l'amélioration des performances neutroniques du réacteur NUR, un projet de développement d'un système expert capable de fournir en temps réel les valeurs globales et locales des paramètres physiques d'importance pour le suivi neutronique et thermo hydraulique du réacteur NUR a été lancé au sein de la division réacteur du Centre de Recherche Nucléaire de Draria (CRND).

Le système sera d'un apport considérable pour les physiciens du cœur, les utilisateurs et les équipes d'opération du réacteur NUR.

Une caractéristique importante de ce système est qu'il permet une correction automatique des valeurs théoriques obtenues dans un calcul neutronique global de cœur par les valeurs expérimentales fournies par une centrale d'acquisition qui mesure les paramètres physiques en des points spécifiques à travers le cœur du réacteur NUR.

IV.4. Le Système ITHNA_SYS dans NUR_REPAS

Pour le réacteur NUR, un système, nommé NUR_REPAS (NUR Reactor Radiological Emergency Preparedness Advisory System) a été développé (Mazidi, 2017) pour doter le réacteur de systèmes appropriés en matière de surveillance de leurs paramètres de sûreté et de gestion des situations accidentelles.

Le système intégré est basé sur des procédures de calcul hybride utilisant des codes de calcul spécialisés de neutroniques, de thermo hydrauliques, d'inventaire radioactif et de dispersion atmosphérique ainsi que de logiciels d'information géographique (Figure IV.2).

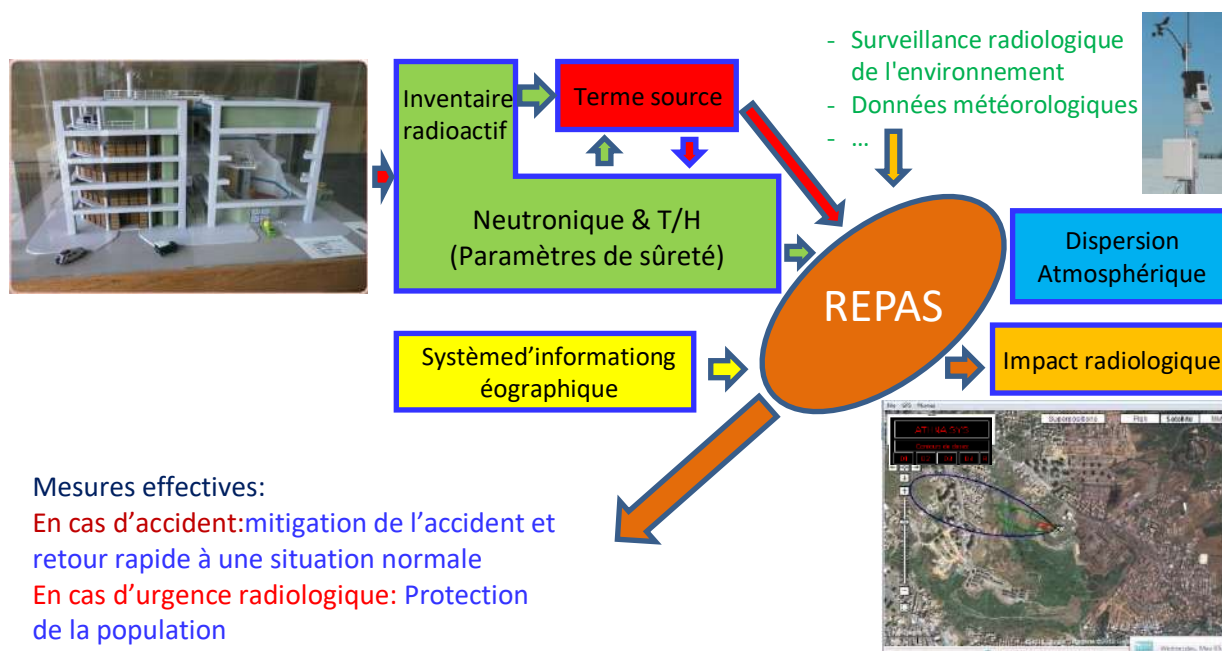


Figure IV.2. Le système NUR_REPAS.

Le système NUR_REPAS constitue une contribution dans le but de calculer, tester (par simulation), analyser et suivre en temps réel les paramètres physiques et de sûreté du réacteur NUR et son fonctionnement avec différents états de configurations. Il prend en charge et gère les aspects neutroniques et thermohydrauliques et d'inventaire radioactif à travers le calcul et la visualisation d'une liste de paramètres d'importance comme les sections efficaces macroscopiques, les flux neutroniques et puissances nucléaires, les prédictions de

criticité, les facteurs de pic et les flux de chaleur, les distributions de températures le long des canaux et parois combustibles, les débits et vitesses de refroidissement, les taux de combustion et les densités des nucléides, les inventaires radioactifs et plusieurs autres paramètres grâce à des interfaces graphiques interactives. Le système est donc utile pour démontrer rapidement et fidèlement comment différents composants du cœur sous différentes conditions affectent le profil de flux, de puissance et de combustion principalement et les différentes propriétés du cœur d'une manière générale.

IV.4.1. ITHNA_SYS

ITHNA_SYS (Integrated ThermalHydraulicandNeutronicAnalysisSYSstem) (Mazidi et al, 2015) prend en charge et gère les aspects neutroniques et thermohydrauliques dans lesystème NUR_REPAS, commençant par les données de géométrie et composition et les acquisitions de données d'opération, la réalisation des calculs nécessaires, pour se terminer par la visualisation des paramètres d'importance grâce à des interfaces graphiques sous différentes formes (données numériques, graphiques, tableaux, ...).

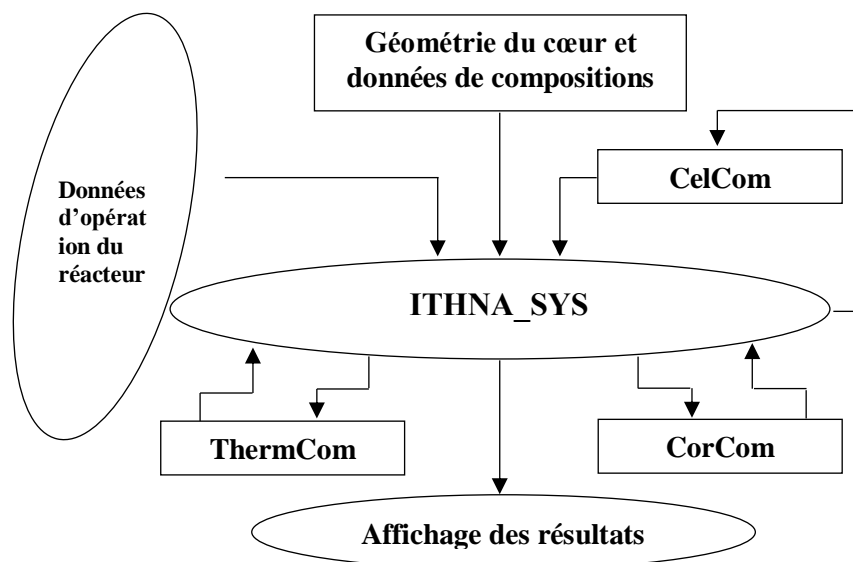


Figure IV.3. Organigramme générale d'ITHNA_SYS.

Les quantités de données manipulées par ITHNA_SYS sont énormes et plusieurs tables dynamiques et bases de données structurées sont utilisées. ITHNA_SYS intègre les modules CelCom, CorCom et ThermCom (**Figure IV.3**).

IV.4.1.1. Le module CelCom

A travers son interface d'utilisateur (**Figure IV.4**), le module de calcul de cellule CelCom effectue les calculs de cellule pour toute cellule existante dans le cœur du réacteur et génère les sections efficaces (SE) macroscopiques requises dans le calcul global du cœur (**Figure IV.5**). Elles sont homogénéisées et condensées à un petit nombre de groupes d'énergie.

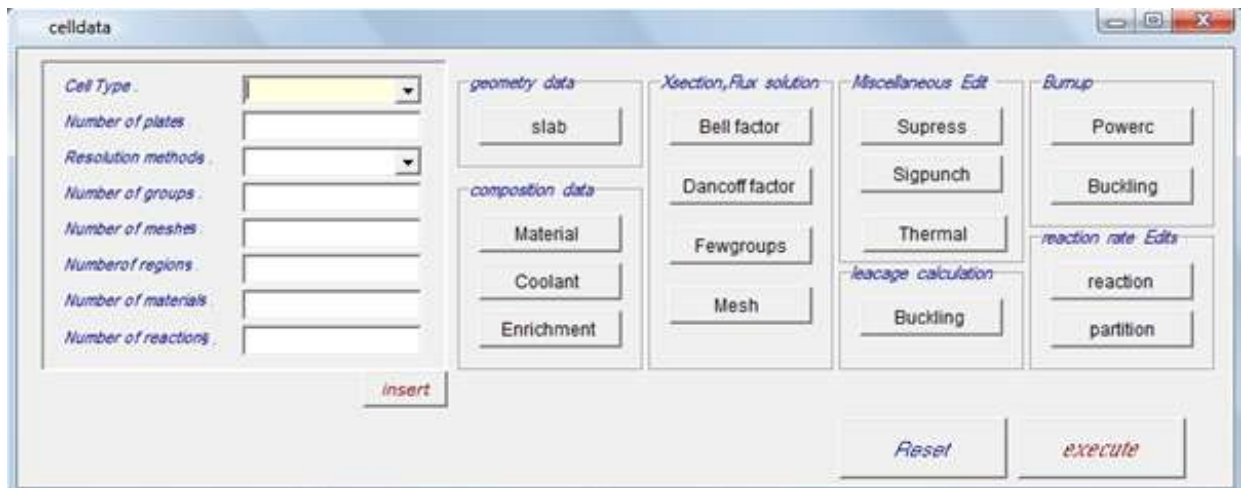


Figure IV.4. Interface principale d'utilisateur de CelCom.

Les ensembles de sections efficaces générées sont ensuite disposés dans des formats structurés lisibles par le code de calcul global et sont stockées dans des fichiers (*.bib).

Les densités des actinides et produits de fission sont extraites directement des fichiers outputs du calcul de cellule (*.wio), ces données sont calculées pour différentes périodes de temps afin de suivre les propriétés de chaque élément combustible (standard et de contrôle) à tout moment de fonctionnement du réacteur. Elles sont traitées et enregistrées dans une base de données (*.db) pour être appelées plus tard pour un niveau de burnup donné.

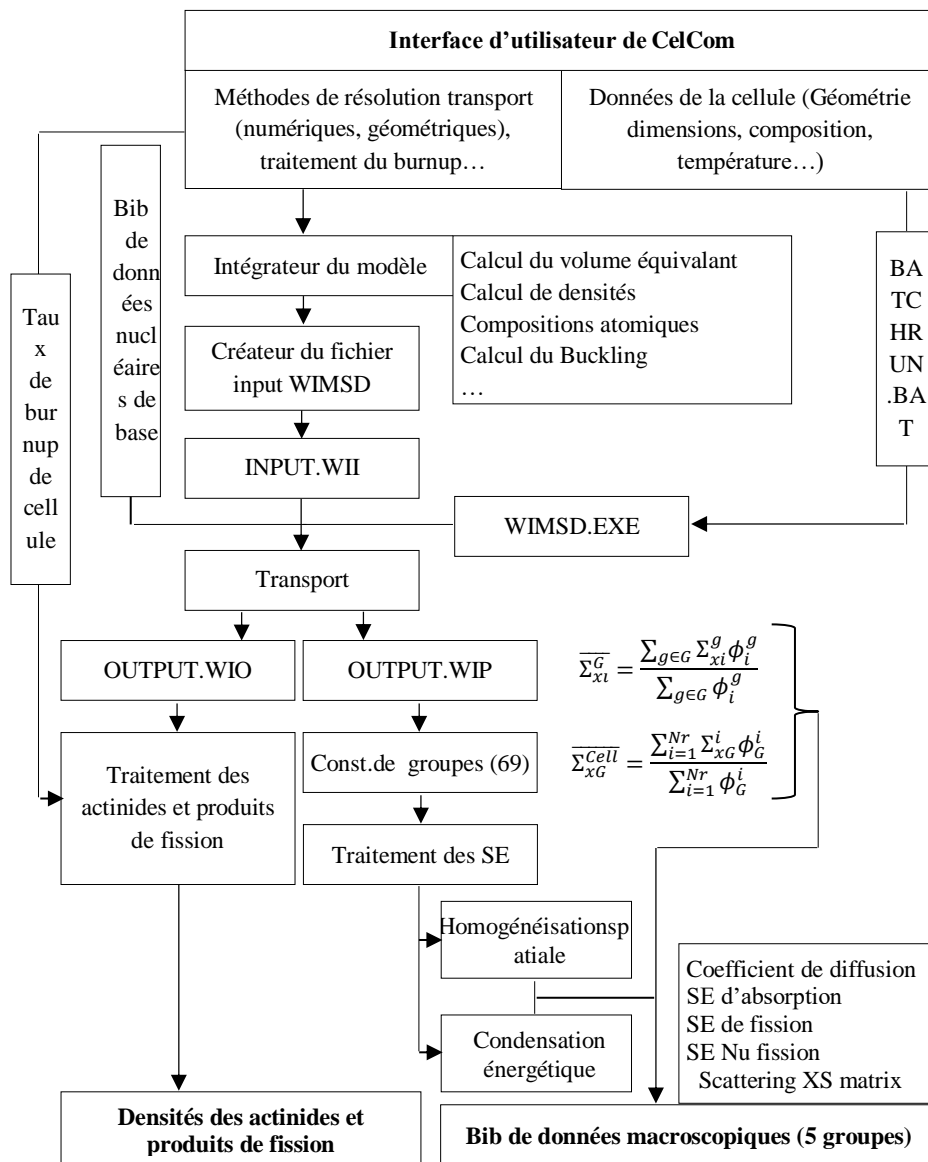


Figure IV.5. Organigramme général du module CelCom.

IV.4.1.2. Le module CorCom

Le module de calcul de cœur, CorCom, a pour tâche de résoudre l'équation de diffusion de neutrons dans les différentes zones du cœur du réacteur. Il a accès aux tables et aux divers ensembles de données générés par le module CelCom. Il définit la géométrie complexe du cœur et modifie la structure dont les différents éléments sont disposés dans une représentation 3D. Il comprend un programme contrôleur d'action qui surveille les paramètres de fonctionnement du réacteur et alimente le processus avec toutes les données nécessaires (Figure IV.6).

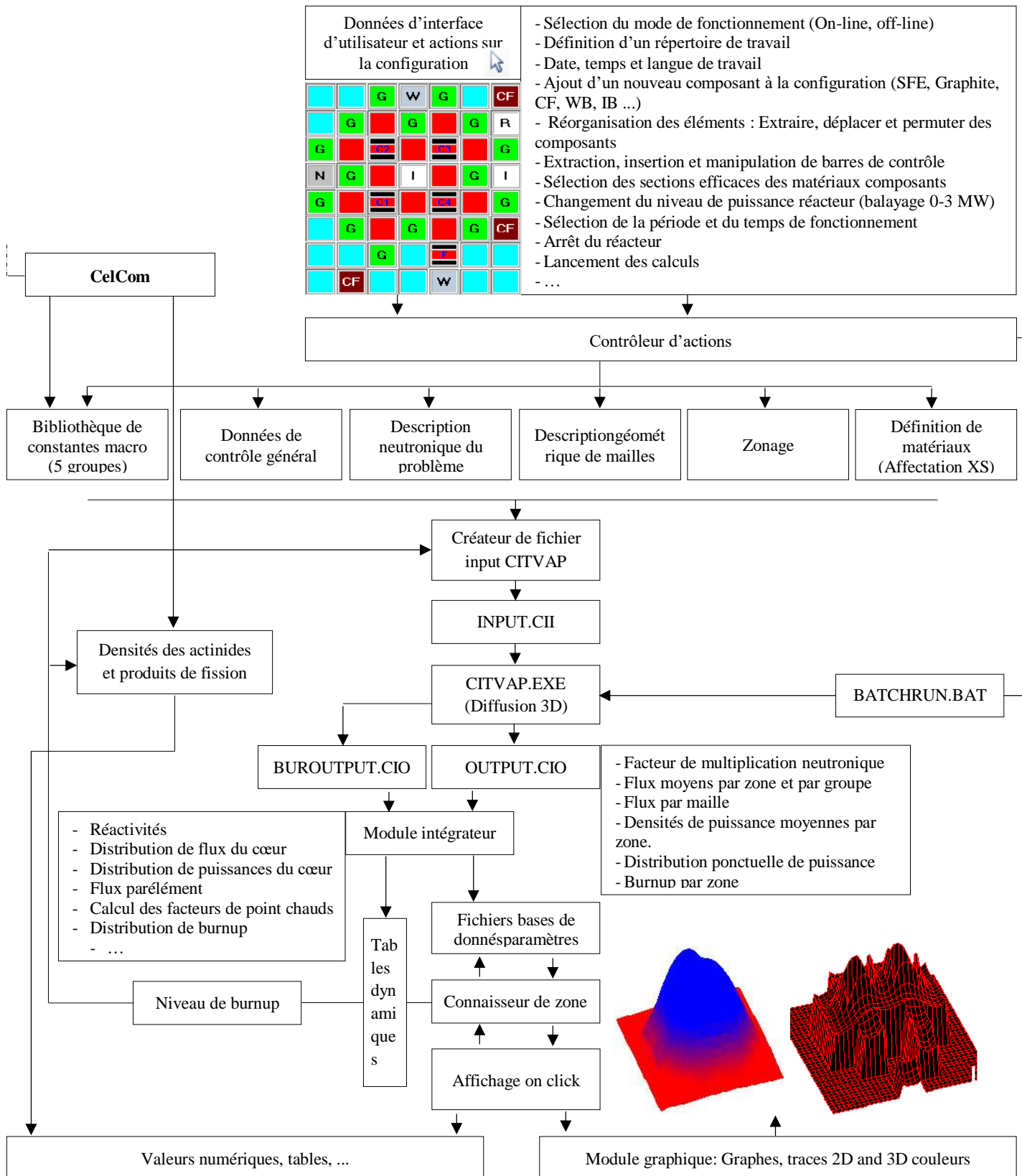


Figure IV.6. Ordinoigramme simplifié du module CorCom.

Comme un fichier input complet est à préparer, l'approche est de construire un fichier global dans un format lisible par le code CITVAP à chaque fois qu'une boucle de calcul est terminée. Ce fichier doit contenir toutes les données relatives à l'état du cœur du réacteur. Plusieurs algorithmes et programmes de corrélations sont développés pour former une unité centrale qui permet le suivi de tout changement dans les données et informations qui peuvent se produire.

La finalité de cette mise en œuvre est de construire des sous-fichiers à partir de l'information recueillie de trois principales bases de données : la base de données générale, la base de données implantée à travers l'interface d'utilisateur et la base de données provenant du système d'acquisition du réacteur dans le mode on line.

IV.4.1.3. Le module ThermCom

Les distributions de température dans une plaque combustible et le long d'un canal réfrigérant sont déterminées en utilisant les densités de puissance calculées dans l'étape du calcul de cœur. Le module de calcul thermohydraulique ThermCom utilise les données générées par le module CorCom correspondantes aux zones en considération suite à un clic souris et effectue les calculs thermohydrauliques désirés (**Figure IV.7**). Une procédure dédiée est ainsi déclenchée et évalue les quantités de flux de chaleur ainsi que les facteurs de pics.

Le module construit la liste des données correspondantes à la zone sélectionnée dans le cœur et l'implante dans un fichier INPUT.TEI dans lequel un autre programme charge les données de commande (température d'entrée, débit de refroidissement, ...) implantées dans l'interface de commande ou celles en provenance directement du système d'acquisition du réacteur (mode on line).

Une fois le fichier INPUT construit, une commande appelante (BATCHRUN.BAT) lance le calcul par le code TERMIC en lui précisant le chemin du fichier ainsi préparé. Quand le calcul est terminé, le module demande au noyau de lire les résultats du fichier OUTPUT.TEO généré et de les afficher sous forme de graphes, données numériques, etc.

Ces étapes sont effectuées par ThermCom chaque fois qu'une zone est sélectionnée dans la configuration du cœur et l'affichage des résultats se fait immédiatement avec un temps de réponse inférieur à 0.5 seconde.

En se basant sur les résultats des calculs neutroniques et thermohydrauliques effectués par les trois principaux modules CelCom, CorCom et ThermCom, plusieurs programmes de corrélation ont été développés dans ITHNA_SYS permettant ainsi une utilisation interactive du système.

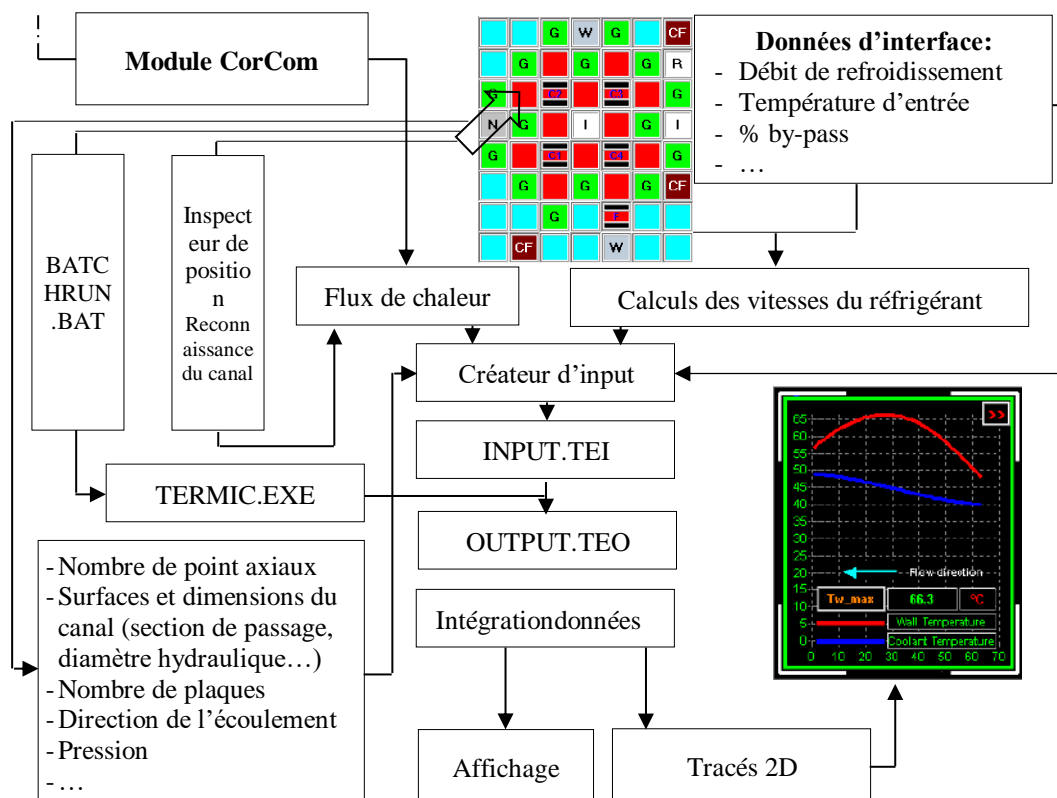


Figure IV.7. Organigramme général du module ThermCom.

