

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : **Physique des Rayonnements**

Thème :

**Optimisation de l'utilisation du combustible en fin de cycle
dans le réacteur nucléaire de recherche NUR.**

Présenté par :

DJABOUB Lamia

Soutenu le 03/ 11 / 2020 devant le jury composé de :

CHEKIRINE Mamoun	Maître de conférence B	USDB	Président
MAZIDI Samir	Chercheur Principal (Docteur)	CRND	Encadreur
AZELI Tarek	Chercheur Principal (Docteur)	CRND	Examineur

Blida1 -2019/2020-

Remerciements

Ces travaux de mémoire ont été réalisés au Centre de Recherche Nucléaire de Draria (CRND) à Alger, au sein de la Division Physique et Applications Nucléaires (DPAN).

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et ma gratitude envers mon encadreur Mr MAZIDI Samir, Chercheur Principal au CRND, pour m'avoir proposé ce sujet de mémoire, d'avoir enrichi mes connaissances, pour son implication et son attention tout au long de mon travail de mémoire. Je le remercie pour sa confiance, son soutien réel et continu, principalement au cours de la délicate période de fin des travaux de mémoire.

Je tiens à remercier vivement Mr Professeur CHEKIRINE Mamoun 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 Messieurs AZLI Tarek trouve ici l'expression de ma gratitude pour avoir accepté l'examen de ce travail.

Les remerciements iront de même à tous les professeurs qui ont contribué à ma formation, en particulier, ceux de la faculté de Physique

Je remercie également tout le personnel du C.R.N.D pour leur aide, support et gentillesse.

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

Enfin, tiens à remercier, du profond de mon cœur, mes chers parents, ma sœur et mon frère pour leur soutien permanent et leurs encouragements incessants.

Résumé

L'usure du combustible nucléaire est l'un de plusieurs phénomènes qui peuvent modifier la réactivité au cours de fonctionnement d'un réacteur. Après un certain temps de fonctionnement du réacteur, la valeur de la réactivité du cœur diminue jusqu'au point où elle est considérée trop faible pour continuer à utiliser le réacteur à des performances élevées.

Dans de ce travail, une étude de gestion du combustible dans le cœur du réacteur nucléaire NUR est établie en s'occupant du calcul de la réactivité et des taux d'épuisement des éléments combustibles en fin de cycle de fonctionnement du réacteur. Cette étude vise à réduire au minimum les coûts énergétiques en termes de choix des plans de rechargement et maintenir des marges suffisantes de performance tout au long du temps de vie opérationnelle du réacteur.

Les solutions adéquates envisagées en fin de cycle, consiste à calculer des réarrangements de configurations, intervertir les éléments combustibles centraux et prévoir des positions à introduire un élément neuf d'après un calcul global de réactivité en fonction du taux de combustion du combustible du cœur. Les résultats sont présentés et discutés.

Sommaire

SOMMAIRE

LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX

INTRODUCTION

1

Chapitre 1 : Combustible nucléaire dans les réacteurs et évolution de l'Uranium

1.1. Introduction	2
1.2. Les réacteurs nucléaires	2
1.2.1. Combustibles nucléaires	2
1.2.2. Principe de fonctionnement	3
1.2.3. Catégories de réacteurs nucléaires	3
1.3. Paramètres généraux dans un réacteur nucléaire de recherche	4
1.3.1. Flux neutronique	4
1.3.2. Facteur de multiplication	4
1.3.3. Réactivité	5
1.3.4. Puissance nucléaire	5
1.3.5. Taux de combustion	6
1.4. Principaux paramètres pouvant modifier la réactivité d'un cœur de réacteur	7
1.4.1. Températures du combustible et du modérateur	7
1.4.2. Mouvement des barres de contrôle	7
1.4.3. Effets des expériences	7
1.4.4. Usure de combustible et empoisonnement par les produits de fission	7
1.5. Usure du combustible: phénomène physique	7
1.5.1. Noyau composé et produits de fission	8
1.5.1.1. Noyau composé	8
1.5.1.2. Produits de fission	8
1.5.2. Poison	9
1.5.3. Equation d'évolution	9
1.5.4. Dynamique simple d'épuisement	10
1.5.4.1. Approximation de puissance constante	10
1.5.4.2. Approximation à flux constant	11
1.6. Réserve de réactivité et gestion de combustible nucléaire	11
1.6.1. Gestion du combustible dans les réacteurs nucléaires	12
1.6.2. Chargement / déchargement des éléments combustibles	12

Chapitre 2 : Calcul neutronique des réacteurs nucléaires

2.1. Introduction	13
2.2. Détermination de Taux du combustion nucléaire	13
2.3. Equation de transport de Boltzmann	13
2.4. Calcul déterministe	14
2.4.1. Méthodes de résolution	14
2.4.2. Calcul de cellule	15
2.4.2.1. Cellule de réacteur hétérogène	15
2.4.2.2. Structure fine et structure macroscopique	16
2.4.2.3. Calcul de la structure fine	17
2.4.2.4. Approximations	17
2.4.2.5. Détermination des constantes de groupes	19
2.4.3. Equation de diffusion et calcul de cœur	20
2.4.3.1. Résolution numérique de l'équation de diffusion multigroupe	22
2.4.3.2. Calcul de cœur	24