ITHNA_SYS assure une interface interactive qui permet la modification de l'état du réacteur et le réarrangement de configurations. Les données, résultats de calcul et les paramètres de base du réacteur peuvent être affichés graphiquement sous différentes formes (tracés couleurs 3D, cartes, graphiques, tableaux ...).

La **Figure IV.8** représente l'une des principales interfaces des paramètres neutroniques dans une simulation du réacteur NUR opérant à un niveau de puissance de 1 MW pendant 100 jours et la **figure IV.9** montre une des principales interfaces des paramètres thermo hydrauliques aux mêmes conditions de fonctionnement.

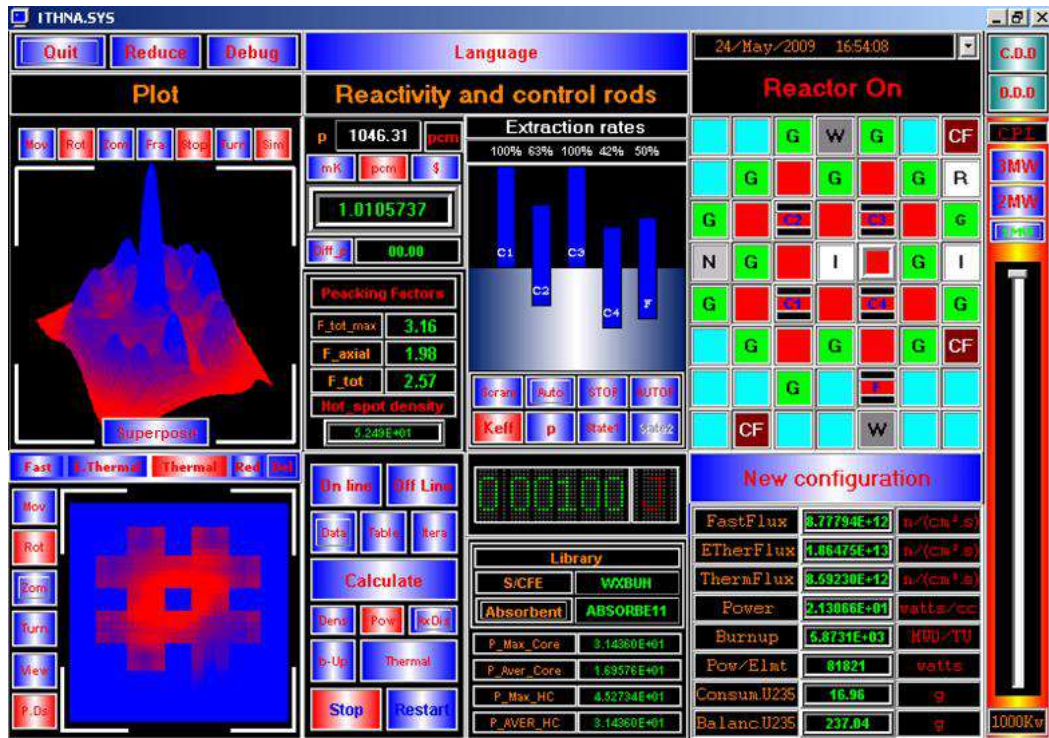


Figure IV.8. Une des interfaces principales du module CorCom à 1 MW dans ITHNA_SYS

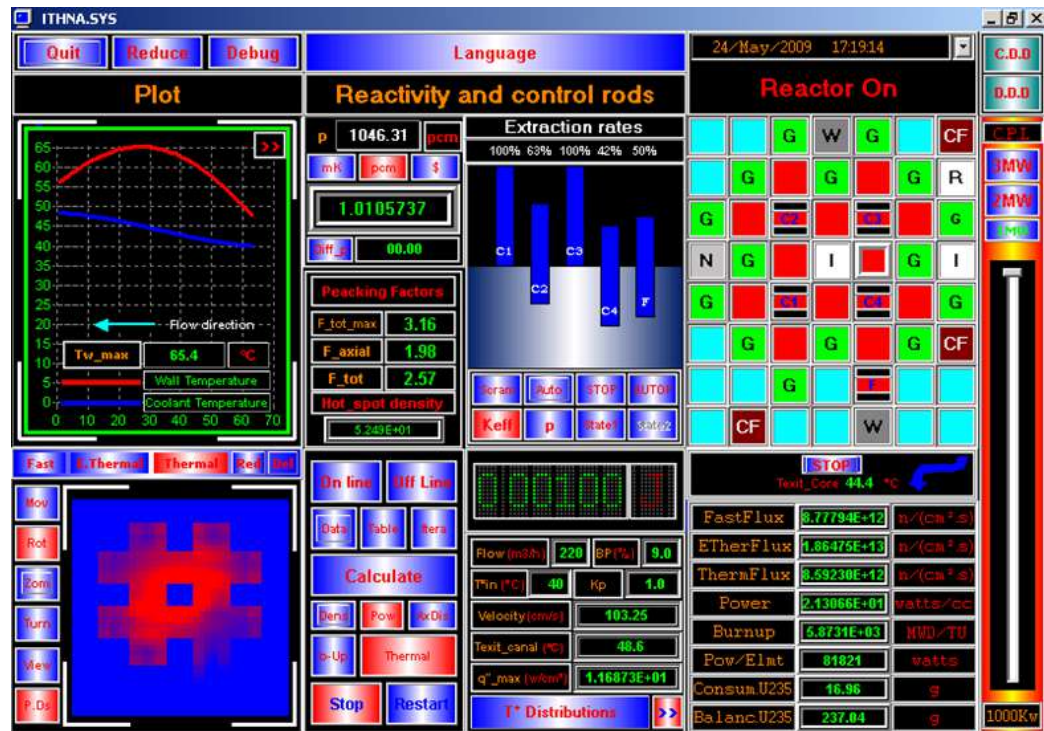


Figure IV.9. Une des interfaces principales du module ThermCom dans ITHNA_SYS.

IV.4.2. Validation et inter-comparaisons

Plusieurs quantités calculées par NUR_REPAS ont été comparées avec des mesures expérimentales effectuées au réacteur NUR et vérifiées en utilisant des modèles de calcul de référence et de bons accords ont été trouvés. Les paramètres comparés sont : la criticité du cœur, l'efficacité des barres de contrôle, les flux neutroniques, les températures et leurs distributions.

IV.4.2.1. Criticité du cœur

L'état de criticité du réacteur NUR a été étudié pour différentes configurations du cœur, notamment les configurations IV-N et X1 et les configurations I, II et III (**Figure IV.10**).

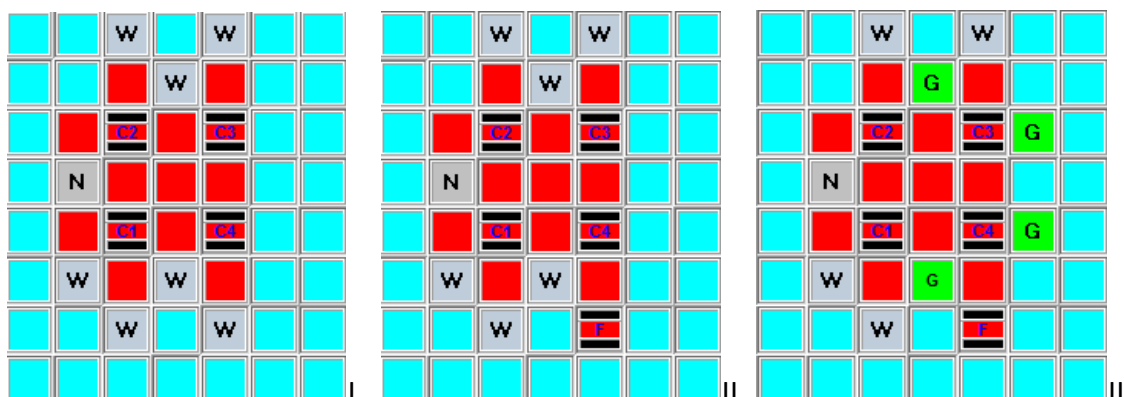


Figure IV.10. Configurations I, II et III du réacteur NUR.

Le **tableau IV.1** montre les valeurs des réactivités calculées et mesurées dans les configurations X-1 et IV-N pour différentes positions de barres de contrôle. L'erreur est

$$\text{déterminée comme : } 100 \frac{|valeur_{cal} - valeur_{mes}|}{excès \text{ de réactivité coeur}} .$$

Le **tableau IV.2** donne les résultats pour les configurations I, II et III dans différents modes de criticité. Il est à noter que pour les cas supercritiques, les valeurs de l'excès de réactivité sont mesurées par la méthode de calibration de barre de contrôle alors que dans le cas sous-critique les valeurs sont obtenues par la méthode du rod drop (Saichi, 2002a).

Tableau IV.1. Réactivités calculées et mesurées dans la configuration X-1 et IV-N.

		Taux d'insertion de barres (%)					Réactivité du cœur (pcm)		
		C1	C2	C3	C4	F	Mesurée	NUR_REPAS	Erreur %
IV-N		0	0	0	0	0	4023	3895	3.2
		40	0	61	0	53	0	-34	0.8
		66	0	12	0	53	0	40	1.0
		24	0	0	85	0	0	26	0.6
		20	0	74	0	100	0	-20	0.5
		0	0	0	0	0	3192	3028	5.1
X-1		0	0	0	0	0	3192	3028	5.1
		45	0	25	0	59	0	-83	2.6

Tableau IV.2. Réactivités calculées et mesurées dans les configurations I, II et III.

Configuration		Taux d'insertion de barres (%)					Réactivité du cœur (pcm)		
		C1	C2	C3	C4	F	EXPERIENCE	NUR_REPAS	CONSTRUCTEUR
Surcritique	II						870	966	1222
	III						2307	2765	2937
Critique	I			28			0	99	281
	II			33			0	264	615
	II	28					0	190	296
	III			70			0	201	562
	III	57					0	93	236
Souscritique	III			100			-722	-497	-78

Dans ces tableaux, une bonne concordance entre les excès de réactivité calculées et mesurées est observée pour les états critiques. Pour les états loin de la criticité (supercritiques ou sous critiques) la concordance est moins bonne ; ceci est dû au fait que, loin de la criticité, le mode fondamental est fortement perturbé par la présence d'harmoniques d'ordre élevé. Toutefois il est observé, dans tous les cas, les résultats de NUR_REPAS sont plus proches des valeurs expérimentales que celles calculées par le constructeur.

IV.4.2.2. Efficacité des barres de contrôle

Les valeurs des efficacités des barres de contrôle et de sécurité, mesurées (par la méthode rod drop) et calculées, sont présentées dans le **tableau IV.3**. Les réactivités calculées ont été converties en dollars (\$) en utilisant des valeurs pour la fraction effective des neutrons retardés (β_{eff}) de 821 pcm pour la configuration IV-N et 800 pcm pour la configuration X-1 (Meftah et al, 2006).

Tableau IV.3. Efficacités calculées et mesurées des barres de contrôle (en \$).

Barre		C1	C2	C3	C4	F
IV-N	NUR_REPAS	5.76	5.36	3.82	4.20	0.81
	Mesure	6.00	5.73	4.20	4.53	0.89
	Erreur %	4.0	6.5	9.0	7.3	9.0
X-1	NUR_REPAS	4.71	4.50	4.65	4.96	0.98
	Mesure	4.54	4.37	4.37	4.74	0.95
	Erreur %	3.7	3.0	6.4	4.6	3.2

Les courbes de calibration des barres de contrôle sont utilisées pour déterminer le saut de réactivité dû au mouvement d'une barre de contrôle entre deux positions. **Figure IV.11** donne les valeurs de la courbe de calibration de la barre de contrôle C3 obtenues par mesures et par calcul en utilisant NUR_REPAS (ITHNA_SYS) et le code Monte Carlo MCNP5 (Merrich et Rezaiki, 2009).

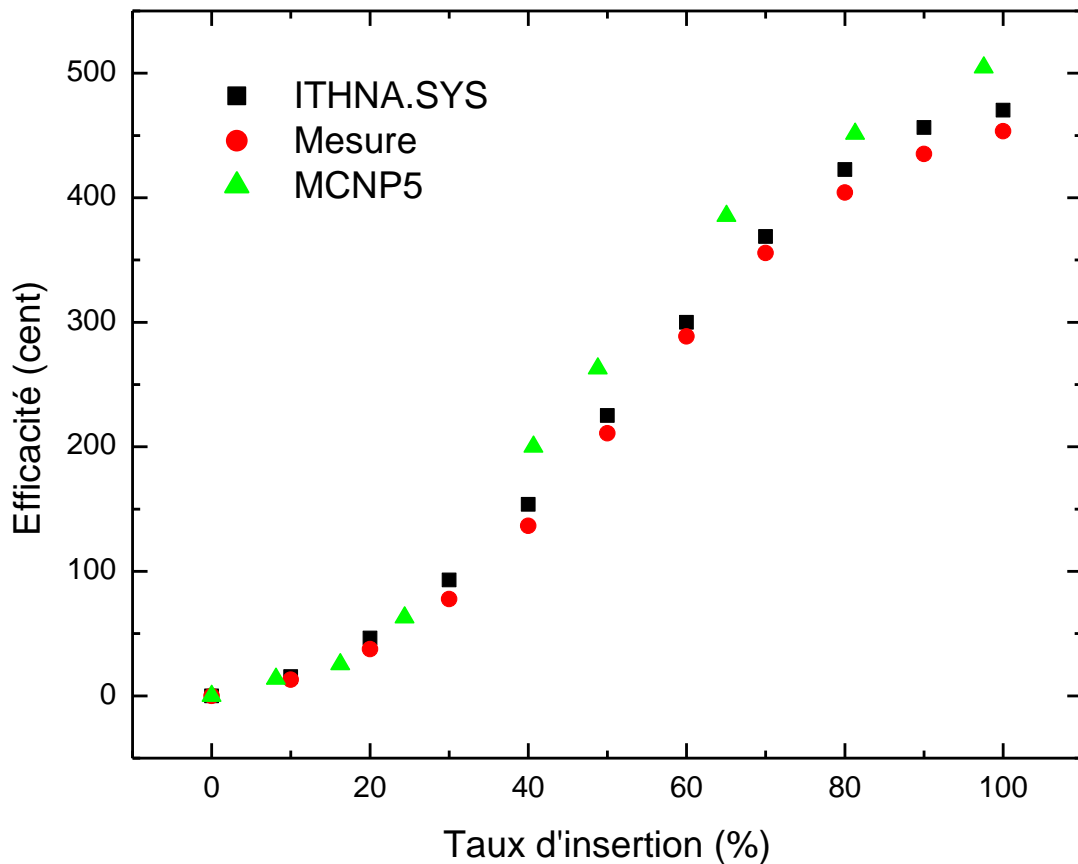


Figure IV.11. Courbe de calibration de C3.

IV.4.2.3. Flux neutronique

Pour la configuration X-1, le flux neutronique thermique atteint son maximum dans la boîte d'irradiation centrale. En utilisant une condensation énergétique appropriée des flux neutroniques multigroupes, la valeur de $4.149\text{E}+13$ ($\text{n}/\text{cm}^2.\text{s}$) est obtenue pour le flux neutronique thermique dans la boîte d'irradiation centrale. Cette valeur se révèle en bon accord avec la valeur mesurée de $3.98\text{E}+13$ ($\text{n}/\text{cm}^2.\text{s}$) (Saichi, 2002b).

IV.4.2.4. Températures et distributions

Les distributions de température du réfrigérant et de la paroi combustible, pour le canal le plus chaud du cœur, sont comparées avec celles calculées par le code RELAP (RELAP5/MOD3 Code Manual, 1999) (Figure IV.12). Un bon accord est observé pour les valeurs des températures du réfrigérant. Pour Les températures de la paroi combustible la concordance est moins bonne, toutefois les valeurs calculées par NUR_REPAS (ITHNA_SYS) sont plus conservatives du point de vue de la sûreté du fonctionnement du réacteur.

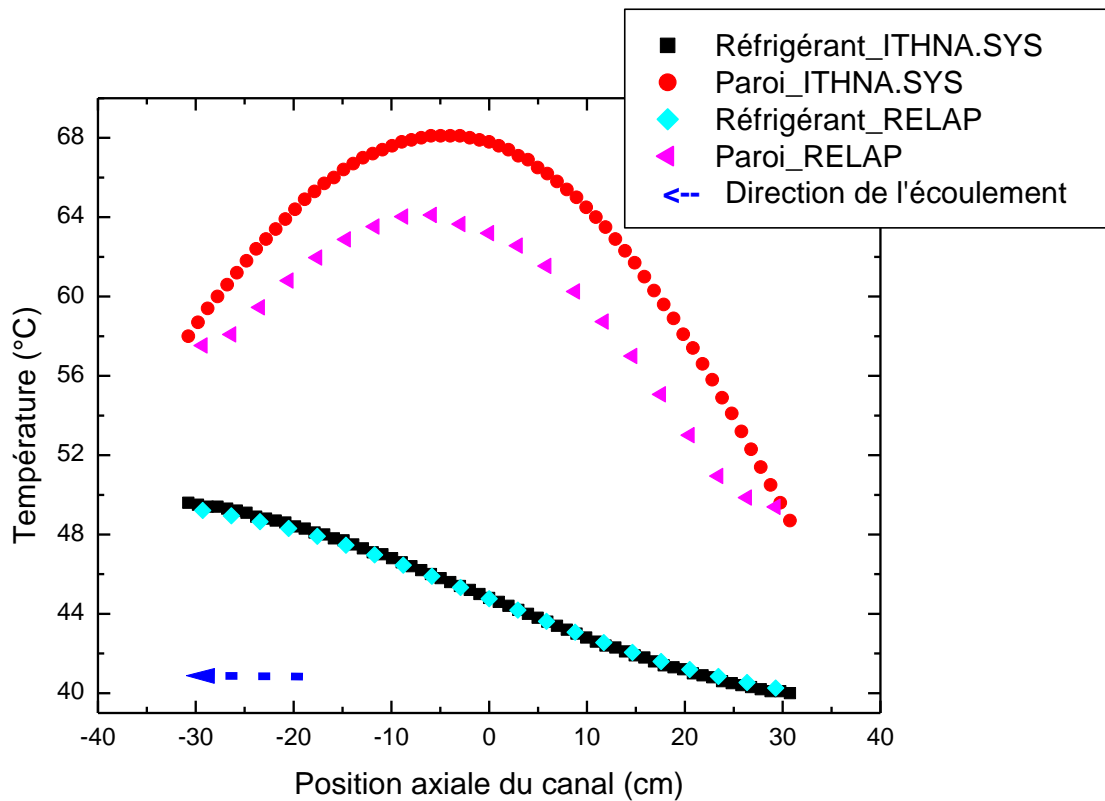


Figure IV.12. Températures du réfrigérant et paroi combustible dans le canal le plus chaud.

Par ailleurs, le ΔT_{moyen} à travers le cœur a été déterminée pour un fonctionnement du réacteur à 1MW. La valeur de 3,8 °C obtenue est en très bon accord avec la valeur mesurée qui est de 3,7 °C (Livre d'opérations du Réacteur NUR, CRND, 2011).

IV.4.3. Modes d'opération d'ITHNA_SYS

ITHNA_SYS fonctionne en 2 modes : on line et off line.

Dans son mode online (Figure IV.13), ITHNA_SYS reçoit, de la salle de contrôle du réacteur, des données d'opération du réacteur qui sont actualisées toutes les 500 millisecondes.

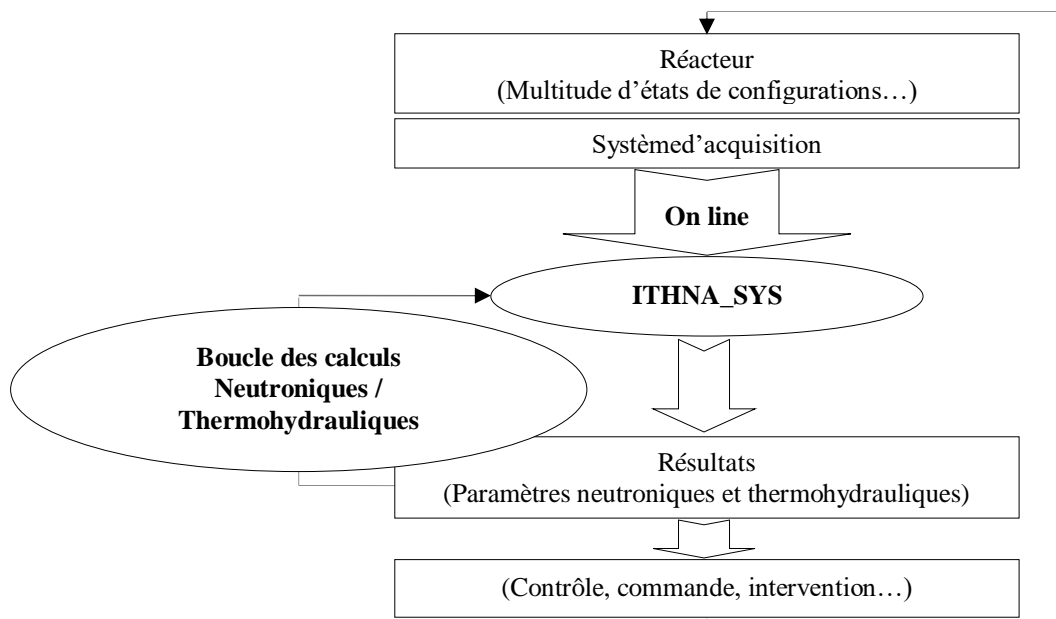


Figure IV.13. Mode 'On line' du système ITHNA_SYS.

Dans ce mode de fonctionnement, ITHNA_SYS affiche en temps réel divers paramètres physiques d'importance pour la sûreté du réacteur NUR et se présente comme un outil opérationnel très utile de suivi et d'aide à la décision pour l'opérateur du réacteur.

Dans le mode off line (Figure IV.14), ITHNA_SYS constitue un outil idéal pour les expérimentateurs (pour l'optimisation des conditions d'irradiation), pour les physiciens du réacteur (pour l'élaboration d'études paramétriques, l'investigation et la validation des modèles neutroniques et T / H, les études paramétriques et de sensibilité, la mise à jour du rapport de sûreté, etc...) et la formation d'étudiants en génie nucléaire.

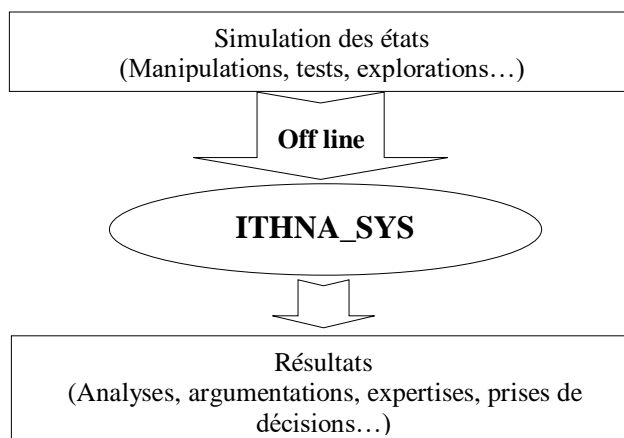


Figure IV.14. Mode 'Off line' du système ITHNA_SYS.

IV.4.4. Qualification et ressorts

ITHNA_SYS se présente comme un outil universel qui s'adapte facilement à tout réacteur de recherche de type MTR. Il suffit d'adapter les données opérationnelles du réacteur et les données géométriques et de composition des cellules du cœur du réacteur.

Les principaux paramètres qui peuvent être déterminés par ITHNA_SYS sont récapitulés dans le tableau suivant :

Tableau IV.4. Principaux paramètres calculés par ITHNA_SYS.

Données de flux neutroniques	Données de puissance	Données de réactivité
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Distributions à 3 groupes ▪ Distributions à 5 groupes ▪ Par zone et dans le cœur ▪ Distributions axiales ▪ Distributions dans le cœur ▪ Flux max dans le cœur ▪ ... 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Puissance totale / zone ▪ Distributions axiales / élément ▪ Distributions de puissance / cœur ▪ Densités de puissance / élément ▪ Puissance maximale dans le cœur ▪ Facteurs de points chauds (P) ▪ ... 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Facteurs de multiplications K_{eff} ▪ Réactivité absolue ▪ Réactivités différentielles ▪ Recherche de criticité ▪ Efficacités de barres de contrôle ▪ Effets d'interférence ▪ ...
Données thermohydrauliques	Données du burnup	Inventaire
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Flux de chaleur maximal ▪ Facteurs de point chauds (q) ▪ Vitesses du réfrigérant ▪ Températures de la paroi combustible ▪ Températures du réfrigérant ▪ Températures de sortie cœur ▪ ... 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Distributions / zone ▪ Burnup moyen du cœur ▪ Taux de consommation combustible ▪ Burnup maximal du cœur ▪ Densités des actinides et produits de fission ▪ ... 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Composition du cœur ▪ Nombre d'éléments déchargés ▪ Historique de réarrangement ▪ ...

ITHNA_SYS est développé pour suivre l'évolution dans le temps des paramètres physiques du réacteur et principalement le taux de combustion (burnup) par élément combustible qui est important pour les rapports de recensement des matières nucléaires requises pour les

garanties de l'AIEA. De plus, grâce à l'analyse de ce paramètre, on peut optimiser l'utilisation du combustible nucléaire en optimisant la combustion dans les éléments combustibles avant leur extraction finale du cœur du réacteur. ITHA_SYS est également très utile pour les expérimentateurs et physiciens de cœur par la détermination des distributions de flux de neutrons et la recherche d'une maximisation sélective de flux de neutrons utiles dans des endroits spécifiques du noyau à des fins d'irradiation, tout en veillant à ce que les limites thermohydrauliques de sûreté soient respectées (facteur du point chaud, température de la paroi combustible ...). ITHNA_SYS assure aussi un suivi continu de l'inventaire des actinides et des produits de fission nécessaire à l'évaluation rapide du terme source en cas d'accident radiologique. Dans l'analyse de conception, ITHNA_SYS fournit un outil efficace pour vérifier les critères de conception pour un réacteur de recherche nucléaire et assurer une analyse approfondie des phénomènes liés aux barres de contrôle comme la détermination des efficacités en fonction du taux de combustion et des réarrangements de configuration ainsi que l'évaluation des effets d'interférence des barres de contrôle.

A partir des différentes pièces modulaires du système développé ITHNA_SYS dans cette partie du travail, l'utilisateur dispose d'interfaces de description, de contrôle, d'exécution et d'affichage des résultats, qui le rendent capable de suivre les paramètres de sûreté d'importance dans le réacteur à analyser.

IV.5. L'utilisation d'ITHNA.SYS pour la gestion du cœur du réacteur NUR

Une fonctionnalité très importante que ITHNA.SYS peut opérer, qui est la réalisation est de parvenir à une gestion efficace du cœur du réacteur et de prévoir à l'avance le comportement du combustible à l'intérieur du cœur. La gestion du cœur du réacteur consiste à gérer la distribution des barres (plaques) de combustible standards, des barres de commande et du reste des composants du cœur comme l'eau, les réflecteurs ...etc.

L'un des résultats les plus importants d'une bonne gestion du cœur du réacteur est la détermination de la période, du début et de la fin du cycle du combustible nucléaire (Nous parlons seulement de la durée pendant laquelle le combustible reste dans le réacteur ici), et l'utilisation optimale de ce combustible dans le but d'exploiter le réacteur à un coût minimum et avec une sûreté et une sécurité maximales.

Cette opération doit être faite à l'avance à programmer les changements qui doivent être apportés au cœur du réacteur et de déterminer les nouveaux éléments qui doivent être inclus, ainsi que les éléments qui doivent être retirés et dirigés vers le stockage, le retraitement ou retournés au fabricant. Le cycle du combustible dans les réacteurs de puissance est spécifique et connu pour chaque type (BWR, PWR...etc.) (Patarin, 2002) et (Graves, 1979), par contre, le procédé n'est pas spécifié dans les réacteurs de recherche, en raison de plusieurs facteurs, dont la différence de configuration d'un réacteur à l'autre - même entre les réacteurs de même type, ainsi que le but d'utilisation et le mode de fonctionnement. C'est pourquoi il était important de déterminer le cycle du combustible au cœur du réacteur de recherche, et cela dans le cadre d'un procédé de gestion intégrée du cœur du réacteur et en utilisant des programmes informatiques.

IV.5.1. Cycle du combustible du réacteur NUR

La fin de cycle de combustible à l'intérieur du réacteur signifie simplement la nécessité d'une intervention externe du fait de l'incapacité du réacteur à garantir le fonctionnement (ceci est dû notamment au manque de matière critique suffisante pour assurer la réaction en chaîne), ou au moins en raison de l'incapacité à atteindre l'un des buts de fonctionnement du réacteur, tels que la production d'énergie, le flux neutronique approprié ou la fin de la durée de vie de l'un des composants (par exemple l'un des éléments de combustibles a atteint la BU maximale autorisée.).

ITHNA.sys peut donner (à partir de l'exploitation des bases de données neutroniques réalisés dans le cadre de ce travail) une estimation de la durée du cycle du combustible du réacteur NUR. Qu'elle est près de 180 jours avec une puissance de fonctionnement de 1 MW, (ou 180 MWD) à partir de premier démarrage du réacteur selon la configuration X1, et cela est dû par ce que le facteur de multiplication K atteint la valeur nulle, autrement dit, l'incapacité de la masse de combustible dans le réacteur à assurer la réaction en chaîne. La **figure IV.15** montre la diminution du facteur de multiplication effectif du réacteur NUR.

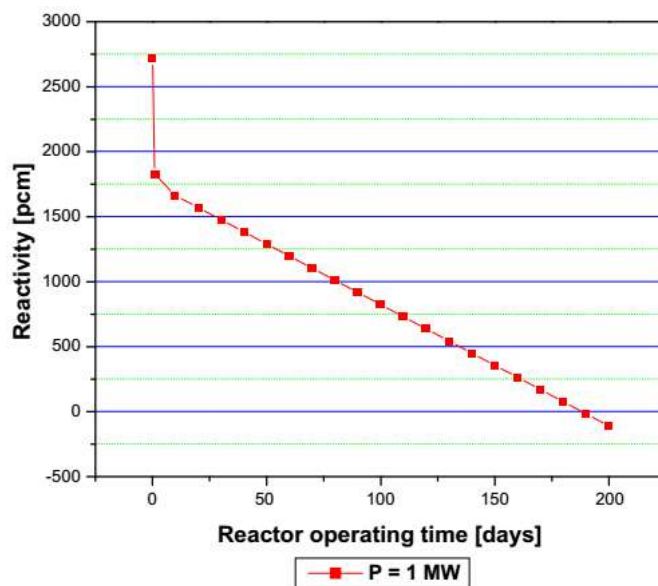
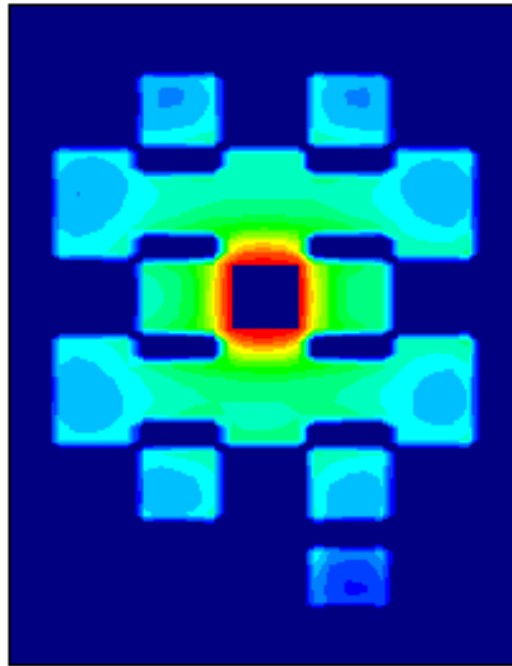


Figure IV.15. Diminution du facteur de multiplication effectif du réacteur NUR en fonction du temps de fonctionnement.

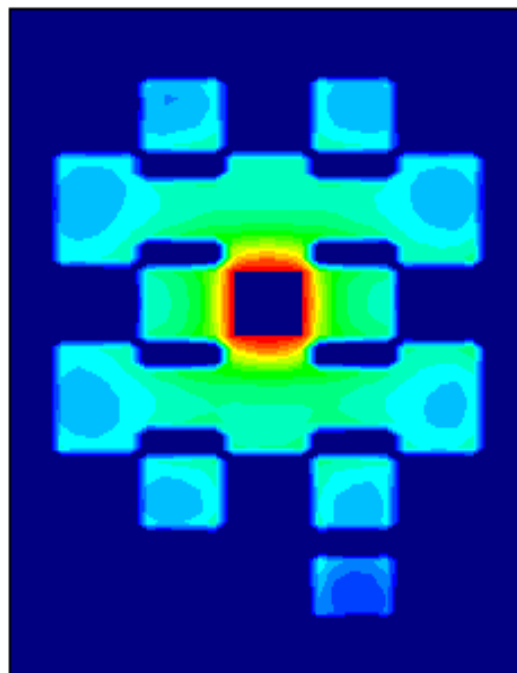
IV.5.2. Evolution de Flux et de distribution de puissance

Le réacteur de recherche NUR étant de type MTR, il se consacre principalement à l'étude de divers matériaux en les exposant à un flux de neutrons, qui doit être le plus grand possible. Par conséquent, ce paramètre est l'élément le plus important sur lequel se concentrer lors de la conception du cœur du réacteur. NUR fonctionnant en configuration X1, et cette distribution a fourni un flux qui peut atteindre une valeur de ($3E13$ n/cm²-s pour le Flux thermique, $1,5E13$ n/cm²-s Flux épi thermique et $0,2E13$ Flux rapide), dans le canal central - qui est la valeur la plus élevée- cependant que d'autres canaux fournissent moins de flux.

Et comme les réacteurs de recherche ne sont pas destinés à produire de l'énergie, ce paramètre n'est pas important sauf pour montrer la capacité de chaque élément du combustible à produire de l'énergie et son effet sur l'usure de ces éléments. On voit très clairement la quantité d'énergie produite par les éléments centraux (FE3, 5, 6 et 9), qu'elle est très élevée par rapport aux la quantité extraite par les éléments périphériques (FE1, 2, 4, 7, 8, 11 et 12). Cette distribution se poursuit également tout au long du cycle du combustible mais elle diminue avec le temps, de début de cycle (BOC) (**figure IV.16a**) jusqu'à la fin du cycle (EOC) (**figure IV.16b**). Ce changement ne peut pas être facilement observé.



(a)



(b)

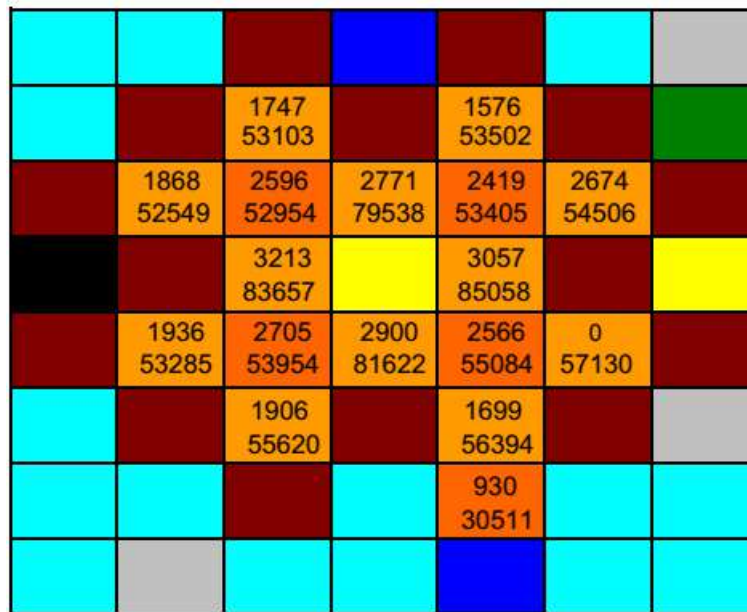
Figure IV.16. La distribution de la densité de puissance [Watt/cc] dans le cœur du réacteur NUR a) au début du cycle (BOC) b) à la fin du cycle (EOC).

IV.5.2. Evolution du Burnup

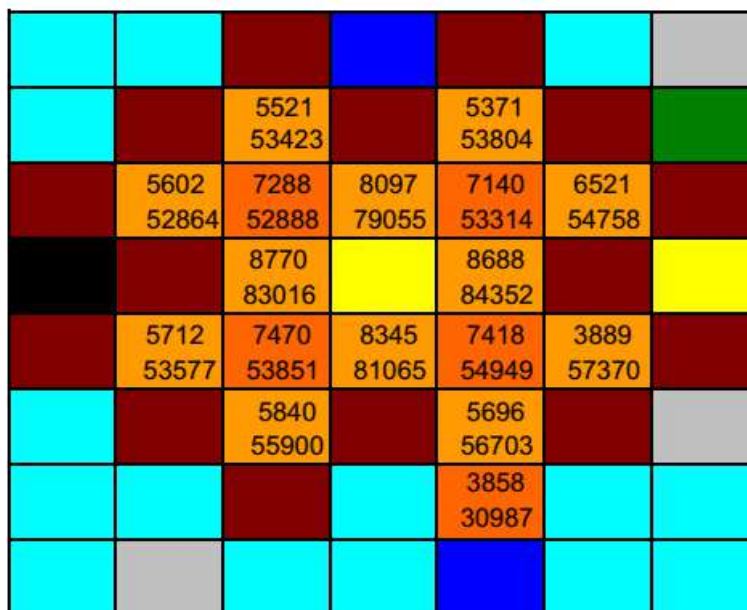
Le suivi précis de ce paramètre (l'évolution du burnup) est la base de la gestion du cœur du réacteur, et est au cœur de ce travail. La diminution de la matière critique à la suite de

l'épuisement du combustible conduira éventuellement à l'incapacité du réacteur à fournir le flux nécessaire, et conduira finalement à l'incapacité du réacteur à fonctionner du tout.

La **figure IV.17a** montre que les éléments utilisés au début du cycle du combustible X1 n'étaient pas tous neufs (élément **FE10** seulement), mais cela était suffisant pour permettre au réacteur de fonctionner et de fournir les valeurs de flux indiquées dans la section précédente.



(a)



(b)

Figure IV.17. La distribution du Burn-up dans le cœur du réacteur NUR **a**) au début du cycle (BOC) **b**) à la fin du cycle (EOC).

Pour que cela se produise, les éléments de combustibles se sont épuisés avec le temps, et il est clair que l'épuisement des éléments au centre où le flux de neutrons est plus élevé est plus rapide que celle des éléments dans le périphérique où le flux diminue. Cela conduit à une diminution de la quantité d'uranium fissile dans le cœur du réacteur, donc la masse critique diminue. Cette diminution ne signifie pas nécessairement la fin de vie de tous (ou même certains) les éléments de combustible dans le cœur, mais plutôt un épuisement partiel, comme le montre la **figure IV.17b**. Le Burnup de divers éléments en fin de cycle est bien inférieur à la valeur maximale de combustion, qui est généralement estimée à **45 MWD/TU** (et peut atteindre dans des conditions idéales de fonctionnement, une limite de **60 MWD/TU**) (la plus grande valeur **8770 MWD/TU** l'élément **E6** la valeur la plus basse **3889 MWD/TU** l'élément **E10**), et donc ces plaques peuvent continuer à être utilisées, mais dans une nouvelle configuration, toute intervention pour réapprovisionner la masse critique signifie redistribuer les éléments existants, est ajouter un nouveau élément ou moins. ITHNA.sys peut réaliser ce processus complexe et proposer plusieurs solutions. Cette fonctionnalité donne un avantage et une priorité à ce programme, ce qui en fait un programme unique en son genre.

IV.6. Conclusion

Dans le cadre d'une série de travaux et de recherches continus dans le but d'établir un système-expert pour faire gérer le cœur du réacteur NUR et prédire le comportement du combustible et des différents composants du réacteur, le programme ITHNA.sys a été conçu, ce programme calcule tous les paramètres thermohydrauliques et neutroniques du réacteur en temps réel, et détermine les mesures à prendre afin d'assurer un fonctionnement sûr, correct et fiable et en plus rentable de réacteur NUR. Les résultats obtenus dans ce travail couvrent l'aspect le plus important de ce programme, qui est l'aspect neutronique, et tout ce qui y est lié, le flux, la puissance produite, la radioactivité et l'usure des divers éléments combustibles, dans le cœur du réacteur.

Chapitre V : Résultats & Discussions

Résultats & Discussions

V.1 Introduction :

Les combustibles nucléaires passent par différentes étapes, appelées le cycle du combustible nucléaire, dans le troisième chapitre, nous avons présenté la méthode de fabrication du combustible nucléaire du type MTR utilisé dans le réacteur de recherche NUR. Notre étude porte sur l'analyse des modifications résultant de l'utilisation du combustible nucléaire au cours des deux dernières étapes du cycle du combustible nucléaire, à savoir le stade de sa présence dans le réacteur (Y compris les deux cas: sous irradiation et à l'état de repos), puis la phase de combustible épuisé, qui correspond à la période d'extraction du combustible du réacteur pour diverses raisons, notamment pour des raisons neutroniques telles que son incapacité à assurer la réaction en chaîne, ou pour d'autres raisons telles que la détérioration de la situation du combustible due à la durée de son séjour au sein de l'installation, sous ou sans l'irradiation. Dans ce chapitre, nous passerons en revue les résultats obtenus et en analyserons le résultat à l'aide des deux codes.

À l'aide du code ORIGEN, nous avons calculé le changement de composition isotopique d'un élément combustible unique, ainsi que la radioactivité, l'énergie thermique produite et le spectre d'énergie des photons de cet élément.

En utilisant WIMS et par la technique de calcul de cellules, nous calculons la modification de la composition isotopique de l'élément combustible, ainsi que le calcul du flux de neutrons et des sections efficaces macroscopiques de la cellule, à utiliser dans le calcul du cœur.

V.2 Evolution du combustible nucléaire :

Avant la mise en marche du réacteur, le combustible frais du type MTR est constitué principalement d'oxyde d'uranium U_3O_8 , l'uranium contient uniquement les isotopes U235 (20%), U238 (80%) dans le cas du réacteur NUR, avec l'oxygène, l'hydrogène et l'aluminium du gain. Le **tableau V.1** présente les caractéristiques principales de l'élément combustible MTR utilisé au réacteur NUR. L'exposition du combustible à un flux de neutrons va changer la composition du combustible par l'apparition de nouveaux isotopes d'une part et d'autre part, par l'évolution des isotopes initiaux de l'uranium en fonction du temps.

Tableau V.1. Les caractéristiques principales de l'élément combustible standard de type plaques utilisé au réacteur NUR.

Nombre de plaques standards	19
largeur active	0,60 cm
hauteur active	61,5 cm
épaisseur de la gaine	0,04 cm
largeur de l'élément combustible	7,6 cm
épaisseur du "meat" combustible	0,07 cm
épaisseur de l'élément combustible	8,01 cm
épaisseur de la paroi	0,5 cm
distance entre plaques	0,27 cm
pas entre plaques	0,42 cm
masse de l'u235 par élément combustible	290,950 g
densité de l'uranium	3g/cm ³
densité de l'aluminium	2,7g/cm ³
densité de l'eau	1g/cm ³
densité de l' U_3O_8	8,4g/cm ³

Le code ORIGEN donne un inventaire des isotopes de l'élément combustible avec un grand nombre d'isotopes estimés à 129 actinides ou noyaux filles et à 856 produits de

fission. Pendant que WIMS/D4 a donné 33 nuclides et un pseudo-fission (un élément qui représente les autres produits de fission). Nous remarquons la différence significative dans le rapport isotopique entre les deux codes, ce qui explique pourquoi ORIGEN convient mieux à l'inventaire de nuclides, tandis que WIMS convient mieux au calcul des sections efficaces et au flux de neutrons nécessaire au calcul du cœur. Les travaux de (Letaim, 2007), (Meftah et al, 2008) et de (Zeggar et al, 2008) ont fourni une étude approfondie de l'inventaire des isotopes du réacteur de recherche NUR à l'aide du code de calcul WIMS/D4. Notre travail est basé sur ORIGEN pour inventorier et calculer les masses et les ratios d'isotopes dans le combustible. Le **tableau V.2** illustre tous les nucléides présents dans les combustibles qui sont classés par leurs sources d'apparence, c'est-à-dire par capture de neutrons, ou par fission.

Tableau V.2. La liste des isotopes obtenus par ORIGEN divisés en deux cases (a) pour les actinides+noyaux filles et (b) pour les produits de fission de l'élément combustible MTR obtenus, Les éléments qui sont obtenus par WIMS/D4 inclus aussi dans la liste en gras et souligné.