Chapitre 3 : Calcul pratique de neutronique du réacteur NUR

3.1. Introduction	26
3.2. Brève description du réacteur	26
3.3. Calcul de cellule et utilisation du modèle WIMSD	30
3.3.1. Calcul des cellules du réacteur NUR	31
3.3.2. Calcul d'évolution	32
3.3.3. Exécution des calculs	33
3.4. Calcul global du cœur et utilisation du modèle CITVAP	34
3.4.1. Calcul des configurations du réacteur NUR	35
3.4.2. Détermination de la distribution des taux de combustion et des puissances	36
3.4.3. Exécution des calculs	37

Chapitre 4 : Taux de combustion et résultats d'optimisation

4.1. Introduction	38
4.2. Modélisation et calcul de la configuration de démarrage IV-N	38
4.2.1. Excès de réactivité de IV-N en début de cycle	38
4.2.2. Excès de réactivité de IV-N en fin de cycle et burnup des éléments combustible	39
4.3. Changement de configuration à X-1 et calcul approprié	39
4.4. Réarrangement et technique d'optimisation	42
4.4.1. Permutation des éléments centraux avec ceux de périphérie	42
4.4.2. Pivotement des éléments centraux	43
4.5. Récapitulatif et interprétations	45
CONCLUSION	46
REFERENCES	47

Liste des illustrations, graphiques et tableaux

Liste des illustrations, graphiques et tableaux

Fig.1.1 : Configurations montrant un cœur d'un réacteur nucléaire de recherche	2
Fig.1.2 : Chaîne de réactions de ^{235}U	8
Fig.1.3 : Chaîne de réaction de ^{135}I , ^{135}Xe , ^{149}Pm et ^{149}Sm sous irradiation	9
Fig.1.4 : Evolution de la concentration de ^{235}U à flux constant et à puissance Constante	11
Fig.2.1 : Réseau de réacteur	16
Fig.2.2 : Allure du flux des neutrons thermiques selon l'axe \vec{r}	16
Fig.2.3 : Composantes homogène (macroscopique) et périodique (structure fine) du flux .	17
Fig.2.4 : Etapes d'homogénéisation d'une cellule combustible hétérogène	18
Fig.2.5 : Détermination des constantes de groupes pour une cellule hétérogène	19
Fig.2.6 : Discrétisation de la variable espace	23
Fig.3.1 : Coupe longitudinale du réacteur NUR	26
Fig.3.2 : Configuration de démarrage (IV-N) et actuelle (X-1) du réacteur NUR	27
Fig.3.3 : Vue d'ensemble de l'élément combustible standard	27
Fig.3.4 : Coupe transversal d'un élément combustible standard	28
Fig.3.5 : Élément combustible de contrôle avec fourche absorbante insérée	28
Fig.3.6 : Coupe transvrsale du réacteur NUR	29
Fig.3.7 : Système de refroidissement du réacteur NUR	29
Fig.3.8 : Modèle de la cellule unité SFE	31
Fig.3.9 : Représentation d'une macro-cellule réflecteur en eau	32
Fig.3.10 : Géométrie de X-1 dans le modèle CITVAP	35
Fig.3.11 : Schéma des différentes étapes intervenant dans le calcul du cœur	37
Fig.4.1 : Configuration IV-N du cœur du réacteur NUR	38
Fig.4.2 : Configuration actuelle X-1 du cœur du réacteur NUR	39
Fig.4.3 : Courbe de réactivité globale du cœur en fonction du Burnup dans X-1	42
Fig.4.4 : Permutation des éléments centraux avec les éléments périphériques dans X-	43
Fig.4.5 : Pivotement des éléments centraux dans X-1	44

Tab. 1.1 : Energie libérée suite à une réaction de fission	5
Tab. 3.1 : Caractéristiques principales des éléments combustibles du réacteur NUR	31
Tab. 3.2 : Structure adoptés pour les groupes d'énergies de la bibilothèques des sections efficaces macroscopique	34
Tab. 4.1 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration IV-N après 45.53MWJ	39
Tab. 4.2 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration X-1 après 50MWJ	40
Tab. 4.3 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration X-1 après 100MWJ	40
Tab. 4.4 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration X-1 après 150MWJ	40
Tab. 4.5 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration X-1 après 200MWJ	41
Tab. 4.6 : Taux de combustion des éléments combustibles de configuration X-1 après 250MWJ	41
Tab. 4.7 : Taux de combustible des éléments combustibles de configuration X-1 après 300MWJ	41
Tab. 4.8 : Taux de combustion des éléments et subdivisions combustibles dans X-1 à 200 MWJ	44

Introduction

Les réacteurs nucléaires de recherche sont d'excellents outils d'éducation et de formation donnant accès aux applications pratiques de la science et de la technologie nucléaires. Utilisées à leur plein potentiel, ces installations nécessitent l'extraction du maximum d'énergie de leur combustible sans dépasser les limites admissibles du point de vue mécanique, thermique, structural, etc....