ACTINIDES + NOYAUX FILLES							
HE 4	BI210	RN219	TH228	U233	NP240	AM242M	CM250
TL206	BI211	RN220	TH229	U234	NP241	AM242	CM251
TL207	BI212	RN222	TH230	<u>U235</u>	PU236	AM243	BK249
TL208	BI213	FR221	TH231	<u>U236</u>	PU237	AM244M	BK250
TL209	BI214	FR223	TH232	U237	PU238	AM244	BK251
PB206	PO210	RA222	TH233	<u>U238</u>	<u>PU239</u>	AM245	CF249
PB207	PO211M	RA223	TH234	U239	<u>PU240</u>	AM246	CF250
PB208	PO211	RA224	PA231	U240	<u>PU241</u>	CM241	CF251
PB209	PO212	RA225	PA232	U241	<u>PU242</u>	CM242	CF252
PB210	PO213	RA226	PA233	NP235	PU243	CM243	CF253
PB211	PO214	RA228	PA234M	NP236M	PU244	CM244	CF254
PB212	PO215	AC225	PA234	NP236	PU245	CM245	CF255
PB214	PO216	AC227	PA235	NP237	PU246	CM246	ES253
BI208	PO218	AC228	U230	NP238	AM239	CM247	ES254M
BI209	AT217	TH226	U231	NP239	AM240	CM248	ES254
BI210M	RN218	TH227	U232	NP240M	AM241	CM249	ES255
							SF250

(a)

PRODUITS DE FISSION

H 3	BR 79	AS 89	SR 98	PD106	AG114	IN122	I130	TE139	CS148	PR157
LI 6	BR 79M	SE 89	Y 98	AG106	CD114	IN122M	I130M	I139	BA148	ND157
LI 7	KR 79	BR 89	ZR 98	Y107	IN114	SN122	XE130	XE139	LA148	PM157
BE 9	CU 80	KR 89	NB 98	ZR107	IN114M	SB122	CD131	CS139	CE148	SM157
BE 10	ZN 80	RB 89	NB 98M	NB107	SN114	SB122M	IN131	BA139	PR148	EU157
C 14	GA 80	SR 89	MO 98	MO107	MO115	TE122	SN131	LA139	ND148	GD157
NI 66	GE 80	Y 89	TC 98	TC107	TC115	RH123	SB131	CE139	PM148	PR158
CU 66	AS 80	Y 89M	RB 99	RU107	RU115	PD123	TE131	PR139	PM148M	ND158
ZN 66	SE 80	AS 90	SR 99	RH107	RH115	AG123	TE131M	TE140	SM148	PM158
CU 67	BR 80	SE 90	Y 99	PD107	PD115	CD123	I131	I140	CS149	SM158
ZN 67	BR 80M	BR 90	ZR 99	PD107M	AG115	IN123	XE131	XE140	BA149	EU158
ZN 68	KR 80	KR 90	NB 99	AG107	AG115M	IN123M	XE131M	CS140	LA149	GD158
ZN 69	CU 81	RB 90	NB 99M	ZR108	CD115	SN123	CD132	BA140	CE149	PR159
ZN 69M	ZN 81	RB 90M	MO 99	NB108	CD115M	SN123M	IN132	LA140	PR149	ND159
GA 69	GA 81	SR 90	TC 99	MO108	IN115	SB123	SN132	CE140	ND149	PM159
ZN 70	GE 81	Y 90	TC 99M	TC108	IN115M	TE123	SB132	PR140	PM149	SM159
GA 70	AS 81	Y 90M	RU 99	RU108	SN115	TE123M	SB132M	TE141	SM149	EU159
GE 70	SE 81	ZR 90	RB100	RH108	TC116	PD124	TE132	I141	EU149	GD159
ZN 71	SE 81M	ZR 90M	SR100	RH108M	RU116	AG124	I132	XE141	CS150	TB159
ZN 71M	BR 81	SE 91	Y100	PD108	RH116	CD124	XE132	CS141	BA150	ND160
GA 71	KR 81	BR 91	ZR100	AG108	PD116	IN124	CS132	BA141	LA150	PM160
GE 71	KR 81M	KR 91	NB100	AG108M	AG116	SN124	BA132	LA141	CE150	SM160
GE 71M	ZN 82	RB 91	NB100M	CD108	AG116M	SB124	IN133	CE141	PR150	EU160
CO 72	GA 82	SR 91	MO100	ZR109	CD116	SB124M	SN133	PR141	ND150	GD160
NI 72	GE 82	Y 91	TC100	NB109	IN116	TE124	SB133	ND141	PM150	TB160
CU 72	AS 82	Y 91M	RU100	MO109	IN116M	PD125	TE133	TE142	SM150	DY160
ZN 72	AS 82M	ZR 91	RB101	TC109	SN116	AG125	TE133M	I142	EU150	ND161
GA 72	SE 82	NB 91	SR101	RU109	TC117	CD125	I133	XE142	BA151	PM161
GE 72	BR 82	SE 92	Y101	RH109	RU117	IN125	I133M	CS142	LA151	SM161
CO 73	BR 82M	BR 92	ZR101	RH109M	RH117	IN125M	XE133	BA142	CE151	EU161
NI 73	KR 82	KR 92	NB101	PD109	PD117	SN125	XE133M	LA142	PR151	GD161
CU 73	ZN 83	RB 92	MO101	PD109M	AG117	SN125M	CS133	CE142	ND151	TB161
ZN 73	GA 83	SR 92	TC101	AG109	AG117M	SB125	BA133	PR142	PM151	DY161
GA 73	GE 83	Y 92	RU101	AG109M	CD117	TE125	IN134	PR142M	SM151	PM162
GE 73	AS 83	ZR 92	SR102	CD109	CD117M	TE125M	SN134	ND142	EU151	SM162
GE 73M	SE 83	NB 92	Y102	NB110	IN117	PD126	SB134	I143	BA152	EU162
CO 74	SE 83M	SE 93	ZR102	MO110	IN117M	AG126	SB134M	XE143	LA152	GD162
NI 74	BR 83	BR 93	NB102	TC110	SN117	CD126	TE134	CS143	CE152	TB162
CU 74	KR 83	KR 93	MO102	RU110	SN117M	IN126	I134	BA143	PR152	TB162M
ZN 74	KR 83M	RB 93	TC102	RH110	TC118	SN126	I134M	LA143	ND152	DY162
GA 74	GA 84	SR 93	TC102M	RH110M	RU118	SB126	XE134	CE143	PM152	SM163
GE 74	GE 84	Y 93	RU102	PD110	RH118	SB126M	XE134M	PR143	PM152M	EU163

[Tapez le titre du document]

CO 75	AS 84	ZR 93	RH102	AG110	PD118	TE126	CS134	ND143	SM152	GD163
NI 75	SE 84	NB 93	PD102	AG110M	AG118	AG127	CS134M	I144	EU152	TB163
CU 75	BR 84	NB 93M	SR103	CD110	AG118M	XE126	BA134	XE144	EU152M	TB163M
ZN 75	BR 84M	BR 94	Y103	NB111	CD118	CD127	SN135	CS144	GD152	DY163
GA 75	KR 84	KR 94	ZR103	MO111	IN118	IN127	SB135	BA144	LA153	SM164
GE 75	GA 85	RB 94	NB103	TC111	IN118M	IN127M	TE135	LA144	CE153	EU164
GE 75M	GE 85	SR 94	MO103	RU111	SN118	SN127	I135	CE144	PR153	GD164
AS 75	AS 85	Y 94	TC103	RH111	RU119	SN127M	XE135	PR144	ND153	TB164
NI 76	SE 85	ZR 94	RU103	PD111	RH119	SB127	XE135M	PR144M	PM153	DY164
CU 76	SE 85M	NB 94	RH103	PD111M	PD119	TE127	CS135	ND144	SM153	SM165
ZN 76	BR 85	NB 94M	RH103M	AG111	AG119	TE127M	CS135M	I145	EU153	EU165
GA 76	KR 85	BR 95	SR104	AG111M	CD119	I127	BA135	XE145	GD153	GD165
GE 76	KR 85M	KR 95	Y104	CD111	CD119M	XE127	BA135M	CS145	LA154	TB165
AS 76	RB 85	RB 95	ZR104	CD111M	IN119	AG128	SN136	BA145	CE154	DY165
SE 76	GE 86	SR 95	NB104	NB112	IN119M	CD128	SB136	LA145	PR154	DY165M
NI 77	AS 86	Y 95	MO104	MO112	SN119	IN128	TE136	CE145	ND154	HO165
CU 77	SE 86	ZR 95	TC104	TC112	SN119M	SN128	I136	PR145	PM154	DY166
ZN 77	BR 86	NB 95	RU104	RU112	RU120	SB128	I136M	ND145	PM154M	HO166
GA 77	BR 86M	NB 95M	RH104	RH112	RH120	SB128M	XE136	PM145	SM154	HO166M
GE 77	KR 86	MO 95	RH104M	PD112	PD120	TE128	CS136	SM145	EU154	ER166
GE 77M	RB 86	BR 96	PD104	AG112	AG120	I128	BA136	XE146	GD154	ER167
AS 77	RB 86M	KR 96	Y105	CD112	CD120	XE128	BA136M	CS146	LA155	ER167M
SE 77	SR 86	RB 96	ZR105	MO113	IN120	CD129	SB137	BA146	CE155	ER168
SE 77M	GE 87	SR 96	NB105	TC113	IN120M	IN129	TE137	LA146	PR155	YB168
NI 78	AS 87	Y 96	MO105	RU113	SN120	SN129	I137	CE146	ND155	ER169
CU 78	SE 87	ZR 96	TC105	RH113	RH121	SN129M	XE137	PR146	PM155	TM169
ZN 78	BR 87	NB 96	RU105	PD113	PD121	SB129	CS137	ND146	SM155	YB169
GA 78	KR 87	MO 96	RH105	AG113	AG121	TE129	BA137	PM146	EU155	ER170
GE 78	RB 87	KR 97	RH105M	AG113M	CD121	TE129M	BA137M	SM146	GD155M	TM170
AS 78	SR 87	RB 97	PD105	CD113	IN121	I129	SB138	XE147	GD155	TM170M
SE 78	SR 87M	SR 97	Y106	CD113M	IN121M	XE129	TE138	CS147	CE156	YB170
CU 79	GE 88	Y 97	ZR106	IN113	SN121	XE129M	I138	BA147	PR156	ER171
ZN 79	AS 88	ZR 97	NB106	IN113M	SN121M	CD130	XE138	LA147	ND156	TM171
GA 79	SE 88	NB 97	MO106	MO114	SB121	IN130	CS138	CE147	PM156	YB171
GE 79	BR 88	NB 97M	TC106	TC114	RH122	SN130	CS138M	PR147	SM156	ER172
AS 79	KR 88	MO 97	RU106	RU114	PD122	SB130	BA138	ND147	EU156	TM172
SE 79	RB 88	KR 98	RH106	RH114	AG122	SB130M	LA138	PM147	GD156	YB172
SE 79M	SR 88	RB 98	RH106M	PD114	CD122	TE130	SB139	SM147	CE157	

(b)

Une petite classe d'isotopes est importante soit pour le fonctionnement du réacteur, c'est-à-dire pour l'augmentation ou la diminution par absorption du nombre de neutrons produits,

ou en matière de radioactivité, où certains isotopes puissants peuvent constituer une source de risque.

Par ailleurs, de nombreux isotopes n'ont pas l'importance nécessaire, soit en raison de leur très petite quantité, tels que : Br96, Ce175, Co72, Co74, Cu67, Cu80, Cu81, Ga70 et Zr90m..... etc. Ou à cause de sa demi-vie très court, que ces éléments disparaissent rapidement du combustible nucléaire comme : Ag109m (40s), Po218 (3,1min) etc.

V.2.1. Evolution des actinides

Le changement de la composition en actinides entraîne une modification du comportement du combustible, ce qui a une incidence sur les performances du cœur du réacteur. L'analyse du comportement du combustible a été effectuée sur la base de la composition en actinides pendant plusieurs périodes de fonctionnement du réacteur(Permana et al, 2016).

Tableau V.3. La liste des masses des actinides majeurs et actinides mineurs obtenus par ORIGEN on fonction du burnup du combustible du type MTR.

		BURNUP (MWD/TU)				
		0	3000	15000	30000	45000
Actinides Majeurs	U235	2.910E+02	4.809E-02	3.112E-04	2.974E-05	9.094E-07
	U236	0.000E+00	1.152E+01	2.985E-03	2.800E-04	1.120E-05
	U237	0.000E+00	6.621E-02	1.292E-03	1.979E-04	1.047E-05
	U238	1.164E+03	9.389E+02	2.813E+02	3.549E+01	1.493E+00
	U239	0.000E+00	1.438E-03	5.673E-04	8.790E-05	4.703E-06
	PU238	0.000E+00	5.127E+00	6.271E-02	7.274E-03	2.806E-04
	PU239	0.000E+00	6.276E+00	1.613E+00	2.031E-01	8.526E-03
	PU240	0.000E+00	2.149E+00	5.542E-01	6.977E-02	2.932E-03
	PU241	0.000E+00	2.651E+00	6.859E-01	8.652E-02	3.641E-03
	PU242	0.000E+00	2.838E+00	7.329E-01	9.233E-02	3.882E-03
Actinides Mineurs	PU243	0.000E+00	1.967E-03	6.689E-04	1.035E-04	5.532E-06
	PU244	0.000E+00	9.822E-03	2.172E-02	6.312E-03	1.028E-04
	NP237	0.000E+00	4.097E+00	4.588E-02	5.713E-03	2.375E-04
	NP239	0.000E+00	2.066E-01	8.140E-02	1.260E-02	6.731E-04
	AM241	0.000E+00	4.670E-02	9.177E-03	9.425E-04	3.119E-05
	AM242M	0.000E+00	1.129E-03	2.218E-04	2.278E-05	7.539E-07
	AM242	0.000E+00	2.940E-04	7.581E-05	9.530E-06	3.991E-07
	CM242	0.000E+00	5.392E-02	1.350E-02	1.652E-03	6.662E-05
CM243	0.000E+00	4.039E-03	1.020E-03	1.252E-04	5.060E-06	

	CM244	0.000E+00	4.529E+00	1.522E+00	1.942E-01	8.264E-03
Total des Actinides	TOTAL	1.455E+03	9.823E+02	2.889E+02	3.654E+01	1.653E+00

Nous soulignons les éléments d'intérêt, soit en matière d'impact sur le fonctionnement du réacteur ou en matière d'irradiation du combustible. Les plus importants d'entre eux sont, bien sûr les deux isotopes constituant la masse initiale du combustible, l'U235 et l'U238, et nous notons clairement la diminution constante de ces isotopes en fonction du burnup du combustible. Au cours de l'irradiation du combustible, les neutrons sont absorbés par U238, ce qui entraîne la production de Pu239 dans le combustible. Ce dernier peut également subir une capture ou une fission de neutrons conduisant à une accumulation d'autres transuraniens et produits de fission (Buck et al, 2004). Les variations des masses des principaux actinides en fonction du Burnup obtenus par ORIGEN pour un élément combustible MTR sont présentées dans le **tableau V-3**. Concernant les actinides majeurs (uranium et plutonium), les isotopes à considérer sont les isotopes 235 à 238 pour l'uranium et 238 à 242 pour le plutonium. Concernant les actinides mineurs (le neptunium, l'américium et le curium), les isotopes à considérer en premier lieu sont les isotopes Np237, Am 241 et Am 243 ainsi que Cm 242 et Cm 244.

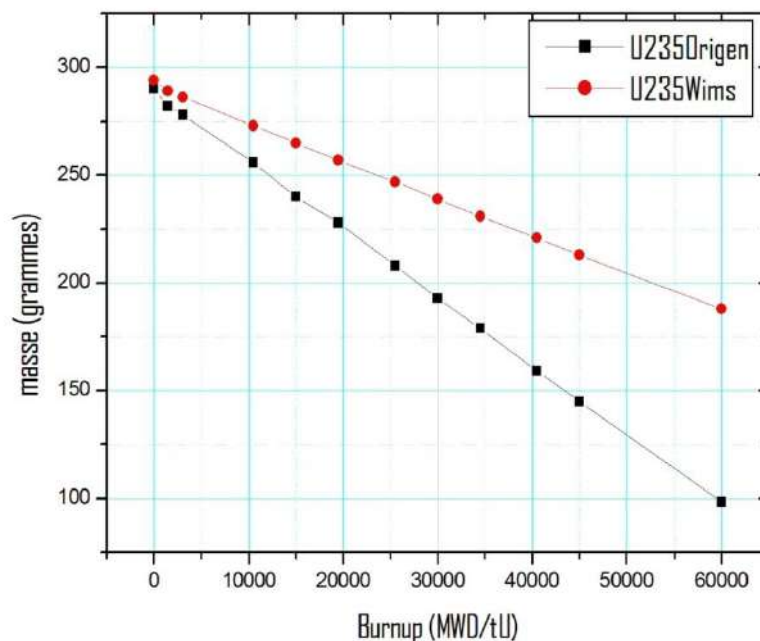


Figure V.1. Évolution de la masse de l'isotope d'U235 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

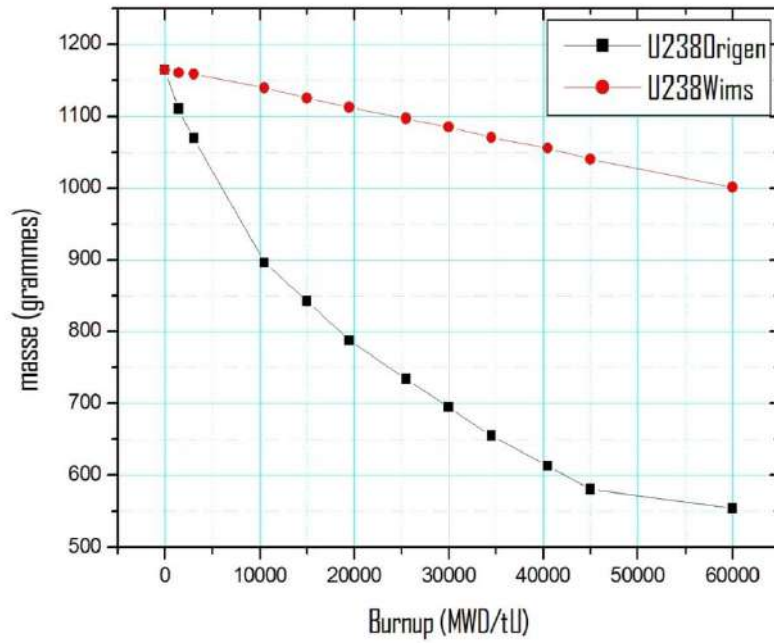


Figure V.2. Évolution de la masse de l'isotope d'U238 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

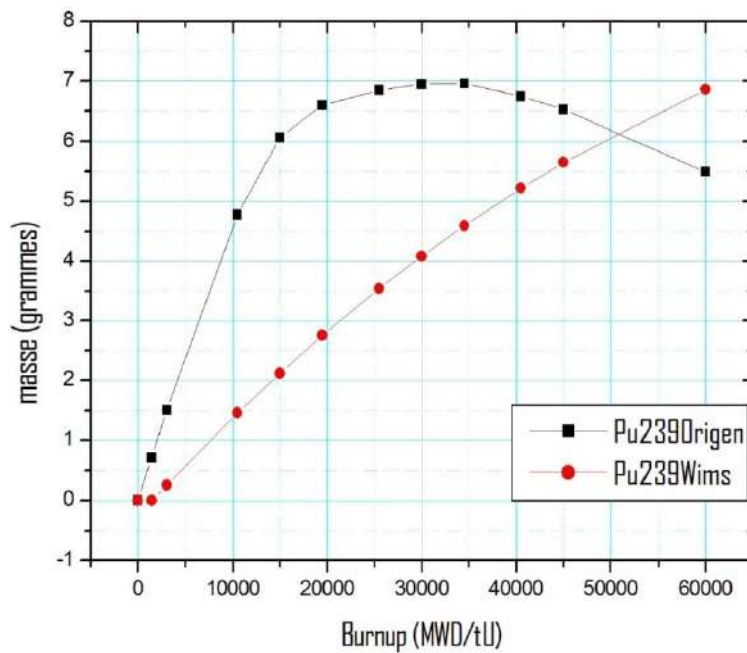


Figure V.3. Évolution de la masse de l'isotope du Pu239 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

V.2.2. Evolution des produits de fission

La majeure partie des produits de fission se forment par la fission des noyaux d'U235, à cause de sa section efficace de fission très grande (environ 550 barns aux énergies thermiques). Les autres produits de fission proviennent soit de la fission du Pu239, soit de la capture de neutrons ou de la décroissance radioactive d'autres produits de fission (Letaim, 2007).

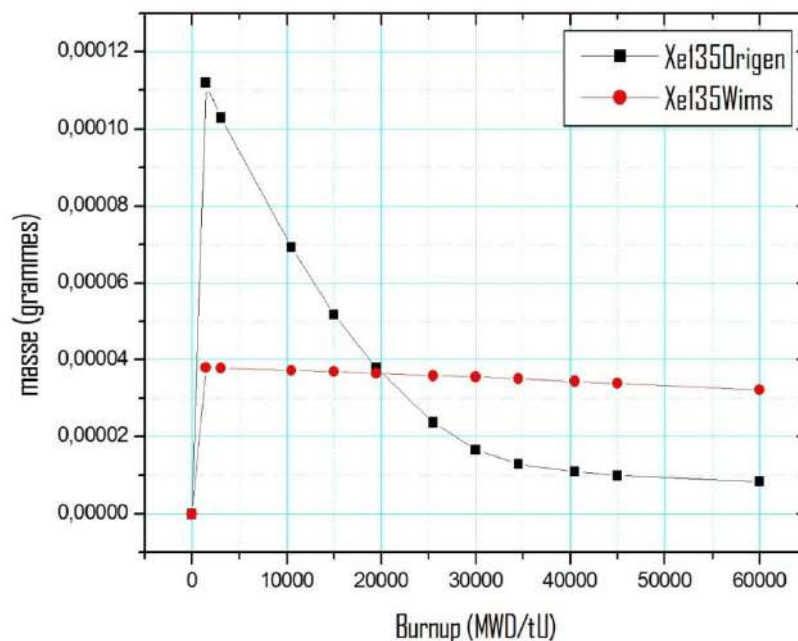


Figure V.4. Évolution de la masse de l'isotope du Xe135 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

Un produit de fission n'aura d'importance, du point de vue neutronique, que si lui-même ou l'un au moins de ses descendants est très capturant, soit parce que sa concentration peut devenir très élevée (sa section efficace de capture n'étant pas négligeable), soit parce que sa section efficace de capture est très grande (sa concentration n'étant pas négligeable). Ainsi, les produits de fission les plus importants qui affectent le fonctionnement du réacteur, et plus précisément l'effet du flux de neutrons de fission, et de la production d'énergie dans le combustible sont Xe135 et Sm149, étant donné que le premier a une section efficace

d'absorption neutronique $\sigma_a=8E-9At/barn-cm$ et le second $\sigma_a=6.75E-9At/barn-cm$, ces propriétés permettent à ces éléments d'absorber une grande quantité de neutrons sans produire de neutrons supplémentaires, ce qui affaiblit le facteur de multiplication de combustible, c'est pourquoi nous les appelons des poisons. La **figure V.4** montre l'évolution des noyaux de Xe135, elle montre aussi l'évolution du Xe135 obtenu par WIMSD/4 (Meftah et al, 2008), (Letaim, 2007). La même chose pour les noyaux de Sm149 où leur évolution est montrée dans la **figure V.5**. Ici, nous pouvons observer la différence entre les valeurs que nous obtenons par ORIGEN et celle-ci obtenus par WIMS.