Durant le fonctionnement du réacteur, le processus de fission fait diminuer la quantité de ^{235}U (élément fissile) et provoque l'apparition de nouveaux isotopes dans le cœur. Après un certain temps de fonctionnement, la valeur de la réactivité du cœur diminue jusqu'au point où elle est considérée trop faible pour continuer à utiliser le réacteur à des performances élevées. Par conséquent la configuration du cœur après cette période ne peut être effective. Pour des raisons économiques, le choix de déchargement des éléments combustibles les plus usés (les éléments centraux) n'est pas à considérer, car le taux de combustion de ces éléments est très inférieur au taux de combustion maximal admissible.

Le calcul d'évolution, appelé aussi calcul de burnup, concerne la prédiction des changements à long terme de la composition isotopique dans le cœur et de la distribution de puissance et de flux pendant la vie du réacteur, en tenant compte surtout de la dépendance spatiale et temporelle des paramètres suivants [1]: épuisement des matériaux fissiles, la transmutation des matériaux fertiles en matériaux fissiles, l'accumulation des produits de fission et la distributions du taux de combustion et de puissance. La connaissance précise de ces paramètres permet [2] la stabilité et le contrôle du réacteur, l'économie du combustible et la détermination de la durée de fonctionnement du réacteur (cycle).

L'objet de ce travail de master est de faire une étude de gestion du combustible dans le cœur du réacteur nucléaire NUR en s'occupant du calcul de la réactivité et de la distribution des taux d'épuisement des éléments combustibles du cœur en fin de cycle de fonctionnement du réacteur. Les solutions adéquates à envisager en fin de cycle, consiste à calculer des réarrangements de configurations, intervertir les éléments centraux et prévoir des positions à introduire un élément neuf d'après un calcul global de réactivité en fonction du taux de combustion du combustible du cœur. Cette étude vise à réduire au minimum les coûts énergétiques en termes de choix des plans de rechargement et maintenir des marges de sûreté suffisantes tout au long du temps de vie opérationnelle du réacteur.

L'étude fait appel aux concepts du calcul neutronique des réacteurs nucléaires et aux techniques de modélisation des milieux multiplicateurs de neutrons. Ainsi, les paramètres généraux d'importance représentés par le facteur de multiplication effectif qui détermine les réactivités de fonctionnement du réacteur et les taux de combustion des éléments combustibles du cœur seront déterminés et analysés. Ces études seront suivies par des techniques d'optimisation de l'utilisation du combustible en fin de cycle de fonctionnement du réacteur.

En plus de cette introduction et une conclusion, le présent mémoire de Master contient quatre chapitres. Le premier chapitre donne des généralités sur le combustible nucléaire dans les réacteurs nucléaires en général et ceux de recherche en particulier. Il donne aussi un aperçu sur l'évolution de l'uranium et quelques aspects pertinents. Le deuxième chapitre, dédié au calcul déterministe des réacteurs nucléaires, présente l'équation de Boltzmann qui régit le transport des neutrons dans les réacteurs nucléaires et ses méthodes de résolution et décrit les modèles utilisés notamment en matière de calcul de cellule et de calcul global de cœur. Avec une brève description du réacteur NUR, le calcul pratique du réacteur et l'utilisation des modèles WIMSD et CITVAP pour la détermination des taux de combustion de ses éléments combustibles sont couverts dans le chapitre 3. Enfin, le chapitre 4 présente en détail les résultats de calcul des taux de combustion et d'excès de réactivité des deux configurations ancienne et actuelle. Les tests d'optimisation sont aussi présentés et étudiés dans ce chapitre.

Combustible nucléaire dans les réacteurs et évolution de l'uranium

1.1. Introduction

Une particule comme le neutron qui se déplace à une certaine vitesse v (correspondant à une énergie Thermique $E_{thermique}$) peut fissionner un noyau lourd, en particulier l'isotope ^{235}U . Pour un neutron absorbé provoquant une fission il se crée en moyenne un nombre de 2 à 3 neutrons pour ^{235}U . Parmi ces derniers il y en a qui provoquent 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.

Lors du fonctionnement d'un réacteur, la composition isotopique de son combustible évolue sous l'effet de la réaction de fission en chaîne qui fait diminuer le nombre de noyaux fissiles (^{235}U) présents dans le combustible limitant ainsi la création de nouveaux neutrons.

1.2. Les réacteurs nucléaires

Un réacteur nucléaire est un dispositif dans lequel une réaction de fission nucléaire en chaîne est initiée, modérée et contrôlée. Cette réaction de fission résulte en la production d'une grande quantité d'énergie sous forme de chaleur, et donne naissance à des rayonnements (neutrons, γ) et à des produits radioactifs (produits de fission et d'activation).

Le réacteur est généralement composé d'un cœur (Fig. 1.1) contenant des noyaux lourds susceptibles de fissionner après capture neutronique (le combustible) et d'un fluide caloporteur permettant l'évacuation de la chaleur produite. Dans la majorité des réacteurs actuels, le caloporteur joue aussi le rôle de modérateur. Celui-ci est composé de noyaux légers capables de ralentir les neutrons incidents par chocs successifs. Leur sortie (faisceaux de neutrons) peut avoir des caractéristiques différentes selon la formation ou la recherche scientifique et le développement technologique qu'on veut faire.



Fig. 1.1 : Configurations montrant un cœur d'un réacteur nucléaire de recherche.