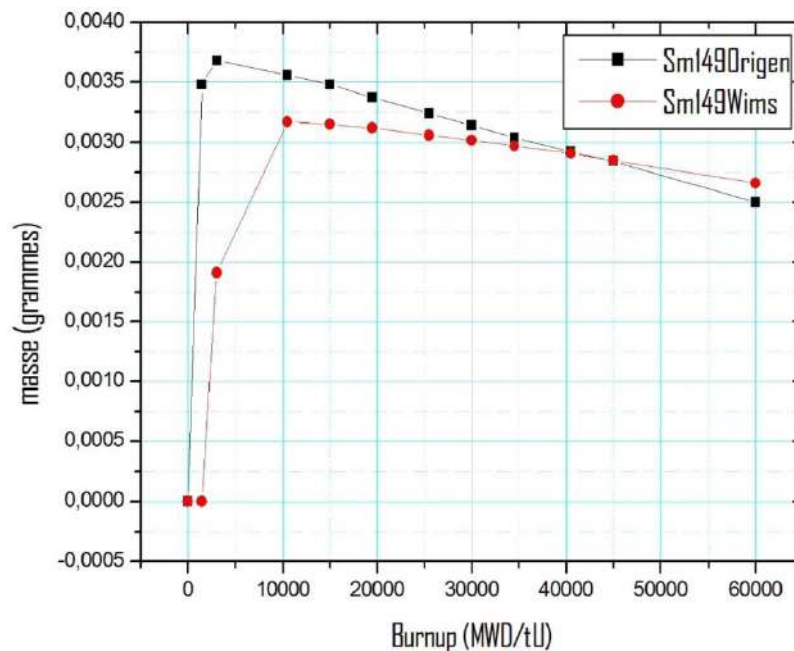


Figure V.5.Évolution de la masse de l'isotope du Sm149 en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

V.2.3. Effet de l'évolution du combustible sur la production des neutrons :

Le facteur de multiplication **K-infini** est l'indicateur réel de la capacité de combustible pour assurer la production de la chaleur, il reflète le nombre de neutrons produits à chaque fois. Comme le montre la **figure V.6** ce coefficient diminue dans la mesure où la quantité d'U235 dans le combustible diminue, mais l'émergence rapide des noyaux de Xe135 et de Sm149 montre leur effet sur la baisse soudaine de la courbe K-infini, puis ce courbe va modérer sa

diminution due à la saturation dans la production de xénon, ainsi que l'accumulation de noyaux de Pu239 qui produisent également les neutrons de fission.

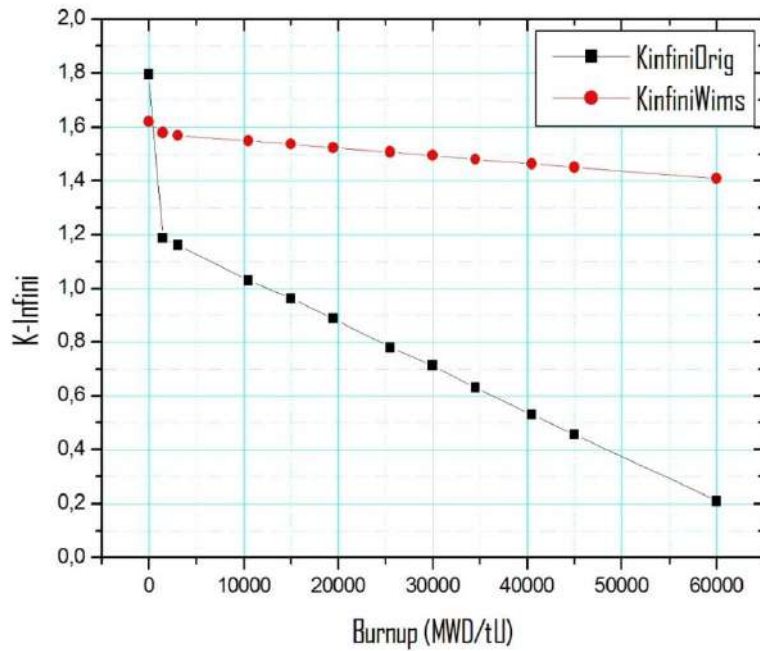


Figure V.6. Variation de K-infini en fonction de Burnup d'un élément de combustible de type MTR.

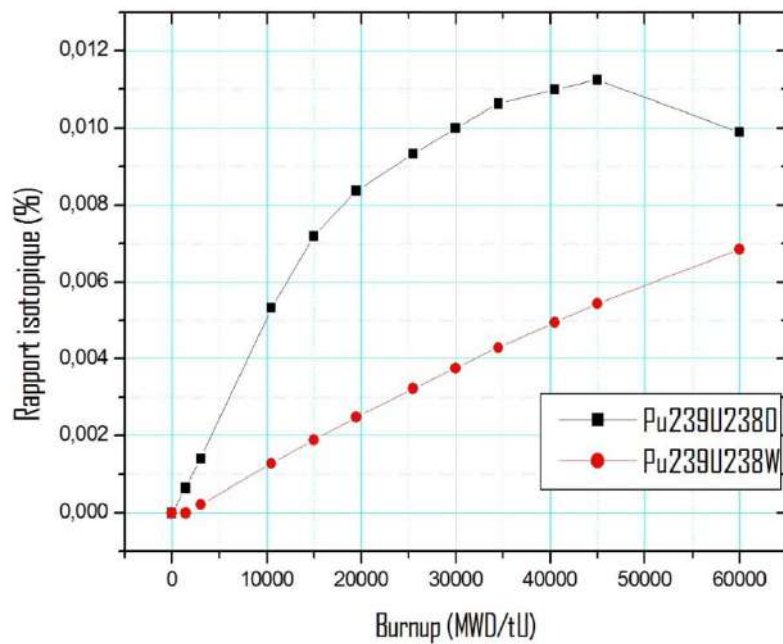


Figure V.7. Le rapport isotopique de Pu239/U238 initial d'un élément de combustible de type MTR.

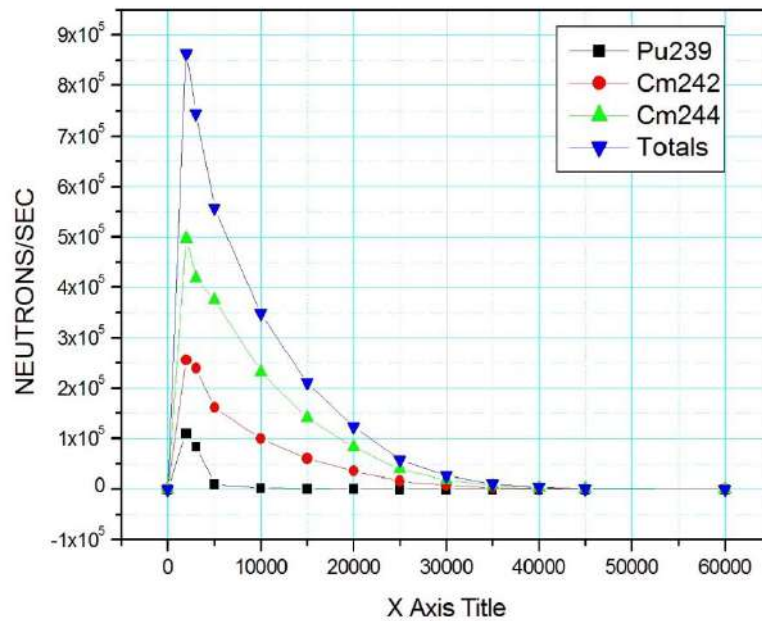
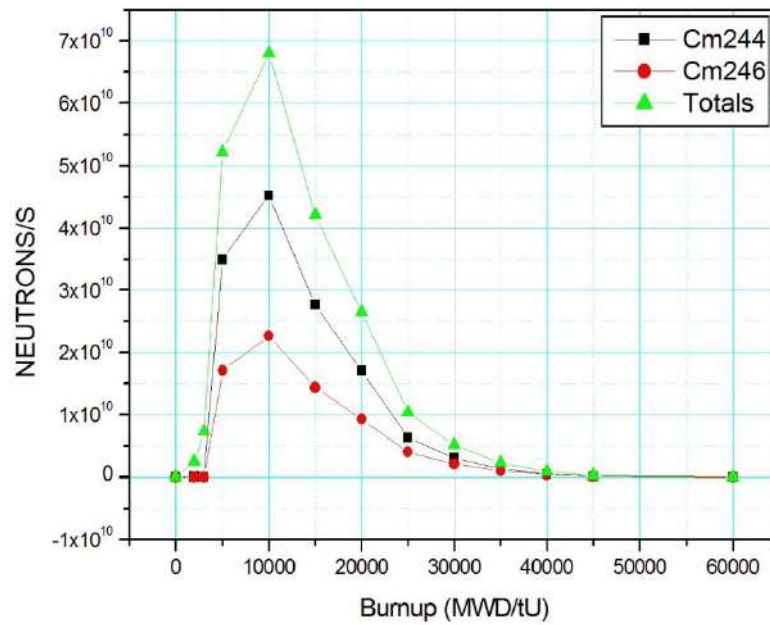


Figure V.8. Taux de production des neutrons fonction du Burnup d'un élément de combustible de type MTR. (a) neutrons spontanés (b) neutrons retardés.

Au cours du fonctionnement du réacteur, la concentration de l'U235 diminue, cependant, l'U238 peut être converti en combustible fissile en capturant un neutron et se transformer en Pu239 qui est lui un isotope fissile. Grâce à cette réaction l'U238 prend le nom d'isotope fertile. Ce processus s'appelle la **conversion**(Letaim, 2007). La **figure V.7** montre le rapport isotopique des masses de l'isotope Pu239, par rapport à la masse de l'U238.

Pour la production des neutrons dans le combustible, ceci est fait de deux manières, à savoir Les neutrons de fission qui apparaissent immédiatement après la fission sont appelés neutrons de fission spontanés, où les noyaux de Cm244, Cm246, Cf252 et Cf254 sont les plus productifs, puis les neutrons retardés qui sont associés de la désintégration alpha où les noyaux de Pu238, Cm242 et Cm244 sont les plus efficaces. La **figure V.8** montre Taux de production des neutrons fonction du Burnup d'un élément de combustible par ces deux voies.

V.3. L'état chimique du combustible irradié :

Tableau V.4. La liste éléments chimiques présentes dans le combustible irradié.

Le groupe	Les éléments			
Actinide	TH	PU	BK	U
	PA	AM	CF	NP
	ES	CM	ES	
Métal alcalin	FR	RB	LI	CS
Métal alcalino-terreux	RA	SR	BE	BA
Calogène	PO	SE	TE	
Halogène	BR	I		
Lanthanide	LA	SM	HO	TB
	CE	EU	ER	DY
	PR	GD	TM	
	ND	PM	YB	
Metalloïde	GE	AS	SB	
Gaz nobles	HE	KR	XE	
Non Métal	H	C		
Métal Pauvre	PB	GA	SN	IN
	BI			
Métal de Transition	SF	Y	RU	AG
	CO	ZR	RH	CD
	NI	NB	PD	TC

	CU	MO	ZN
--	----	----	----

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, les composants du combustible qui n'étaient initialement que de l'uranium et de l'oxygène en plus de la gaine en aluminium est devient extrêmement complexe en raison de la diversité des éléments présents et de leur concentration respective (Johnson et al, 2005). Ces éléments appartiennent à différentes familles chimiques, le **tableau V.4** répertorie tous ces éléments classés par affiliation chimique. Ce développement continu de l'élément combustible en plus de la chaleur extrême, du flux de neutrons et de la propagation du rayonnement nucléaire aura une incidence considérable sur l'état chimique de cet élément. Par conséquent, une description précise de la situation chimique du combustible est nécessaire pour le stockage ou le traitement du combustible usé (Bruno et Ewing, 2006), ainsi que pour son impact sur la sécurité des travailleurs des centrales nucléaires et de la population. Les pourcentages de poids de chaque famille dans un élément du combustible MTR irradié (burnup = 45 GWD/tU), sont présentés sous forme graphique dans la **figure V.9** en comparaison avec les résultats du (Buck et al, 2004).

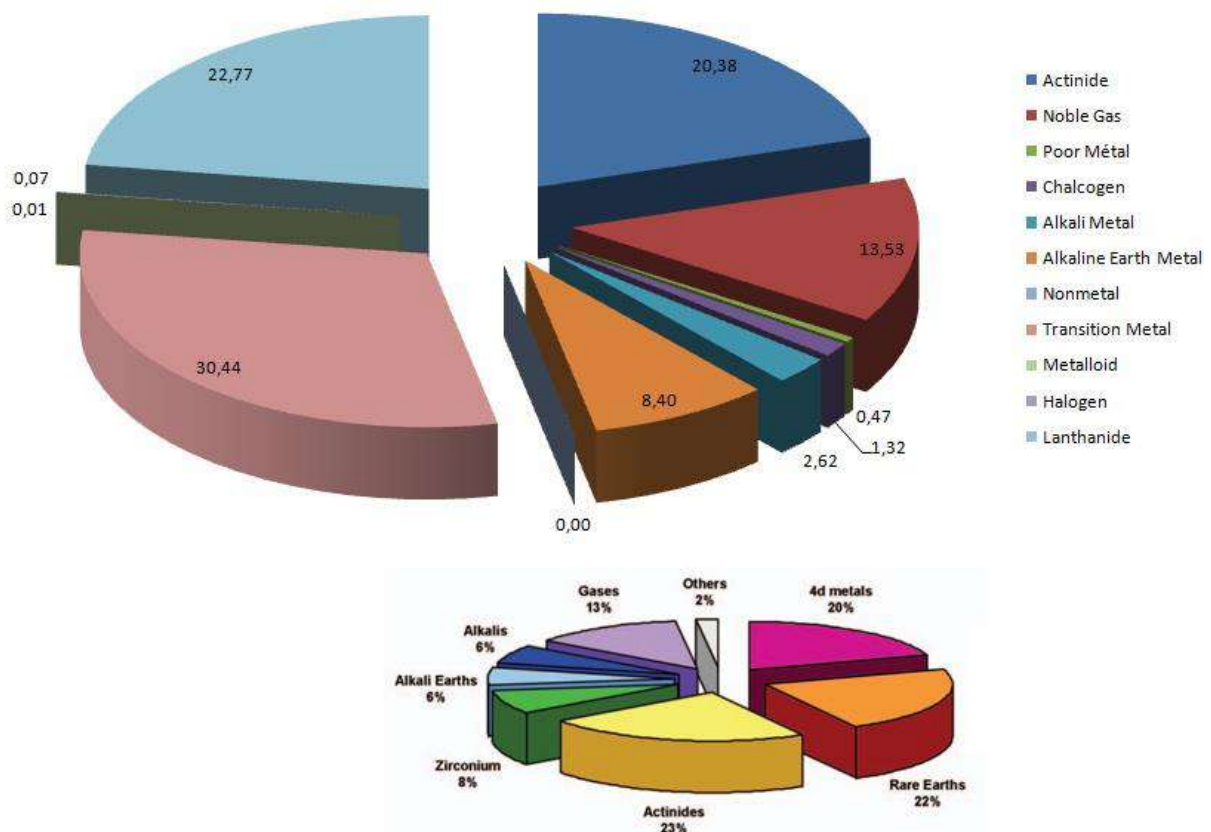


Figure V.9. Diagramme montre les proportions relatives des principaux types de produits de fission et les éléments de transurinium qui se trouvent dans le combustible usé modérée (Buck et al., 2004).

V.3.1. La répartition des éléments dans le combustible irradié :

Les changements survenant au cours des opérations du réacteur ont un effet profond sur les propriétés chimiques et physiques de ce matériau. Du point de vue chimique et selon (Kleykamp, 1985), les produits de fission (fp) peuvent être classés comme suit :

1. Gaz de fission (fg) et autres éléments volatils : Br, Kr, Rb, I, Xe, Cs, Te ;
2. Produits de fission formant des précipités métalliques : Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Ag, Cd, In, Sn, Sb, Se, Te ;
3. Produits de fission formant des oxydes précipités : Rb, Sr, Zr, Nb, Mo, Se, Te, Cs, Ba ;
4. Produits de fission dissous sous forme d'oxydes dans la matrice de combustible : Rb, Sr, Y, Zr, Nb, La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu.

Il existe des transitions continues entre les groupes (2) et (3) en raison de la teneur en oxygène de certains oxydes de produits de fission et du combustible, ce qui modifie sa composition au cours du processus de fission. Des transitions se produisent également entre les groupes (3) et (4)

L'accumulation de la chaleur dans la plaque de combustible pendant le fonctionnement du réacteur peut entraîner une redistribution des produits de fission. Les produits de fission peuvent s'agréger dans l'un des trois types de précipités ; gazeux, métallique ou oxyde, dépend de la combustion et du traitement dans le cœur. Les dommages causés par les radiations et les variations des rendements de fission et de capture de neutrons sur les plaques de combustible entraînent un enrichissement en Plutonium et une porosité accrue avec un taux de combustion croissant. La répartition des éléments n'est pas homogène à l'intérieur d'une seule (**figure V.10**) en raison du gradient thermique raide dans une pastille (température jusqu'à 1700 ° C au centre de la pastille et décroissant à 400 ° C à sa gaine). Les excursions thermiques pendant le fonctionnement du réacteur peuvent provoquer un grossissement de la taille des grains et de la micro fracturation étendue. Les éléments volatils, tels que Cs et I, migrent vers les limites des grains, les fractures et le "gap" entre le

bord de la plaque de combustible et la gaine métallique environnante. L'usure n'est pas uniforme à travers la pastille de combustible. Epuisement plus élevé au bord de la plaque conduisent à des concentrations plus élevées de Pu239 au bord du combustible, à une augmentation de la porosité et à la polygonisation des grains d'UO₂, ce qui entraîne une réduction de la taille des grains individuels (~ 0,15 à 0,3 μm) Le soi-disant "effet de bord" (**figure V.10**). Ainsi, le combustible usé a une chimie complexe dans un assemblage de phase très mixte qui résulte de son histoire thermique, de la neutronique et de la composition initiale du combustible.

La répartition de ces composants dans la couche mince de combustible nucléaire est illustrée graphiquement dans la **figure V.10**.

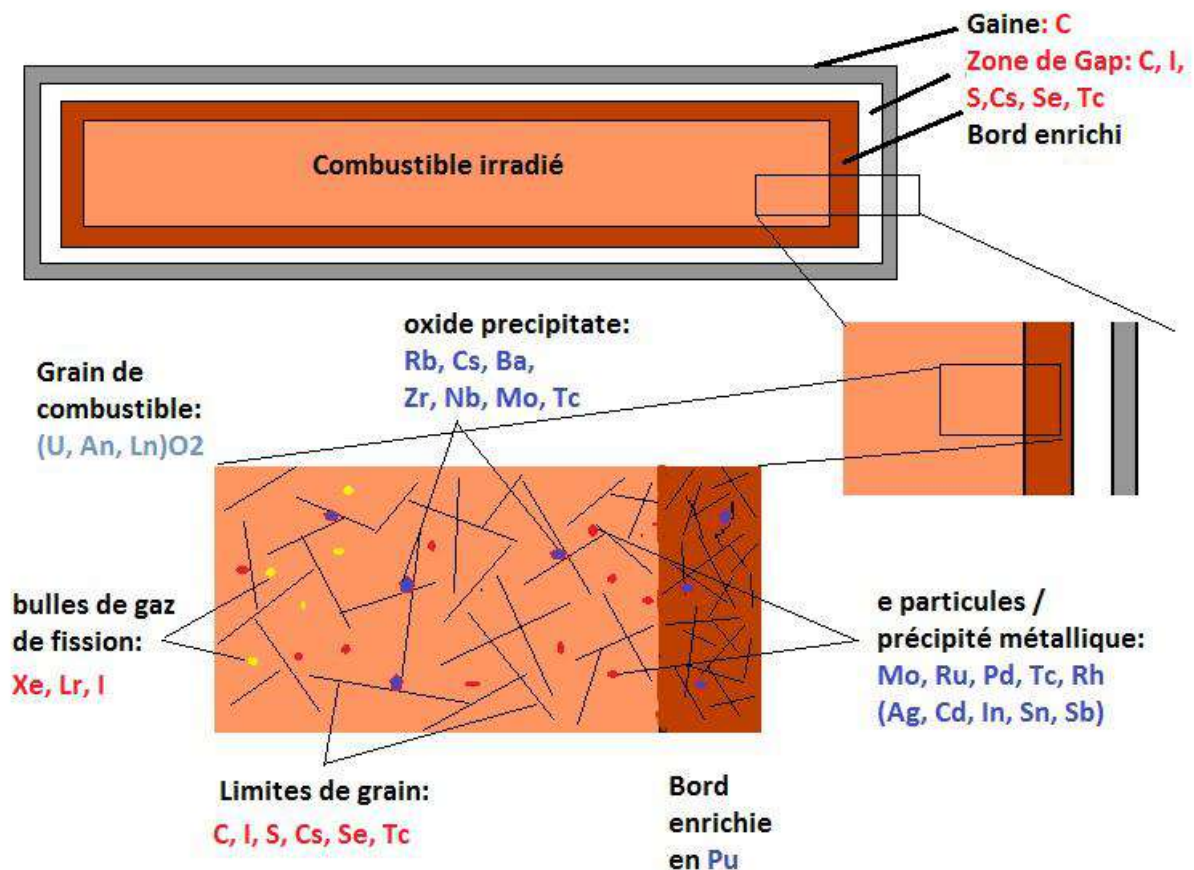


Figure V.10. Le schéma microstructure en coupe transversale d'une plaque de combustible irradié, et la distribution des actinides et des produits de fission après la combustion dans le réacteur. Les étiquettes **rouges** indiquent une libération presque instantanée au contact de l'eau ; le **bleu** indique des taux de libération plus lents. An=actinides et Ln=lanthanides. Figure adaptée de [Buck, 2004](#) et [Shoesmith, 2000](#).

V.3.2. Les gaz formés dans le combustible nucléaire :

Une attention particulière doit être accordée aux produits de fission de nature gazeux en raison des risques de fuite du combustible nucléaire, non seulement en cas d'accident, mais également en cas de fissures même minimes dans la gaine du combustible et des gaz nucléaires. Pendant le fonctionnement du réacteur, les gaz de fission se forment dans la matrice UO_2 du combustible nucléaire, leur quantification est importante pour évaluer leur impact sur les paramètres critiques concernant le comportement du combustible pendant l'irradiation et le stockage provisoire (ou à long terme), tels que la pression interne du bar de combustible et le gonflement du combustible (González-Robles et al., 2016).

Tableau V.5. La liste des masses des principaux isotopes de gaz rares Xénon et Krypton obtenus par ORIGEN en fonction du Burnup du combustible de type MTR.

		BURNUP (MWD/TU)				
		0	3000	15000	30000	45000
Hélium	HE4	0.000E+00	3.595E-02	1.293E-01	1.365E-01	1.205E-01
Isotopes du Xénon	XE128	0.000E+00	3.396E-01	1.295E+00	1.050E+00	6.561E-01
	XE129	0.000E+01	1.399E-02	1.078E-01	8.679E-02	5.410E-02
	XE130	0.000E+02	1.271E+00	5.681E+00	4.108E+00	2.320E+00
	XE131	0.000E+03	7.254E-01	3.167E-01	1.366E-01	7.578E-02
	XE132	0.000E+04	2.591E+01	4.911E+01	5.618E+01	4.848E+01
	XE133	0.000E+05	2.189E-02	1.089E-02	6.620E-03	6.222E-03
	XE134	0.000E+06	2.032E+01	4.466E+01	4.984E+01	4.455E+01
	XE135	0.000E+07	1,03E-04	5,17E-05	1,66E-05	9,92E-06
	XE136	0.000E+08	3.452E+01	8.213E+01	1.002E+02	1.026E+02
		XE	0.000E+09	8.312E+01	1.833E+02	2.116E+02
Isotopes du krypton	KR 81	0.000E+10	1.283E-06	3.746E-05	1.013E-04	1.467E-04
	KR 82	0.000E+11	4.954E-02	2.283E-02	7.483E-03	5.145E-03
	KR 83	0.000E+12	9.404E-02	2.913E-02	8.168E-03	5.100E-03
	KR 84	0.000E+13	2.197E+00	3.622E+00	3.247E+00	2.122E+00
	KR 85	0.000E+14	2.552E-01	3.105E-01	3.027E-01	2.262E-01
	KR 86	0.000E+15	2.414E+00	4.179E+00	4.816E+00	4.871E+00
		KR	0.000E+16	5.010E+00	8.163E+00	8.381E+00
% de la masse total du combustible		0,00	17,58	16,99	16,31	15,50

Environ 15% des produits de fission générés sont constitués des gaz rares Xénon et Krypton (Rest et al., 2019). Nos résultats étaient dans le même domaine, Le pourcentage de

tous les isotopes de gaz rares dans le combustible est estimé à 16,18% à 3 GWD/TU puis diminue jusqu'à 15% à 6 GWD/TU, qui comme ils ont une très faible solubilité dans UO_2 , diffusent à travers la matrice vers les joints de grains et / ou dans les pores préexistants, forment des noyaux intra et inter bulles granulaires et, quand une voie interconnectée de porosité ouverte est établie, s'échappent vers l'espace de gaine de combustible et le plénum. La plaque de combustible constitue la première barrière à la libération de produits de fission dans l'environnement et leur présence dans le combustible nuit à la réponse thermomécanique du combustible. De plus, le rejet de produits de fission gazeux de la plaque de combustible dans l'espace vide de cette dernière dégrade la conductivité thermique de cet espace, ce qui entraîne une augmentation de la température du centre du combustible, une libération supplémentaire de gaz de fission et une augmentation subséquente de la pression interne exercée sur le revêtement (White et Tucker, 1983), (Lewis, 1988).

V.4. La Radioactivité du combustible nucléaire

La radioactivité des composants du combustible nucléaire et son impact potentiel sur l'homme et l'environnement constituent des paramètres clés de sécurité qui doivent être surveillés tout au long du cycle du combustible.

V.4.1. Radioactivité du combustible nucléaire dans le réacteur :

La méthode que nous avons adoptée pour distinguer les isotopes du combustible nucléaire irradié consiste à classer ces isotopes par demi-vie de chacun, en trois catégories : courte, moyenne et longue demi-vie.

- **Isotopes à courte demi-vie** « moins d'un an »: en plus de posséder une courte demi-vie, leur quantité dans le combustible est très faible, mais leur radioactivité pendant le fonctionnement du réacteur est énorme et représente la majeure partie de la radioactivité de chaque élément combustible. Les plus importants de ces éléments sont Xe^{135} , Rh^{105} , Pm^{148} et Ru^{103} (voir **figure V.11**).

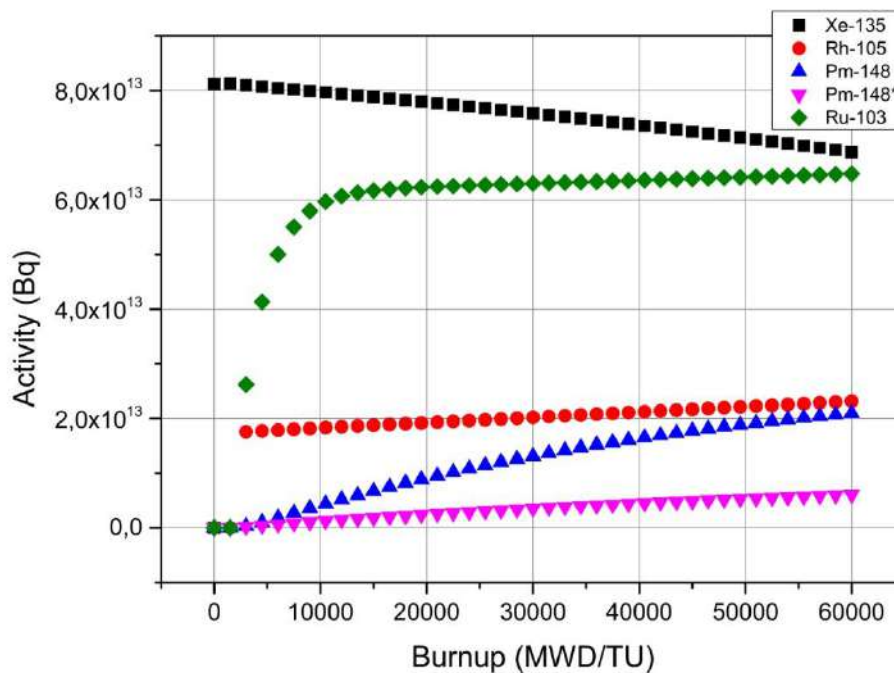


Figure V.11. Radioactivité de produits de fission decourte demi-vie dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.

- **Isotopes à demi-vie moyenne «1-100 ans»:** tels que le Pu241 où sa radioactivité est d'environ 1,2 E12 Bq au taux de combustion égal à 60 Gwd/TU. Le plus actif des produits de fission dans ce groupe est la P147m, qui atteint dix fois (1,6 E13Bq) le rayonnement calculé du Pu241. La **figure V.12** montre la radioactivité des deux isotopes ci-dessus ainsi que d'autres isotopes importants tels que Pm147, Cs134, Eu155, Sm151 et Eu154 respectivement, en fonction de leur rayonnement.

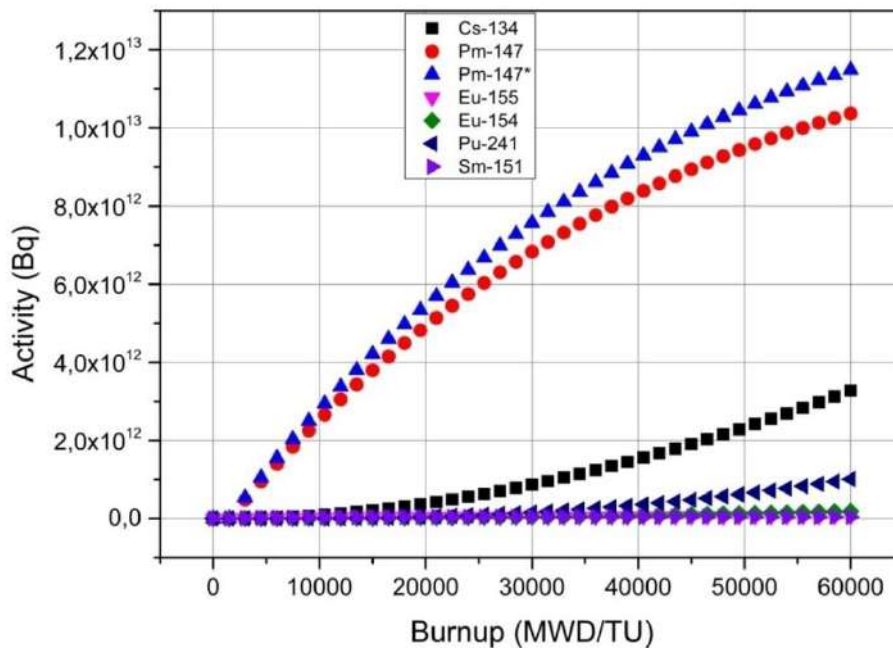
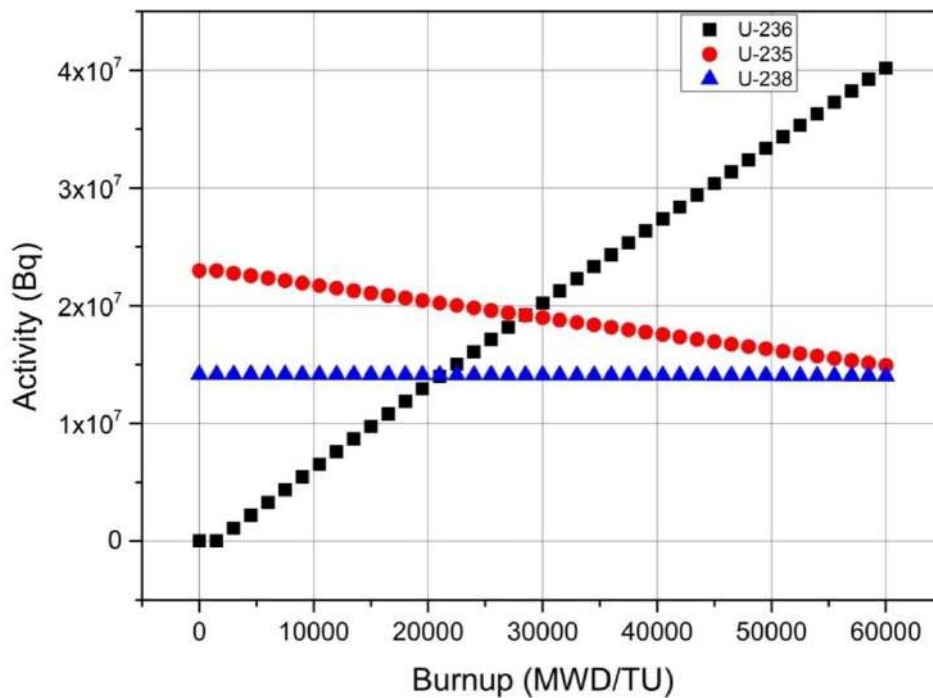
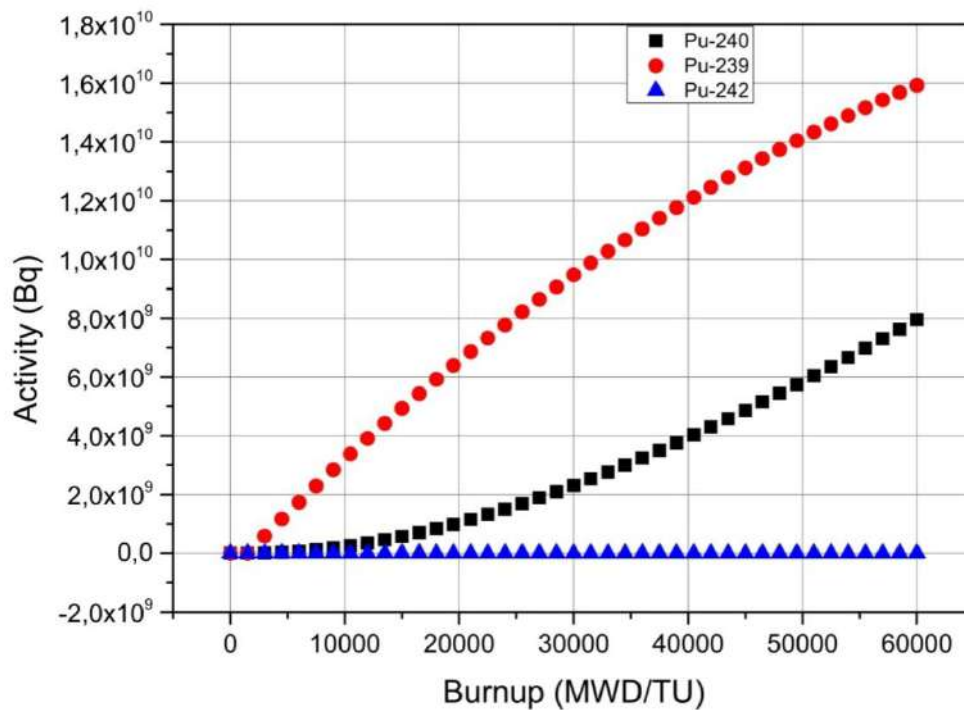


Figure V.12. Radioactivité de produits de fission de demi-vie moyenne dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR, en fonction du burnup.

- **Isotopes à longue demi-vie** « plus de 100 ans » : ils sont divisés en deux groupes. Le premier groupe est constitué des produits de fission tels que Cs-135, Sm-147, In-115 et Cd-113, plus le Tc-99, qui est le plus actif avec une radioactivité de $1,3647 \times 10^{22}$ Bq à BU=60 Gwd/TU (voir **figure V.14**). Le second est celui des actinides lourds ou transuraniens. Il est principalement composé des chaînes de plutonium (**figure V.13.b**) et d'uranium (**figure V.13.a**) produites par une capture neutronique des noyaux U-238 et U-235, respectivement. Le plus important et le plus actif de ce groupe est le Pu-239, sa radioactivité atteint $1,6 \times 10^{10}$ Bq pour une valeur de combustion de 60 Gwd/TU, comme le montre la **figure V.11.b**, cet isotope de plutonium est un radioélément de haute énergie, est également le principal contributeur à la radiotoxicité à long terme du combustible utilisé, et doit donc être géré de manière optimale (Mouney, 2002). Le nuclide qui a une grande quantité et faible activité est l'U-236.



a) Isotopes d' Uranium



b) Isotopes de Plutonium

Figure V.13. Radioactivité des actinides de longue demi-vie dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.

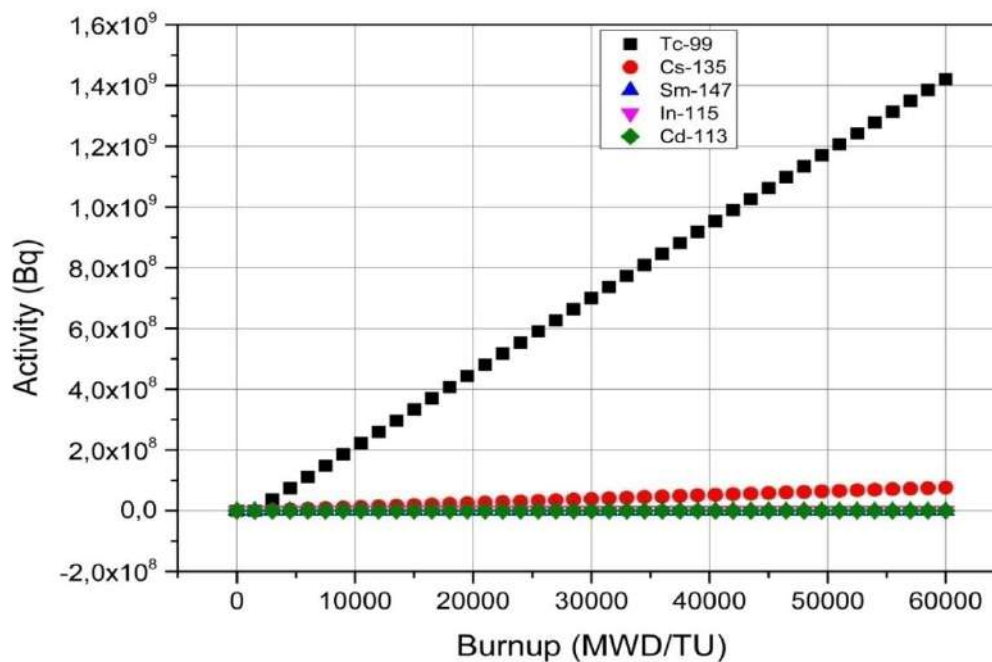


Figure V.14. Radioactivité de produits de fission de longue demi-vie dans un élément de combustible nucléaire type de plaque MTR en fonction du burnup.

V.4.2. Radioactivité du combustible nucléaire épuisé:

Les déchets primaires résultant de la production d'énergie nucléaire sont du combustible nucléaire irradié. La teneur détaillée en radionucléides du combustible nucléaire usé dépend du type de combustible et des conditions existantes pendant le fonctionnement (Hedin, 2002). Les données précédentes sont très importantes pour l'étude de la radioactivité d'un élément du combustible usé. Lorsque l'irradiation est arrêtée et que l'élément combustible est retiré du réacteur, Les composants du combustible nucléaire sont soumis à une désintégration radioactive naturelle. La **figure V.15** montre la diminution de la radioactivité de l'élément combustible de type feuille MTR, qui a été retiré du réacteur lorsqueson burnup atteint la valeur de 30 Gwd/TU, où La radioactivité des principaux isotopes décroît de manière continue sur une période de vingt ans. La **figure V.16** montre une diminution de la radioactivité de trois échantillons d'éléments combustibles avec différents niveaux d'épuisement dans le réacteur (30, 45 et 60 GW/TU). Il est à noter que la radioactivité initiale totale de l'élément combustible usé présente une toxicité moindre lorsque son taux

de combustion est faible. La radioactivité totale initiale de l'élément combustible usé de 60 Gwd/TU est de 2,1017E14 Bq; alors que la radioactivité initiale totale de l'élément combustible usé de 45Gwd/TU est de 2,0209E14 Bq et d'environ 1,9127E14 Bq pour le même élément à 30 Gwd/TU.

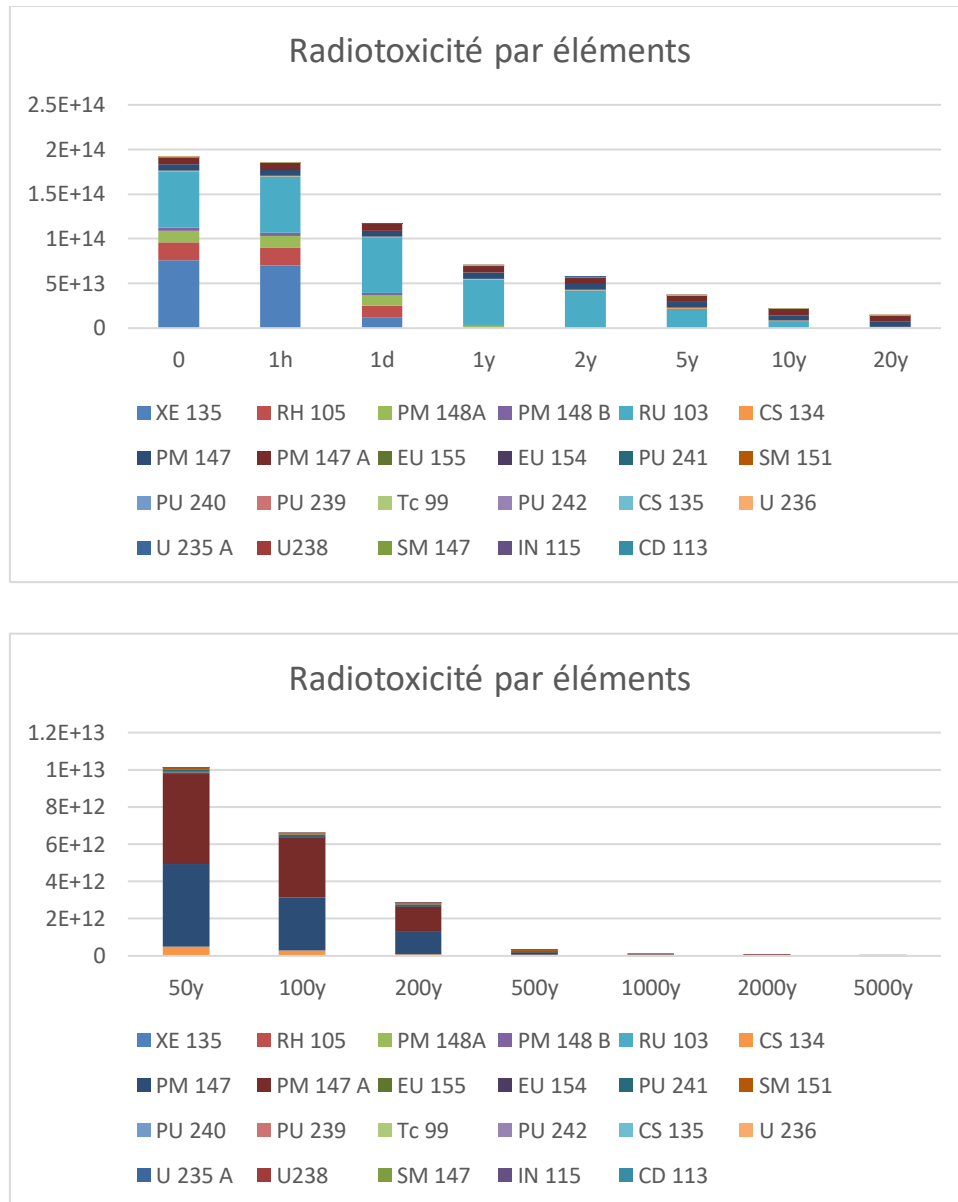


Figure V.15. Profil de radioactivité d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR à un taux de combustion de 30 Gwd/TU.

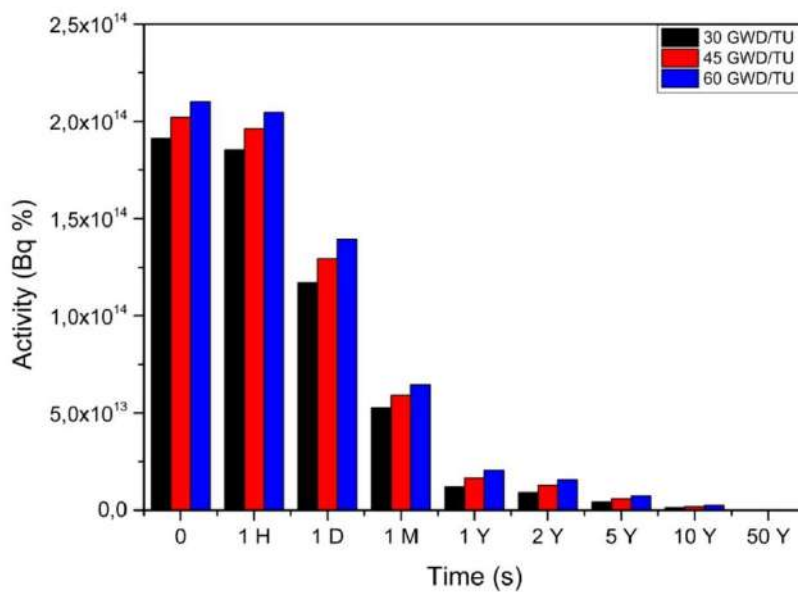


Figure V.16. Profil de radioactivité pour différents taux de combustion d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR.

La **figure V.17** montre la contribution de chaque classe d'isotopes à la radioactivité totale d'un élément de combustible usé. Les produits de fission à demi-vie courte prédominent au cours des premiers mois, atteignent environ 90% au début et restent constants jusqu'à la fin de la première année. Au-delà d'un an, l'effet des noyaux de demi-vie moyenne, entièrement constitué des produits de fission, commence et représente toute la radioactivité du combustible au cours des 50 premières années. Enfin, l'effet des noyaux à longue durée de vie, constitués à la fois des produits de fission et des actinides lourds, commence. Afin de mettre en évidence la contribution des groupes productifs au sein du réacteur, soit par fission, soit par capture de neutrons, il a été préférable d'isoler l'effet de l'U235 et de l'U238 sur l'effet total des noyaux lourds.