1.2.1. Combustible nucléaire

L'uranium est l'élément le plus couramment utilisé comme combustible nucléaire. Les réacteurs nucléaires fonctionnent avec du combustible à haute teneur ou à faible enrichissement en uranium. Ce combustible est la partie active du cœur pour libérer de l'énergie thermique.

Le combustible d'uranium est fabriqué en petites pastilles ou plaques de combustible et est

emballé dans des éléments de combustible et entouré d'un revêtement pour éviter les fuites dans le liquide de refroidissement. Son rôle est de permettre la fission de ^{235}U sous l'action des neutrons thermiques et de favoriser l'évacuation de l'énergie thermique dégagée.

Un élément combustible est un produit de haute technologie dont la qualité est essentielle, tant au niveau du bon fonctionnement du réacteur (neutronique, thermo-hydraulique) qu'au niveau de la sûreté (confinement de l'énorme radioactivité engendrée par la fission). Il subit donc des contrôles rigoureux à toutes les étapes de sa fabrication : absence de défaut, contrôles dimensionnels, teneur en impureté de tous les composants. C'est sa tenue dans les conditions sévères du cœur du réacteur qui va déterminer le taux de combustion, c'est-à-dire sa limite d'usage, qu'on cherche en général la plus élevée possible.

Sa limite d'usage va être soumise à de nombreuses contraintes, physiques et radiologiques...etc. Sous toutes ces contraintes, le combustible va évoluer, ce qui limite son temps de séjour en réacteur et donc détermine le taux de combustion [3].

1.2.2. Principe de fonctionnement

Tous les réacteurs nucléaires sont utilisés comme sources de neutrons et de chaleur. Ils sont conçus pour créer et entretenir par une réaction en chaîne contrôlée la fission d'atomes fissiles. C'est le cas de cœur d'un réacteur qui se compose d'un combustible nucléaire à base d'uranium 235 fissile contenu dans une gaine étanche, d'un modérateur qui ralentit les neutrons rapides ($E = 2 \text{ MeV}$) issus de la fission car ce sont les neutrons thermiques ($E = 0,025 \text{ eV}$) qui ont la plus forte probabilité de produire des fissions, d'un réflecteur qui réduit les fuites de neutrons hors du cœur en les renvoyant dans le cœur, d'une source de neutrons pour assurer le démarrage, enfin de barres de contrôle constituées de matériaux absorbant les neutrons et dont la position dans le cœur est réglée en permanence pour ajuster et contrôler la réaction en chaîne. Après ralentissement (eau légère H_2O), les neutrons atteignent la vitesse thermique (vitesse identique à celle qui résulte de l'agitation thermique des atomes du milieu dans lequel ils se déplacent et diffusent).

L'eau légère est utilisable comme caloporteur pour extraire par convection forcée la chaleur due par la fission du cœur. En conséquent le caloporteur qui circule dans un circuit primaire va être pompé vers l'extérieur du bâtiment et échanger de la chaleur avec un circuit secondaire isolé pour le refroidir et le renvoyé au réacteur. Enfin, l'ensemble est entouré de protections biologiques sous forme de blindages qui absorbent et limitent les rayonnements à l'extérieur de l'installation.

1.2.3. Catégories de réacteurs nucléaires

On distingue deux classes importantes de réacteurs nucléaires :

- Les réacteurs de puissance qui exploitent l'énergie thermique résultant de la réaction de fission pour produire de la vapeur d'eau sous pression. Cette vapeur d'eau servira à produire un travail mécanique (propulsion navale), de l'électricité, de l'eau douce par dessalement.
- Les réacteurs de recherche qui exploite les neutrons résultant de la réaction en chaîne à des fins de recherche scientifique et de développement technologique ; l'énergie thermique libérée par les fissions n'est pas récupérée et est évacuée vers l'atmosphère.

Les réacteurs de test des matériaux (Material Test Reactors, MTR) forment une classe importante de réacteurs de recherche. Parmi les 240 réacteurs de recherche opérant actuellement dans le monde, environ 50 sont des réacteurs de type MTR. La puissance de ces

réacteurs MTR varie de 100 KW à 250 MW. Le réacteur NUR du CRND fait partie de la classe des réacteurs MTR et sa puissance actuelle est de 1MW.

Le cœur des réacteurs MTR est constitué d'un arrangement hétérogène d'éléments combustibles plaques à noyau en UO_2-Al , U_3O_8-Al ou U_3Si_2-Al , refroidis et modérés à l'eau légère.

Les réacteurs MTR se caractérisent par une grande flexibilité d'exploitation et sont appliquées dans de nombreux domaines de recherche fondamentale et appliquée.

L'optimisation d'exploitation en termes d'utilisation de combustible dans ces réacteurs et l'amélioration de leur utilisation nécessitent un effort continu en matière d'analyse et de modélisation.

1.3. Paramètres généraux dans un réacteur nucléaire de recherche

La connaissance des paramètres neutroniques et thermo-hydrauliques du cœur d'un réacteur de recherche est très importante pour sa sûreté et l'efficacité de son exploitation. Ces paramètres sont représentés par les valeurs des réactivités et des facteurs de multiplication, les distributions des flux neutroniques, des puissances nucléaires, des taux d'usure du combustible (Burn-Up) et d'autres paramètres thermo-hydrauliques.