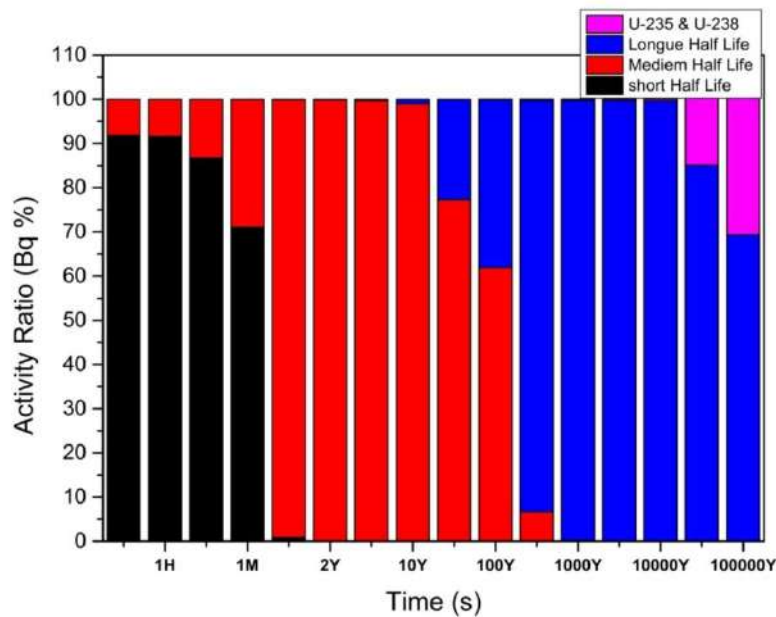


Figure V.17. Le profil de la radioactivité de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR à un taux combustion de 30 GWd/TU.

La prédominance des radionucléides à vie courte et moyenne sur la radioactivité a un effet positif sur la réduction du rayonnement du combustible, qui représente environ 60% de sa valeur principale après seulement un jour et environ 27% après un mois. Un an plus tard, le taux de radiation du combustible est d'environ 6%, puis environ 0,6% de sa valeur principale après 10 ans. Ces résultats illustrent la nécessité d'une gestion intensive du combustible pendant la première période jusqu'à ce qu'il atteigne de faibles niveaux de radiation contrôlée. C'est avec une échelle logarithmique permettant d'afficher les périodes les plus longues, la **figure V.18** est illustrée. On peut observer la diminution continue et significative de la radioactivité totale du combustible au fil du temps. La figure montre également comment les produits de fission sont généralement responsables de la radioactivité totale du combustible au cours des premiers siècles de son histoire. Vers 300 ans, l'effet des produits de fission est égal à celui des actinides lourds et devient ensuite prédominant.

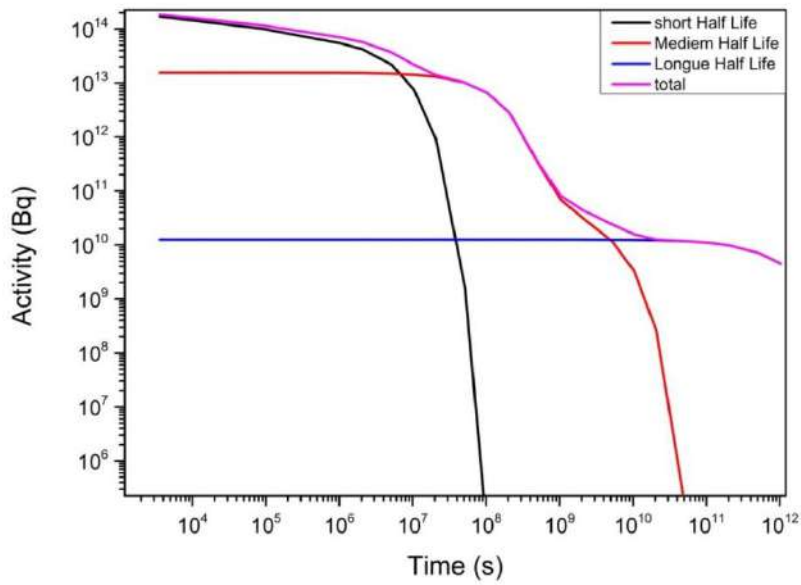


Figure V.18. Radioactivité relative de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR à un taux combustion de 30 GWd/TU.

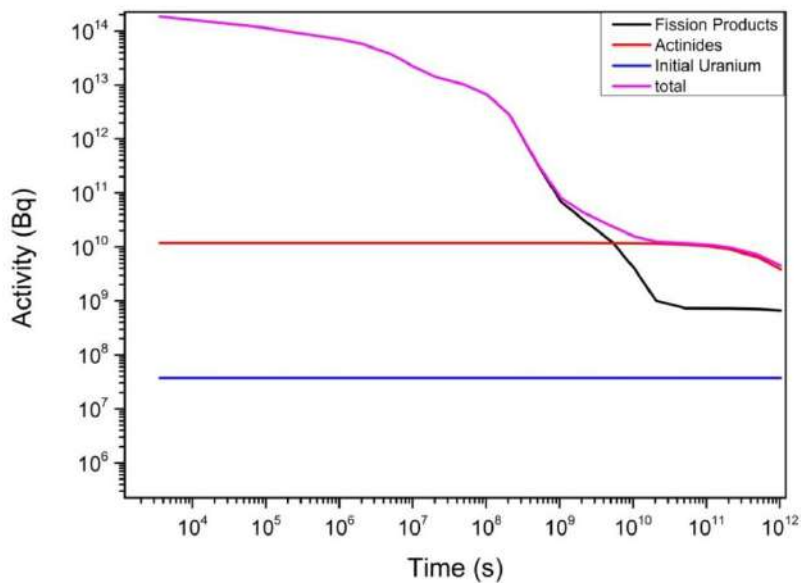


Figure V.19. Radioactivité relative de différents groupes de radionucléides d'un élément de combustible nucléaire irradié de type MTR à un taux combustion de 30 GWd/TU comparée à la radioactivité du minerai d'uranium.

Afin de comparer la radioactivité de la quantité initiale d'uraniums 235 et 238 à la radioactivité de chaque groupe de radio-isotopes dans le SNF, la **figure V.19** montre que la radioactivité totale du combustible épuisé devient égale à la radioactivité d'une même quantité d'uranium environ un million ans ; mais on peut remarquer que la valeur de la radioactivité diminue rapidement pour converger vers un rapport inférieur à celui de l'uranium d'origine. Les mêmes caractéristiques sont obtenues dans la littérature ([Hedin, 2002](#)), ([IAEA, 2011](#)). Cette observation est importante pour montrer la contribution de l'industrie nucléaire à l'augmentation de la radioactivité par rapport au niveau naturel. Il semble que la radioactivité de l'industrie nucléaire n'est envisagée qu'au cours des cent premières années et qu'elle diminue ensuite pour atteindre approximativement les niveaux de radiation naturelle de l'uranium. D'autre part, il reste les isotopes naturels de l'uranium U238 et U235, avec des demi-vies de 4,5 et 0,7 milliard d'années, respectivement. Les isotopes d'origine naturelle, qui sont toujours formés par la désintégration des isotopes de l'uranium, resteront également dans le combustible irradié à l'avenir ([Bruno et al, 2006](#)). Il convient de noter qu'après de nombreuses années, la radioactivité du combustible utilisé résulte de l'uranium et des actinides lourds qui en résultent. Par conséquent, le traitement du combustible par extraction et recyclage de l'uranium réduit le risque de radiation du combustible irradié à long terme. Il faut donc faire très attention au combustible, en particulier lorsqu'il se trouve dans le réacteur et dans les premières années de son extraction du réacteur, afin d'éviter les risques radiologiques.

V.5. Conclusion :

Ce chapitre résume tous les résultats obtenus en résolvant l'équation d'évolution isotrope d'un élément combustible MTR du réacteur de recherche NUR, de sorte que les éléments produits à l'intérieur du combustible ont d'abord été comptés, la quantité de chaque élément, puis ces éléments ont été classés en actinides et produits de fission, et abordez l'évolution de chaque catégorie. Ensuite, l'effet de ce développement sur la production de neutrons a été déterminé, car cela affecte directement le travail du réacteur et la production d'énergie, ainsi que l'assurer du flux de neutrons. Le changement important et continu dans la composition du combustible nucléaire affecte grandement la structure chimique de celui-ci, avec l'émergence de nouveaux éléments appartenant à différentes familles chimiques,

[Tapez le titre du document]

tout cela a été discuté en profondeur, étayé par des illustrations. Enfin, et compte tenu que la caractéristique la plus importante des éléments combustibles usés, c'est la radioactivité, qui pose un danger inhérent, et considérée comme le point noir dans l'utilisation de l'énergie nucléaire. Nous avons clairement identifié la radioactivité de l'élément combustible et les sources d'irradiation, que ce soit pendant qu'il se trouvait à l'intérieur du réacteur ou à l'étape suivante.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Depuis le milieu du siècle dernier, le développement de l'énergie nucléaire a commencé dans le but de trouver une source d'énergie fiable et abondante, et au cours des décennies, la technologie nucléaire a inclus divers domaines tels que la médecine, l'agriculture, l'industrie et autres, et pour y parvenir, de petits réacteurs ont été développés pour la recherche scientifique et la production de différents isotopes. L'enthousiasme de cette réussite humaine n'a pas duré longtemps, avec le second accident nucléaire (Tchernobyl 1986), des craintes d'utiliser cette technologie sont apparues, et des voix appelant à l'inefficacité de continuer sur cette voie se sont élevées,—et ce malgré les conséquences négatives qui sont engendrées par l'utilisation des énergies fossiles, dont la plus importante est le réchauffement climatique. Malgré les niveaux de consommation de charbon et des hydrocarbures atteignent les pics, et bien que la route vers la généralisation de l'utilisation des énergies renouvelables (propres) soit encore longue, la tendance antinucléaire est restée forte, incitant des pays comme l'Allemagne à cesser complètement d'utiliser les réacteurs nucléaires pour produire l'énergie. Le désir de parvenir à des sources d'énergie sûres et durables est légitime et nécessaire, mais l'exagération (injustifiée) de la menace nucléaire peut également priver l'humanité de cette riche source d'énergie et de minéraux.

Au sein de cet environnement qui affecte le devenir de la technologie nucléaire, nous avons voulu mener une étude analytique (critique) de l'énergie nucléaire et de ses applications, et

Conclusion générale

notre manière d'y parvenir est d'étudier l'évolution du combustible nucléaire, puis à travers les résultats obtenus nous avons identifié les avantages et les risques de l'utilisation du combustible nucléaire, et l'objectif est de mettre en évidence la compétitivité de l'énergie nucléaire et sa capacité à perdurer. De plus, puisque la recherche concerne l'Algérie, nous avons voulu souligner l'étendue de notre capacité à développer nos connaissances dans le domaine de l'énergie nucléaire en utilisant uniquement les ressources et les moyens disponibles.

Le sujet de recherche a été traité par la solution numérique de deux équations importantes, à savoir l'équation du transport des neutrons comme équation par laquelle le flux de neutrons est suivi à l'intérieur du réacteur et est responsable de la fission des noyaux de l'uranium dans les plaques de combustible. En plus de l'équation du calcul d'évolution ou l'équation d'épuisement de combustible, et cela a été fait en adoptant trois codes différents, d'une part ORIGEN qui ne s'occupe que du calcul de l'évolution du combustible, et dans une autre approche, qui est la méthode de calcul de la cellule-cœur, deux codes ont été utilisés : WIMS et CITVAP.

Le premier point de l'étude du combustible nucléaire est de compter les nouveaux éléments qu'il contient, immédiatement après le début de l'exposition à l'irradiation neutronique. Le code ORIGEN donne un inventaire des isotopes de l'élément combustible avec un grand nombre d'isotopes estimés à 129 actinides ou noyaux filles et à 856 produits de fission. Pendant que WIMS/D4 a donné 33 nuclides et une pseudo-fission. Nous remarquons la différence significative dans le rapport isotopique entre les deux codes, ce qui explique pourquoi ORIGEN convient mieux à l'inventaire de nuclides, tandis que WIMS convient mieux au calcul des sections efficaces et au flux de neutrons nécessaire au calcul du cœur.

Pour les éléments les plus importants, nous mentionnons ici les actinides qui peuvent être divisés en : (1) les actinides majeurs (uranium et plutonium), les isotopes à considérer sont les isotopes 235 à 238 pour l'uranium et 238 à 242 pour le plutonium, où nous notons clairement la diminution constante de l'U235 et en fonction du Burnup du combustible. Au cours de l'irradiation du combustible, les neutrons sont absorbés par U238, ce qui entraîne la production de Pu239 dans le combustible. Et (2) les actinides mineurs (le neptunium,

Conclusion générale

l'américium et le curium), les isotopes à considérer en premier lieu sont les isotopes Np237, Am241 et Am243 ainsi que Cm242 et Cm244, où les noyaux de Cm244, Cm246, Cf252 et Cf254 sont les plus productifs des neutrons.

D'un point de vue chimique, les isotopes présents dans un élément combustible radioactif peuvent être classés en plusieurs familles chimiques différentes (actinides, Métal alcalin, Métal alcalinoterreux, Calogène, Halogène, Lanthanide, Métalloïde, Gaz nobles, Non Métal, Métaux Pauvres, Métaux de Transition). Cette statistique et ce calcul sont extrêmement importants, car ils facilitent le processus de traitement des éléments combustibles et d'extraction d'isotopes importants, en particulier ceux qui ne se trouvent pas dans la nature et sont d'une grande valeur et ont de larges utilisations.

Parmi les produits de fission, certains noyaux sont de nature gazeuse (noyaux de Xe et Kr), et certains sont très radioactifs (Cs, Mo... etc.). Nous attachons une grande importance au calcul de la quantité de produits de fission gazeuse pendant toute la période de présence du combustible dans le réacteur notamment, car tout dommage à la structure des plaques à combustible, ou en cas d'accident, ces éléments vont d'abord fuir à travers le liquide de refroidissement, il peut également se propager dans le milieu environnant.

La radioactivité des composants du combustible nucléaire et son impact potentiel sur l'homme et l'environnement constituent des paramètres clés de sûreté qui doivent être surveillés tout au long du cycle du combustible.

Le danger potentiel de l'utilisation du combustible nucléaire est sa radioactivité intense, tant à l'intérieur qu'à l'extérieur du cœur du réacteur. Les isotopes radioactifs apparaissent et disparaissent lors de l'utilisation du combustible, mais au final, la radioactivité du combustible continue d'augmenter. Les résultats obtenus pour le calcul de la radioactivité de l'élément combustible MTR pour le réacteur NUR peuvent être résumés dans les points suivants :

- 1- Ces éléments sont classés en premier par demi-vie, afin de distinguer les plus nocifs des moins dangereux. Il existe trois types :
 - ✓ Catégorie des éléments à demi-vie courte, dont les plus importantes sont : Xe135, Ru103, Rh105, Pm148.

Conclusion générale

- ✓ Catégorie des éléments à demi-vie moyenne, dont les plus importantes sont : Pm147, Cs134, Eu155, Sm151 et Eu154.
 - ✓ Catégorie des éléments à demi-vie longue, dont les plus importantes sont : Tc99, Cs135 / Pu239, Pu240.
- 2- Les matériaux radioactifs sont également classés en deux classes, à savoir les produits de fission et les actinides, afin de distinguer les éléments nocifs résultant de la fission de ceux produits par capture électronique.
- 3- Les classifications précédentes sont d'une grande importance, en particulier dans l'étude du rayonnement des éléments combustibles usés, qui ont été retirés du réacteur, où les éléments à demi-vie courte disparaissent rapidement tandis que les éléments à longue demi-vie restent plus longtemps. C'est ce qui nous amène, à travers le calcul effectué dans ce travail, à conclure d'importantes observations sur les performances de l'élément combustible MTR-NUR, à savoir :
- ✓ Le combustible irradié ne conserve que 60 % de sa radioactivité primaire après 24 heures.
 - ✓ 27 % après 30 jours.
 - ✓ 6 % après 12 mois.
 - ✓ 0,6 % après 10 ans.

Nous avons distingué les résultats précédents en mentionnant, tout d'abord : d'attirer l'attention sur le soin à apporter au combustible usé, mais - et c'est important - de montrer que la radioactivité qui est le point faible de la technologie nucléaire, diminue rapidement, et elle s'affaiblit pour que ses niveaux se rapprochent des niveaux normaux (naturelles), dans un sens plus clair : l'industrie nucléaire prend des matériaux de la nature à un certain taux de rayonnement et le renvoie pour être stockée à nouveau dans la nature avec un taux de rayonnement plus élevé, mais ce n'est pas dans la mesure où cela en fait un grand danger.

À travers cet angle, nous pensons avoir répondu à deux questions importantes qui ont fait l'objet de ce travail, qui est d'une part de limiter le risque radiologique et de le mettre dans ses cadres réels loin de toute subjectivité ou de l'abrutissement, et d'autre part de montrer les bénéfices qui peuvent tirer profit de l'utilisation de la technologie nucléaire en général. Un autre point de grande importance est d'assurer la maîtrise de cette technologie

Conclusion générale

pour un pays en développement qui aspire à réaliser un développement économique et scientifique et à assurer la sécurité énergétique souhaitée.

De telles recherches et découvertes attireront l'attention sur l'énergie nucléaire en tant que source d'énergie dans tout modèle énergétique prévu, mais qui nécessite de maîtriser la technologie nucléaire et de posséder les capacités humaines et matérielles pour cela. Une recherche comme celle-ci nous permettra de fixer des objectifs derrière le développement des capacités nucléaires du pays. Nous pensons également que certains résultats de recherche tels que les risques radiologiques (que nous pensons limités et gérables) ont été traités dans d'autres recherches. Cependant, certaines des conclusions sont uniques, et on évoque notamment l'exploitation des produits de fission pour fournir d'autres énergies alternatives comme l'éolien et le solaire, en termes de matières premières rares, qui font l'objet d'un conflit international vigoureux, leur rareté peut entraîner l'élimination des énergies renouvelables en tant que source d'énergie sur laquelle l'humanité place de grands espoirs. À partir de là, nous concluons cependant que la technologie nucléaire profite à l'avenir de l'humanité de deux manières, directe : étant de produire de l'énergie durable à petit prix, et indirect : étant de fournir une mine artificielle de métaux rares.

Les travaux menés ont abouti à la mise à disposition d'une importante base de données neutronique pour le réacteur de recherche NUR. Cette base de données a été combinée avec d'autres bases de données afin de créer un simulateur du réacteur NUR, donnant des informations sur tous les paramètres, que ce soit en temps réel, ou prédisant l'évolution de ces paramètres dans le futur et simulant différents scénarios de fonctionnement du réacteur. Les données sur les neutrons (y compris les données sur l'évolution du combustible) ont été exploitées avec succès dans le cadre de ce programme pour une gestion efficace du cœur du réacteur et même pour expérimenter différentes configurations du cœur du réacteur, qui sont très bénéfiques et rentables en temps et en efforts.

Nous avons fait cette étude dans un réacteur de recherche, et en utilisant les codes nucléaires disponibles, cela limite les résultats de cette recherche, mener la même recherche dans les grands réacteurs à puissance, et utiliser un certain nombre de codes avancés sera certainement plus efficace et fiable, bien que les conclusions majeures restent en termes de forme, la tendance est quasiment la même. L'absence de résultats de référence (Benchmarks) rendra les résultats obtenus peu confirmés. Mais nous considérons

Conclusion générale

cette recherche comme un précédent incontournable, en attendant de nouvelles recherches.

Ce travail ouvre de larges perspectives pour la recherche sur le développement du combustible nucléaire et l'amélioration de ses utilisations, ce qui conduit à fournir une énergie propre et plus sûre et à assurer la sécurité énergétique des pays en développement. L'expansion dans ce domaine garantit également l'autosuffisance scientifique et la prise de conscience de cet aspect subtil de la science. Par conséquent, nous résumons les objectifs futurs établis dans les éléments suivants :

- ✓ L'application de la même méthodologie et les mêmes objectifs que les travaux actuels aux réacteurs de puissance en utilisant d'autres codes ;
- ✓ Mener des expériences pour mesurer les valeurs et les comparer avec les résultats obtenus ;
- ✓ Le changement des taux d'enrichissement de l'uranium et la mesure des valeurs de la radioactivité, l'énergie extraite, ainsi que la quantité de minéraux présents dans les éléments combustibles et faire une comparaison entre eux ;
- ✓ La réalisation des mesures et des expériences quantitatives et économiques afin de calculer les coûts du combustible, l'énergie extraite, les prix des métaux, les coûts de production et de retraitement des éléments du combustible nucléaire ;
- ✓ L'étude la possibilité d'utilisation les éléments formés à l'intérieur du combustible dans divers domaines, notamment des matériaux rares dans la fabrication de composants de production d'énergie verte, par exemple.
- ✓ L'étude des moyens de réduire le taux d'irradiation, en introduisant des méthodes innovantes telles que le contrôle du processus de fission nucléaire en utilisant des technologies modernes telles que la nanotechnologie.
- ✓ Développement du simulateur ITHNA.sys en utilisant des langages de programmation modernes, et en y introduisant d'autres options.

Bibliographie

- 1 Abagyan, L. P., Bazazyants, N. O., Nikolaev, M. N., & Tsibulya, A. M. (1981). Group constants for reactor and shielding calculations. *Ehnergoizdat, Moscow*, 231.
- 2 Askew, J. R., Fayers, F. J., & Kemshell, P. B. (1966). General description of the lattice code WIMS. Atomic Energy Establishment, Winfrith, Eng..
- 3 Bail, A., Serot, O., Faust, H., Koester, U., Materna, T., AlMahamid, I., & Kuzmina, T. E. (2007). Mass yield, isotopic yield and kinetic energy distributions for heavy masses in thermal neutron induced fission. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* (pp. 375-378). EDP Sciences.
- 4 Barjon, R., & Neel, L. (1993). *Physique des réacteurs nucléaires* (No. BOOK). Institut des sciences nucléaires.
- 5 Bell, M. J. (1973). ORIGEN-The ORNL Isotope Generation and Depletion Code • ORNL-4628. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee.
- 6 Benoit, P. (1966, January). THEORIE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION DES NEUTRONS RAPIDES DANS UN RESEAU COMPORTANT DES CAVITES. In *BULLETIN D INFORMATIONS SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES* (No. 103, p. 109). 23 RUE LINOIS, 75015 PARIS, FRANCE: GAUTHIER-VILLARS/EDITIONS ELSEVIER.
- 7 Bishop, T. P., & Hughes, C. (1963). The Calculation of Burn-Up in DMTR Experimental Rigs (No. TRG-Report-660). United Kingdom Atomic Energy Authority. Reactor Group, Dounreay, Caithness, Scotland.
- 8 Bousbia-Salah, A. (2004). Overview of coupled system thermal-hydraulic 3D neutron kinetic code applications (Doctoral dissertation, Università di Pisa).
- 9 Bruno, J., & Ewing, R. C. (2006). Spent nuclear fuel. *Elements*, 2(6), 343-349.
- 10 Buck, E. C., Finn, P. A., & Bates, J. K. (2004). Electron energy-loss spectroscopy of anomalous plutonium behavior in nuclear waste materials. *Micron*, 35(4), 235-243.
- 11 Burstall, R. F. (1979). FISPIN-A computer code for nuclide inventory calculations (No. ND-R--328 (R)). UKAEA Risley Nuclear Power Development Establishment.
- 12 Bussac, J., Reuss, P. (1978). *TRAITE DE NEUTRONIQUE*, Hermann, Paris France.
- 13 Carter W.C. (2002). *Thermodynamics of Materials*. Depart. of Materials Sci. & Eng., Massachusetts Inst. of Technology.
- 14 Chen, R., & Poole, B. L. (1994). Performance evaluation of rule grouping on a real-time expert system architecture. *IEEE transactions on knowledge and data engineering*, 6(6), 883-891.
- 15 Cogne, F. (1968). L'EVOLUTION DES COMBUSTIBLES DANS LES REACTEURS THERMIQUES-ETUDES DU CEA. In *Fuel Burn-up Predictions in Thermal Reactors: Proceedings of a Panel Held in Vienna, 10-14 April 1967.*[Illustrated] (Vol. 172, p. 35). International Atomic Energy Agency.
- 16 Colmenares, C. A. (1975). The oxidation of thorium, uranium, and plutonium. *Progress in solid state chemistry*, 9, 139-239.
- 17 Croff, A. G. (1980). User's manual for the ORIGEN2 computer code (No. ORNL/TM--7175). Oak Ridge National Lab..
- 18 Cunningham, J. E., & Boyle, E. J. (1955). MTR-Type fuel elements. In *International Conference on Peaceful uses atomic energy.*[ed.] United Nations (Vol. 9, pp. 203-7).
- 19 Duderstadt, J. J., & Hamilton. L.J. (1976). *Nuclear reactor analysis*. John Wiley & Sons.
- 20 Faydide. B. (2002). *Simuler pour agir*. Direction de l'énergie nucléaire, CEA centre de grenoble. CLEFS CEA N° 47.