1.3.1. Flux neutronique :

Le flux de neutrons est un terme utilisé pour décrire le nuage de neutrons. Le flux de neutrons, ϕ , est défini comme le nombre de neutrons dans 1 centimètre cube multiplié par leur vitesse moyenne :

$$\phi = \frac{\text{Neutrons}}{\text{cm}^3} \times \frac{\text{cm}}{\text{s}} = \frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \text{s}} = nv \quad (1.1)$$

Par conséquent, le flux est le nombre de neutrons traversant un centimètre carré du milieu en une seconde.

1.3.2. Facteur de multiplication :

Les neutrons produits par la fission n'auront pas la possibilité de provoquer de nouvelles fissions car certains seront absorbés par des matières non fissiles et d'autres s'échapperont du réacteur. Le nombre de neutrons absorbés ou s'échappant du réacteur déterminera si une nouvelle génération de neutrons est plus grande, plus petite ou de la même taille que son prédécesseur.

Le terme génération de neutrons désigne la "vie" d'un groupe de neutrons de la naissance au moment où ils provoquent la fission et produisent de nouveaux neutrons.

Le facteur de multiplication effectif, K_{eff} , peut être exprimé mathématiquement par :

$$K_{eff} = \frac{\text{Neutrons produits}}{\text{Neutrons absorbés}} \quad (1.2)$$

Le facteur de multiplication peut également être défini comme :

$$K_{eff} = \frac{\text{Nbre de neutrons dans la génération actuelle}}{\text{Nbre de neutrons dans la génération précédente}} \quad (1.3)$$

$K > 1$: 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.

Les changements dans le flux de neutrons provoquent des changements dans le niveau de puissance du réacteur. Étant donné que le changement de niveau de puissance est directement affecté par le facteur de multiplication, il est nécessaire d'en savoir plus sur la façon dont ce facteur dépend du contenu et de la construction du réacteur.

1.3.3. Réactivité

C'est le paramètre mesurant l'écart par rapport à 1 du facteur de multiplication K_{eff} [4]. Elle est définie par la relation suivante :

$$\rho = \frac{K - 1}{K} \quad (1.4)$$

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

Le niveau de puissance, la densité de neutrons, etc., changent constamment chaque fois que le facteur de multiplication, K_{eff} , n'est pas égal à 1.

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.

1.3.4. Puissance nucléaire

Le cœur du réacteur est le siège d'un dégagement d'énergie intense libérée suite à des réactions de fission au sein du combustible. Un noyau d' U^{235} , lorsqu'il est bombardé par un neutron, est scindé en deux fragments plus légers dits produits de fissions. Au cours de cette réaction, en moyenne deux à trois neutrons sont émis et donneront lieu, à leur tour, à d'autres réactions de fission et ainsi de suite. Lors de la réaction, des rayonnements de différentes énergies sont également émis.

L'énergie qui accompagne cette réaction est libérée sous différentes formes (Tab. 1.1).

Tab. 1.1 : Energie libérée suite à une réaction de fission.

Energie cinétique des fragments de fission	168 MeV	
Energie cinétique des neutrons de fission	5 MeV	
Energie des rayonnements γ prompts	7 MeV	
Energie des rayonnements émis lors de la désintégration des produits de fission	Rayonnement β	8MeV
	Rayonnements γ	7 MeV
	Neutrons retardés	0.4 MeV
	Neutrinos	12 MeV
	Capture radiative (n, γ)	3 à 12 MeV

Au total une énergie de 198 à 207 MeV est dégagée au cours d'une réaction de fission [5].

La majeure partie de l'énergie produite au cours de la fission est convertie en chaleur dans diverses parties du cœur.

- Les fragments de fission sont ralentis dans le combustible et immobilisés au bout d'un parcours de 10^{-2} mm du site de la réaction. La totalité de leur énergie cinétique est cédée après traversée de plusieurs milieux au modérateur.
- Les rayons γ (prompts et retardés) ont une longue portée. Ils parviennent généralement à s'échapper du cœur pour être absorbés par les écrans biologiques où leur énergie est convertie en chaleur. Une partie non négligeable est également interceptée par le combustible.
- Les rayons β déposent leur énergie principalement dans le combustible.
- Parmi toutes les particules émises, le neutrino n'interagit pas avec les matériaux constituant le réacteur et toute son énergie est complètement perdue.

D'une façon générale on admet qu'approximativement 90% de l'énergie totale est libérée dans le combustible et environ 5% dans le modérateur ; les 5% restants sont produits dans les réflecteurs et les écrans biologiques.

L'énergie produite est proportionnelle au taux de fission :

$$q'''(r) = W_f N(r) \int_0^{+\infty} \sigma_f(E) \Phi(r, E) dE \quad (1.5)$$

$q'''(r)$: Densité volumique de puissance au point r (W/cm³). W_f : Energie libérée par fission (W/fission). $N(r) \int_0^{+\infty} \sigma_f(E) \Phi(r, E) dE$: Taux de fission.

1.3.5. Taux de Combustion

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 [4]. 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.

$$B.U = \frac{P \cdot \Delta t}{m} \quad (1.6)$$

P : Puissance en MW, Δt : 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 (MW/t).

La relation entre 1 MW/t et le nombre d'atomes fissionnés est [6] :

1 MW/Tonne = 1.07×10^{-4} % atomes fissionnés, aussi : 1% atomes fissionnés = 9.370 GWj/Tonne.

1.4. Principaux paramètres pouvant modifier la réactivité d'un cœur de réacteur :

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

1.4.1. 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 raies 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.

1.4.2. 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.

1.4.3. 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.

1.4.4. Usure de combustible et empoisonnement par les produits de fission

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 de ^{235}U par fission et par capture.

Parmi les produits de fission certains possèdent des sections efficaces d'absorption neutroniques très élevées, c'est le cas plus particulièrement du ^{135}Xe et ^{149}Sm .

1.5. Usure du Combustible : Phénomène Physique

L'uranium naturel est caractérisé par la composition isotopique suivante : 99,28% en ^{238}U , 0,71% en ^{235}U et 0,0054% de ^{234}U . L'isotope ^{235}U est à la base de tous les combustibles dans les réacteurs thermiques. La plupart de ces réacteurs utilisent un combustible faiblement enrichi : $E < 20\%$ en ^{235}U [7].

L'uranium 235 possède une section efficace d'absorption aux énergies thermiques importante, 680 barns environ. La capture de neutrons par un noyau de ^{235}U conduit, en parallèle à la fission du noyau, à la création de certains noyaux lourds tels que ^{236}U et le

^{237}Np , selon une série de réactions. La figure suivante montre la chaîne des réactions de ^{235}U [8].

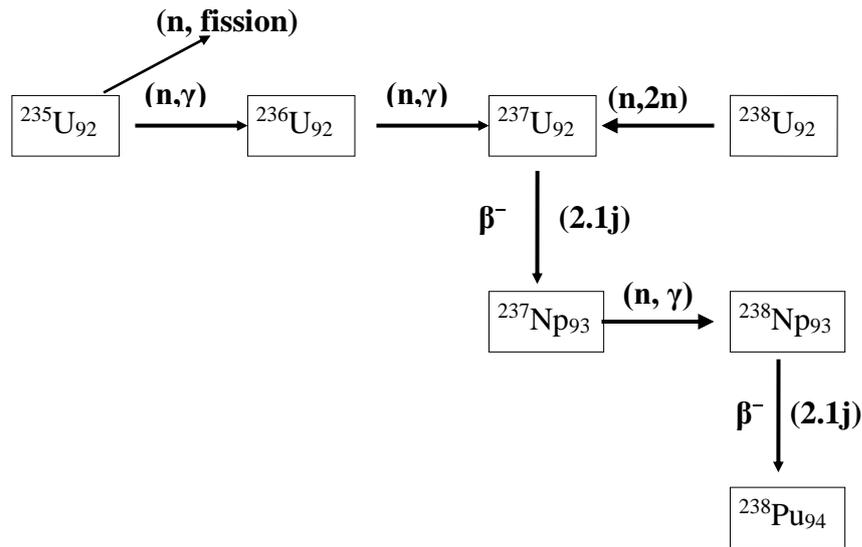


Fig. 1.2 : Chaîne de réactions de l' ^{235}U .

Le phénomène le plus important à considérer dans un réacteur nucléaire est la fission. Dans la gamme d'énergie des neutrons rapides tous les noyaux lourds sont fissiles, mais dans la gamme d'énergie des neutrons thermiques seuls les noyaux ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{233}U , ^{235}U produisent la fission. ^{235}U est caractérisé par une section efficace microscopique de fission très élevée d'environ 550 barns [9].

1.5.1. Noyau composé et Produits de fission

1.5.1.1. Noyau composé

Le noyau composé est un état intermédiaire à vie relativement longue du système composite particule-cible. Il se désintègre en de nouveaux noyaux, généralement deux produits de fission et des neutrons [10]. Il doit vivre au moins plusieurs fois plus longtemps que le temps de transit d'une particule incidente à travers le noyau ($\sim 10^{-22}$ s). L'échelle de temps des réactions du noyau composé est de l'ordre de 10^{-18} s – 10^{-16} s, mais des durées de vie aussi longues que 10^{-14} s ont également été observées. [11].

Pour le noyau composé, les pics de la section transversale sont typiques. Chaque pic manifeste un état composé particulier du noyau. Ces pics et les noyaux composés sont généralement appelés des résonances. Il est évident que les états composés (résonances) sont observés à de faibles énergies d'excitation. Cela est dû au fait que l'écart d'énergie entre les états est important. A haute énergie d'excitation, l'écart entre deux états composés est très petit et les largeurs de résonances peuvent atteindre l'ordre des distances entre résonances. Par conséquent, à des énergies élevées, aucune résonance ne peut être observée et la section transversale dans cette région d'énergie est continue et lisse.

1.5.1.2. Produits de fission

Après un certain temps sous irradiation, le combustible devient plein de produits de fission (plus de 200 isotopes observés) 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 [12].

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 pour plusieurs raisons [5] :

- 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.
- 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.

1.5.2. Poisons

Deux des nombreux isotopes produits présentent un intérêt particulier, le Xénon 135 (^{135}Xe), et le Samarium 149 (^{149}Sm), considérés comme des parasites ou poisons dans les réacteurs nucléaires [13].