- 21 Fowler, T. B., & Vondy, D. R. (1972). Nuclear reactor core analysis code: CITATION. Revision 2, Supplement 3 (No. ORNL-TM--2496 (REV. 2)(SUPPL. 3)). Oak Ridge National Lab..
- 22 Garland. W. J. (2004). CHAIN REACTIONS. Department of Engineering Physics, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada.
- 23 Gauntt, R. O., Ross, K. W., Smith, J. D., & Longmire, P. (2010). Radionuclide inventories: ORIGEN2. 2 isotopic depletion calculation for high burnup low-enriched uranium and weapons-grade mixed-oxide pressurized-water reactor fuel assemblies (No. SAND--2008-6997). Sandia National Laboratories (United States). Funding organisation: US Department of Energy (United States).
- 24 Gerasimov, V. V., & Monakhov, A. S. (1973). Materials of Nuclear Engineering. Boca Raton : CRC Press.
- 25 Glaser, A. (2005, November). About the enrichment limit for research reactor conversion: Why 20%?. In International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (hereinafter referred to as RERTR conference), Boston.
- 26 Glushko, V. P. (Ed.). (1967). Thermodynamic properties of individual substances. Foreign Technology Division, Air Force Systems Command.
- 27 Golashvili, T. V., Chechev, V. P., & Lbov, A. A. (1995). Handbook of Nuclides. TSNIIatominform, Moscow.
- 28 González-Robles, E., Metz, V., Wegen, D. H., Herm, M., Papaioannou, D., Bohnert, E., ... & Wiss, T. (2016). Determination of fission gas release of spent nuclear fuel in puncturing test and in leaching experiments under anoxic conditions. *Journal of Nuclear Materials*, 479, 67-75.
- 29 GRAVES JR, Harvey W. Nuclear fuel management. 1979.
- 30 Grigoriev, I. S., & Meæilikhov, E. Z. (1997). Handbook of physical quantities.
- 31 Halilou. A. (1998). INTRODUCTION AU DEVELOPPEMENT DE METHODES ET THECHNIQUES POUR LE SUIVI DE L'EVOLUTION DU COEUR DU REACTEUR NUR' Haut-commissariat à la recherche, Alger.
- 32 Halsall, H. J. (1980). A Summary of WIMSD-4 Input Options: Energy System Analysis Division. AEE, Dorchester, Dorset, 94.
- 33 Hampel, C.A. (1965). Plutonium/In Rare Metals Handbook, 2-ed edition. London: Reinhold Publ. Co Ltd.
- 34 Hedin, A. (2002). Integrated analytic radionuclide transport model for a spent nuclear fuel repository in saturated fractured rock. *Nuclear Technology*, 138(2), 179-205.
- 35 Henry, A. F. (1975). Nuclear-reactor analysis (Vol. 4). Cambridge, Massachusetts: MIT press.
- 36 Howe, D. (1996). Free on-line Dictionary of Computing (FOLDOC).
- 37 IAEA-tecdoc-1539, (2003) .Use and Development of Coupled Computer Codes for the Analysis of Accidents at Nuclear Power Plants. In Proceedings of a technical meeting held in Vienna (pp. 26-28).
- 38 IAEA-tecdoc-1762. (2015) .Operating Experience from Events Reported to the IAEA Incident Reporting System for Research Reactors. Proceedings of a technical meeting held in Vienna.
- 39 IAEA-tecdoc-633. (1993). DETERMINATION OF RESEARCH REACTOR FUEL BURNUP. Vienna; Austria.
- 40 International Atomic Energy Agency. (2011). Impact of High Burnup Uranium Oxide and Mixed Uranium-Plutonium Oxide Water Reactor Fuel on Spent Fuel Management. IAEA.
- 41 Johnson, L., Ferry, C., Poinssot, C., & Lovera, P. (2005). Spent fuel radionuclide source-term model for assessing spent fuel performance in geological disposal. Part I: Assessment of the instant release fraction. *Journal of Nuclear Materials*, 346(1), 56-65.

- 42 Kalos, M. H. (1963). Importance sampling in Monte Carlo shielding calculations: I. neutron penetration through thick hydrogen slabs. *nuclear science and engineering*, 16(2), 227-234.
- 43 Kaufman, A. R. (Ed.). (1962). *Nuclear Fuel Elements Metallurgy and Fabrication*.
- 44 Kavenoky, A. (1960, Mars). CALCUL ET UTILISATION DES PROBABILITES DE PREMIERE COLLISION POUR DES MILIEUX HTEROGENES A UNE DIMENSION: LES PROGRAMMES ALCOL ET CORTINE. Note CEA-N-1077.
- 45 Kleykamp, H. (1985). The chemical state of the fission products in oxide fuels. *Journal of Nuclear Materials*, 131(2-3), 221-246.
- 46 Kulikowska, T. (2000a). Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety. workshop on nuclear data and nuclear reactors: Physics, design and safety. Trieste.
- 47 Kulikowska, T. (2000b). Reactor lattice code. workshop on nuclear data and nuclear reactors: Physics, design and safety. Trieste.
- 48 Kulikowska, T. (2000c). Reactor lattice transport calculations. workshop on nuclear data and nuclear reactors: Physics, design and safety. Trieste.
- 49 Letaim, F. (2007). Usure de combustible nucléaire dans un réacteur de recherche (Doctoral dissertation). USTHB. Algiers. Algeria.
- 50 Levine, S. H. (1982). In-core fuel management for the course on operational physics of power reactors (No. IAEA-SMR--68/2).
- 51 Lewis, B. J. (1988). Fundamental aspects of defective nuclear fuel behaviour and fission product release. *Journal of Nuclear Materials*, 160(2-3), 201-217.
- 52 Lewis, E. E., & Miller, W. F. (1984). *Computational methods of neutron transport*. John Wiley and Sons, New York.
- 53 Livre d'opérations du Réacteur NUR. (2011). CRND, Alger. Algeria.
- 54 Loubière, S., & Durande-Ayme, P. (2006). OSIRIS: réacteur d'irradiation pour matériaux et combustibles. *Revue générale nucléaire*, (2), 82-90.
- 55 Lux, I., & Koblinger, K. (1991). *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations 1CRC*. Boca Raton, Fla, 19912.
- 56 Mansour, N. A., & Elseaidy, I. (2016). The effect of U3O8 powder re-sintering on the meat of dispersion fuel elements MTR fuel plate type. *Arab Journal of Nuclear Sciences and Applications*, 49(1), 94-104.
- 57 Martin, W. (1996). Monte Carlo Versus Deterministic Methods, in Proc. of Frédéric Joliot Summer School in Reactor Physics, CEA, Cadarache, France.
- 58 Mazidi, S., Meftah, B., Belgaid, M., Letaim, F., & Halilou, A. (2015). ITHNA. SYS: An Integrated Thermal Hydraulic and Neutronic Analyzer SYStem for NUR research reactor. *Nuclear Engineering and Design*, 289, 175-185.
- 59 Mazidi, S. (2017) Contribution à l'élaboration d'un système expert pour la surveillance en temps réel des paramètres de sûreté de l'installation nucléaire du CRND et la gestion des situations d'urgence radiologique. Thèse de Doctorat, Faculté de Physique, Université de l'USTHB, Alger, Algérie.
- 60 McIntosh, A. B., & Heal, T. J. (Eds.). (1960). *Materials for nuclear engineers*. Interscience Publishers.
- 61 Meftah, B. (1995a). Practice in Research Reactor Cell Calculation: INTRODUCTION TO THE WIMSD-4 CODE, IAEA/AFRA Regional Workshop on Neutronics and Shielding Calculations for Research Reactors. Accra, Ghana.

- 62 Meftah, B. (1995b). Practice in Research Reactor Cell Calculation: REVIEW OF SOME PERTINENT ASPECTS, IAEA/AFRA Regional Workshop on Neutronics and Shielding Calculations for Research Reactors. Accra, Ghana.
- 63 Meftah, B. (1995c). Practice in Research Reactor Cell Calculation: CELL DEPLETION ANALYSIS, IAEA/AFRA Regional Workshop on Neutronics and Shielding Calculations for Research Reactors. Accra, Ghana.
- 64 Meftah, B., Halilou, A., Letaim, F., Mazidi, S., Mokeddem, M. Y., & Zeggar, F. (2008). BURNUR. SYS: A 2-D code system for NUR research reactor burn up analysis. *Annals of Nuclear Energy*, 35(4), 591-600.
- 65 Meftah, B., Zidi, T., & Bousbia-Salah, A. (2006). Neutron flux optimization in irradiation channels at NUR research reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 33(14-15), 1164-1175.
- 66 Meftah, B. et T. Zidi. (2005). PHYSIQUE DES REACTEURS ET CODES DE CALCUL. Séminaire sur le génie nucléaire Sétif ; Algérie.
- 67 Merriche, A., Rezaiki, N. (2009). Calcul de l'efficacité des barres de contrôle du réacteur nucléaire de recherche NUR par la méthode Monté Carlo, mémoire pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en physique, Faculté des Sciences, Université Farhat Abbas de Sétif, Sétif Algérie.
- 68 Meshkati, N. (2007). Lessons of the Chernobyl nuclear accident for sustainable energy generation: Creation of the safety culture in nuclear power plants around the world. *Energy Sources, Part A*, 29(9), 807-815.
- 69 Mouney, H. (2002). Plutonium and minor actinides management in the nuclear fuel cycle: assessing and controlling the inventory. *Comptes Rendus Physique*, 3(7-8), 773-782.
- 70 Naudan, G., Nigon, J.L. (1993). Techniques de l'ingénieur, THEORIE DES REACTEURS NUCLEAIRES. B 3 025.
- 71 Nigon, J.L. (1979). LES METHODES DE CALCUL DE CŒUR. rapport SERMA N° 259 «S» Saclay CIRNA/S.L.C.
- 72 Nouri, A. (1994). Contributions a la qualification du code monte-carlo tripoli sur des experiences critiques et a l'etude de l'interaction neutronique entre unites fissiles (Doctoral dissertation, Paris 11).
- 73 OECD Nuclear Energy Agency. Committee on Radiation Protection, & Public Health. (1995). Chernobyl-Ten Years on: Radiological and Health Impact. OECD.
- 74 Permana, S., Saputra, G., Suzuki, M., Suud, Z., & Saito, M. (2016). Reactor core and actinide production evaluation based on different loading material of recycled spent nuclear fuel of LWR in FBR. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(17), 7076-7081.
- 75 Rahn, F. J., & Meyers, R. A. (1984). A guide to nuclear power technology: a resource for decision making.
- 76 RELAP. (1999). RELAP5/MOD3 Code Manual, vols. 1–8. SCIENTECH Inc., Rockville,MD (NUREG/CR-5535).
- 77 Rest, J., Cooper, M. W. D., Spino, J., Turnbull, J. A., Van Uffelen, P., & Walker, C. T. (2019). Fission gas release from UO₂ nuclear fuel: a review. *Journal of Nuclear Materials*, 513, 310-345.
- Robin, M. (1980). The physics of irradiated nuclear fuel (No. IAEA-SMR--44).
- 78 Rogozkin, B. D., Stepenova, N. M., Bergman, G. A., & Proshkin, A. A. (2003). Thermochemical stability, radiation tests, fabrication, and regeneration of mononitride fuel. *At. Énerg*, 95, 428-438.
- 79 Rohr, W.G. (1967). Liquid Plutonium — A Review of Physical Properties. – *Nuclear Applic.*, Vol. 3, No 9, PP. 550–555.

- 80 PATARIN, L. The nuclear fuel cycle; Le cycle du combustible nucléaire. 2002.
- 81 Saichi, B. (2002a). CALIBRATION DE BARRE DE CONTROLE PAR LA METHODE DE CONVERGENCE 'ROD DROP'. Mesures auprès du Réacteur NUR, CRND, 2002.
- 82 Saichi, B. (2002b). Mesure des paramètres expérimentaux du réacteur NUR. Commissariat à l'Energie Atomique, Alger, Juillet 2002, p. 14.
- 83 Saliba-Silva, A. M., de Carvalho, E. U., Riella, H. G., & Durazzo, M. (2011). Research reactor fuel fabrication to produce radioisotopes. Radioisotopes-Applications in Physical Sciences.
- 84 Shoesmith, D. W. (2000). Fuel corrosion processes under waste disposal conditions. Journal of Nuclear Materials, 282(1), 1-31.
- 85 Spanier, J., & Gelbard, E. M. (1969). Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems, Addison.
- 86 Taubman, C. J. (1975). The WIMS 69-group library tape 166259 (No. AEEW-M--1324). UKAEA Reactor Group.
- 87 Thetford, R., & Mignanelli, M. (2003). The chemistry and physics of modelling nitride fuels for transmutation. Journal of nuclear materials, 320(1-2), 44-53.
- 88 Ursu, I. (1982). Fizica și tehnologia materialelor nucleare. Editura Academiei Republicii Socialiste România.
- 89 Verhoeven, H. (2018). Environmental Politics in the Middle East. Oxford University Press, USA.
- 90 Villarino. E. (1995a). MTR_PC v2.6: NEUTRONIC, THERMALHYDRAULIC AND SHIELDING CALCULATION ON PERSONAL COMPUTERS. INVAP, Nuclear Engineering division, Bariloche Rio Negro-Argentina.
- 91 Villarino. E. (1995b). POS_WIMS v2.0: PROGRAM TO CONDENSE AND HOMOGENIZE MACROSCOPIC CROSS SECTION FROM WIMS OUTPUT' INVAP, Nuclear Engineering division, Bariloche Rio Negro-Argentina.
- 92 Villarino. E. et Lecot. C.A. (1995a) .CITVAPV3.1: REACTOR CODE CALCULATION. INVAP, Nuclear Engineering division, Bariloche Rio Negro-Argentina.
- 93 Villarino. E. et Lecot.C.A. (1995b) .HXS v4.1: A MACROSCOPIC CROSS SECTION LIBRARY MANAGER. INVAP, Nuclear Engineering division, Bariloche Rio Negro-Argentina.
- 94 Walter A.E. & Reynolds A.B. (1981). Fast Breeder Reactors. – N.Y., Pergamon Press.
- 95 White, R. J., & Tucker, M. O. (1983). A new fission-gas release model. Journal of Nuclear Materials, 118(1), 1-38.
- 96 Whitesides, G. E. (1971). A Difficulty in Computing the k-effective of the World. Trans. Am. Nucl. Soc., 14, 680.
- 97 Zeggar, F., Halilou, A., Meftah, B., Mokeddem, M. Y., Letaim, F., & Bousbia-Salah, A. (2008). Fuel depletion calculation in MTR-LEU NUR reactor. Nuclear Technology and Radiation Protection, 23(1), 11-18.
- 98 Zeggar. F. et B. Meftah. (2003, mai). ANALYSE DE L'EPUISEMENT DU COMBUSTIBLE DU REACTEUR NUR. CRND, COMENA, Alger, Algérie.
- 99 Zidan, W. I., & Elseaidy, I. M. (1999). General description and production lines of the Egyptian Fuel Manufacturing Pilot Plant (No. INIS-XA-C--028).
- 100 Zinov'Ev, V. E. (1989). Thermophysical properties of metals at high temperatures.

ملخص

مفاعلات MTR هي مفاعلات البحث الأكثر استخداماً في العالم. في هذا العمل قمنا بإجراء حساباً كاملاً لاستهلاك الوقود النووي في مفاعل نور. يمكن متابعة هاته التحولات المكثفة والعميقة من خلال حل معادلة تسمى معادلة تطور الوقود النووي ، لقد تم اختيار برنامجين مختلفين في معالجة هذه المعادلة على أساس طريقتين مختلفتين، WIMS و ORIGIN.

المرحلة الأولى في دراسة الوقود النووي هي إحصاء العناصر الجديدة التي يحتويها مباشرة بعد بداية التعرض للإشعاع النيوتروني. نلاحظ الاختلاف الكبير في النسبة النظرية بين البرنامجين (129 + 856 بواسطة ORIGIN، 1 + 33 بواسطة WIMS) وهو ما يفسر سبب ملائمة ORIGIN بشكل أفضل لجرد وحساب النويدات، بينما WIMS أكثر ملائمة لحساب المقاطع الفعالة وتدفق النيوترونات اللازمة لحساب القلب.

العديد من النظائر ليس لها الأهمية اللازمة، إما بسبب قلة عددها، مثل: Br96، Ce175، Co72، Co74، Cu67، Cu80، Cu81، Ga70 و Zr90m إلخ أو بسببها نصف عمر قصير جداً ، بحيث تختفي بسرعة من الوقود النووي مثل: Ag109m (40s) ، Po218 (3min).... إلخ يمكن تلخيص العناصر ذات الأهمية في: (1) الأكتينيدات الرئيسية (اليورانسيوم والبلوتونيوم)، والنظائر التي يجب مراعاتها هي النظائر 235 إلى 238 لليورانسيوم و النظائر 238 إلى 242 للبلوتونيوم ، حيث نلاحظ بوضوح الانخفاض المستمر في كمية U235 والتي يعتمد عليها في احتراق الوقود. أثناء عملية التعرض للإشعاع، يتم امتصاص النيوترونات بواسطة اليورانسيوم 238 ، مما يؤدي إلى إنتاج البلوتونيوم 238 في الوقود. و (2) الأكتينيدات الصغرى (النيبتونيوم والأميريسيوم والكوريوم) ، والنظائر التي يجب أخذها في الاعتبار أولاً هي النظائر Np 237 و Am241 و Am 243 وكذلك Cm 242 و Cm 244 ، حيث نوى Cm244 و Cm246 و Cf252 و Cf254 هي الأكثر إنتاجاً للنيوترونات.

تنتمي النظائر إلى عدد كبير من العائلات الكيميائية ، وهي: الأكتينيدات ، والمعادن القلوية ، المعادن الأرضية القلوية، الكالوجينات، الهالوجينات، اللانثانيدات، الفلزات، الغازات النبيلة، والغير المعدنية، المعادن الفقيرة، والمعادن الانتقالية. هذا التصنيف له أهمية كبيرة خاصة في مرحلة إعادة المعالجة للوقود، واستخراج المواد النادرة التي يمكن استخدامها على نطاق واسع ، ولكن يجب إيلاء اهتمام خاص لنواتج الانشطار ذات الطبيعة الغازية (Kr و Xe) بسبب المخاطر المحتملة في حالات التسرب من الوقود النووي.

يحفظ الوقود المشع بنسبة 60% فقط من نشاطه الإشعاعي الأولى بعد 24 ساعة. 27% بعد 30 يوماً، 6% بعد 12 شهراً و 0.6% بعد 10 سنوات. لذلك لا بد من إيلاء اهتمام خاص للوقود، خاصة عندما يكون في المفاعل وكذا في السنوات الأولى من استخراجها من المفاعل ، وذلك لتجنب المخاطر الإشعاعية. يوفر حساب التطور الجزء الرئيسي من قواعد البيانات لتطوير محاكي ITHNA.SYS الذي يشكل الجزء الرئيسي من نظام خبير يتم تطويره في مركز Draria للبحوث النووية. بفضل مخزونه من المعرفة المدمجة في فيزياء المفاعلات، يحرر ITHNA.SYS المستخدم من تعقيد نمذجة قلب المفاعل مما يضمن التحديد الدقيق والسريع للمعلمات النيوترونية والهيدرو- حرارية لمفاعل الأبحاث نور.

Abstract

MTR research reactors are the most widely used research reactors in the world. In this context, we realized a complete calculation of the consumption of nuclear fuel in NUR reactor. The follow-up of these intense and deep transformations is possible by solving an equation called the evolution equation of nuclear fuel, within this work two different Codes have been chosen in the treatment of this equation based on two different methods, WMS and ORIGIN.

The first step in studying nuclear fuel is to count the new elements it contains immediately after the onset of exposure to neutron irradiation. We notice the significant difference in the isotopic ratio between the two codes, (129 + 856 by ORIGIN, 33 + 1 by WIMS) which explains why ORIGIN is better suited to the inventory of nuclides, while WIMS is better suited to the calculation of cross sections and the neutron flux necessary for the calculation of the core.

In many isotopes does not have the necessary importance, either because of their very small amount, such as: Br96, Ce175, Co72, Co74, Cu67, CU80, Cu81, Ga70 and Zr90m etc. Or because of its very short half-life, so that they quickly disappear from nuclear fuel like: Ag109m (40s), Po218 (3,1min).... etc.

The most important elements are : (1) the major actinides (uranium and plutonium), the isotopes to consider are the isotopes 235 to 238 for uranium and 238 to 242 for plutonium , where we clearly note the constant decrease in el ' U235 and depending on the fuel burnup. During irradiation of the fuel, neutrons are absorbed by U 238, resulting in the production of Pu239 in the fuel. And (2) the minor actinides (neptunium, americium and curium), the isotopes to be considered first are the isotopes Np 237, Am241 and Am 243 as well as Cm 242 and Cm244, where the nuclei of Cm244, Cm246, Cf252 and Cf254 are the most productive of neutrons.

Isotopes belong to a large number of chemical families, namely: The Actinides, Alkali Metals, Alkaline Earth Metals, Calogens, Halogens, Lanthanides, Metalloids, Noble Gases, Non Metals, Poor Metals, and Transition Metals. This classification is of great importance especially in the reprocessing step of the fuel, and extracting rare materials which can be widely used, but particular attention must be paid to fission products of a gaseous nature (Xe and Kr) due to the risk of nuclear fuel leakage.

The irradiated fuel retains only 60% of its primary radioactivity after 24 hours. 27% after 30 days, 6% after 12 months and 0.6% after 10 years. Therefore, special attention must be paid to the fuel, especially when it is in the reactor and in the first years of its extraction from the reactor, in order to avoid radiological risks.

The calculation of evolution provides the main part of databases to develop the ITHNA.SYS simulator that it constitutes the main part of an expert system being developed at the Draria Nuclear Research Center. Thanks to its stock of knowledge integrated in reactor physics, ITHNA.SYS frees the user from the complexity of modeling the reactor core, ensuring the precise and rapid determination of the neutron and thermohydraulic parameters of the NUR research reactor.