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^{-1}), 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 (Fig. 1.3 gauche).

Le samarium 149 est aussi un poison important pour les réacteurs à neutrons thermiques, sa section efficace à 2200 m.s^{-1} est égale à 41000 barns. C'est un noyau stable obtenu par la chaîne de réaction schématisée par Fig. 1.3 droite.

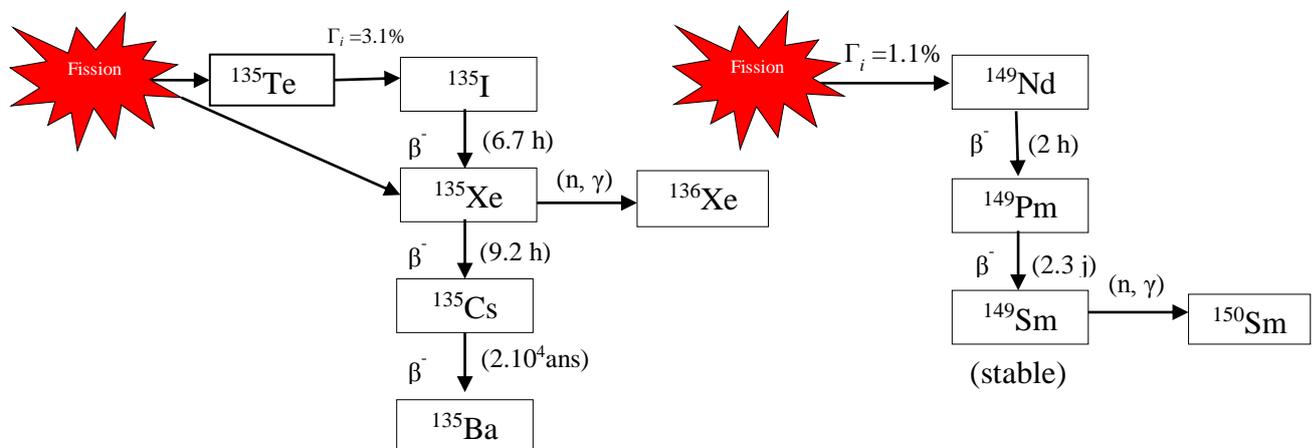


Fig. 1.3 : Chaîne de réaction de ^{135}I , ^{135}Xe , ^{149}Pm et ^{149}Sm sous irradiation.

1.5.3. 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 [13, 14]

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i(t) - A_i N_i(t) + \sum_k \delta(i, j_1(k)) \alpha_{ki} C_k N_k(t) + \sum_k \delta(i, j_2(k)) \beta_{ki} \lambda_k N_k(t) + \sum_k \gamma_{ki} F_k N_k(t) \quad (1.7)$$

N_i : densité du nuclide i , λ_i : constante de désintégration radioactive du nuclide i , A_i : taux de réaction microscopique d'absorption pour le nuclide i , F_i : taux de réaction microscopique de fission pour le nuclide i , C_i : taux de réaction microscopique de capture pour le nuclide i , γ_{ki} : rendement de fission de l'isotope i pour une fission du nuclide k , α_{ki} et β_{ki} : fractions de l'isotope i provenant soit de la capture soit de la filiation radioactive de l'isotope k respectivement, $j_1(k)$ et $j_2(k)$: 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 (1.7) précédente décrivent respectivement les pertes par désintégration radioactive de l'isotope i , et les captures neutroniques. Le troisième, quatrième et cinquième terme représente 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.

1.5.4. 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 [15].

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

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F(r, t) \sigma_a^F \phi(r, t) \quad (1.8)$$

L'intégration de cette équation donne :

$$N_F(r, t) = N_F(r, 0) \exp \left[-\sigma_a^F \int_0^t \phi(r, t') dt' \right] \quad (1.9)$$

1.5.4.1. Approximation de puissance constante

Dans ce cas-ci :

$$P(r, t) = W_a \cdot N_F(r, t) \sigma_a^F \cdot \phi(r, t) = P_0(r) \quad (1.10)$$

W_a : énergie libérée par neutron absorbé :

$$W_a = W_f \left(\frac{\sigma_f^F}{\sigma_a^F} \right) \quad (1.11)$$

σ_f^F : section efficace microscopique de fission de l'isotope F à un groupe, $W_f = 200$ MeV/fission.

En intégrant l'équation suivante :

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F(r,t) \sigma_a^F \cdot \phi(r,t) = -\frac{P_0(r)}{W_a} \quad (1.12)$$

On obtient :

$$N_F(r,t) = N_F(r,0) - \left(\frac{P_0(r)}{W_a} \right) \cdot t \quad (1.13)$$

1.5.4.2. Approximation à flux constant

Dans ce cas-ci : $\phi(r,t) = \phi_0(r)$ et l'intégration de 1.12 donne :

$$N_F(r,t) = N_F(r,0) \exp\left[-\sigma_a^F \phi_0(r) \cdot t\right] \quad (1.14)$$

La formule de Taylor au voisinage de 0 donne :

$$N_F(r,t) \approx N_F(r,0) \cdot \left[1 - \sigma_a^F \cdot \phi_0(r) \cdot t\right] \approx N_F(r,0) - \left(\frac{P_0(r)}{W_a} \right) \cdot t \quad (1.15)$$

Les deux approximations de l'équation d'évolution (puissance constante et flux constant) sont illustrées sur la figure 1.4. Remarquons que pour les intervalles de temps courts les deux évolutions sont identiques.

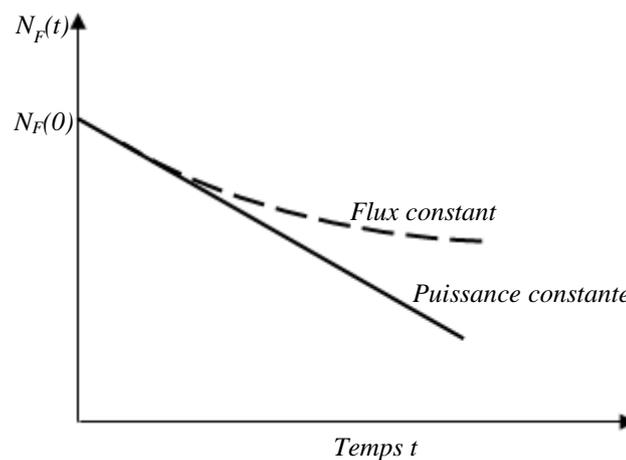


Fig. 1.4 : Evolution de la concentration de ^{235}U à flux constant et à puissance constante.

1.6. Réserve de réactivité et gestion de combustible nucléaire

Certains des phénomènes cités précédemment 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.

1.6.1. Gestion du combustible dans les réacteurs nucléaires :

La partie essentielle d'un réacteur nucléaire est le cœur produisant l'énergie à partir de la fission du combustible à uranium.

Les experts dans différents domaines techniques sont requis à fournir le combustible pour un fonctionnement économique et continu d'un réacteur 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" [16].

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 [17].

1.6.2. Chargement/ déchargement des éléments combustibles

Dans les réacteurs de puissance fonctionnant à l'uranium naturel, 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, l'opération est faite une fois par an. Dans ce cas le réacteur est mis à l'arrêt pendant quelques jours et un tiers ou un quart 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 235) 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 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.

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 toutefois d'une répartition uniforme de la puissance.

Calcul neutronique des réacteurs nucléaire

2.1. Introduction

Les études réalisées par les physiciens des réacteurs nucléaires nécessitent d'accéder aux paramètres neutroniques d'intérêt telles que la distribution de flux et le facteur de multiplication effectif, quantités de base à partir desquelles on peut calculer d'autres quantités pour le réacteur comme les taux de combustion nucléaire de la matière fissile. Pour cela, il faut étudier le phénomène de transport des neutrons dans le cœur du réacteur en résolvant l'équation de transport qui régit le comportement des neutrons dans un réacteur [12].

Dans ce chapitre, l'équation de transport des neutrons est présentée. Elle est d'abord résolue pour une cellule unité (calcul de cellule) [15,18] et les résultats obtenus sont injectés dans l'équation de la diffusion des neutrons à l'échelle de tout le cœur (calcul de cœur) [13,19].

2.2. Détermination du taux de combustion nucléaire

Durant le fonctionnement d'un réacteur nucléaire le processus de fission fait diminuer la quantité d' ^{235}U (élément fissile) et provoque l'apparition de nouveaux isotopes pour la plupart très instables et absorbants de neutrons.

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 [20]. Leur importance vient du fait qu'elles peuvent constituer des résultats de référence, pour contrôler et corriger les résultats des calculs.

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 [1]: 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 [2] la stabilité et le contrôle du réacteur, l'économie du combustible et la détermination de la durée de fonctionnement du réacteur (cycle).

2.3. Equation de transport de Boltzmann

Les sections efficaces macroscopiques effectives à quelques groupes d'énergie sont obtenues en résolvant l'équation de transport de BOLTZMANN, qui décrit la migration des neutrons sous l'influence des interactions avec le milieu matériel. Etant donné la complexité d'un cœur de réacteur et des constantes qui décrivent les interactions des neutrons avec la matière, la résolution analytique de cette équation est un défi majeur.

L'équation de transport s'écrit sous deux formes: une forme intégrale et une forme intégral-différentielle.

La forme intégrale s'écrit dans le cas stationnaire :

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_0^\infty T(\vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, E) \int_{4\pi} \left(\int_0^{E_c} [\Sigma_s(\vec{r}', \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \Phi(\vec{r}', \vec{\Omega}', E')] dE' \right) d^3\vec{r}' d\vec{\Omega}' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2.1)$$

$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: flux neutronique au point \vec{r} , à la direction $\vec{\Omega}$, à l'énergie E , $\Sigma_s(\vec{r}', \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)$: section efficace de transfert, $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: source (source de fission + source externe éventuelle), T : noyau de transport défini par : $T(\vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, E) = \exp[-\int_0^\infty \Sigma_t(\vec{r} - s\vec{\Omega}, E) ds]$, $\Sigma_t(\vec{r}, E)$: section efficace totale.

La forme intégral-différentielle s'écrit dans le cas stationnaire :

$$\vec{\Omega} \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_0^{E_c} \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2.2)$$

Les notations standard ont été utilisées.

2.4. Calcul déterministe

Le calcul déterministe est basé sur la résolution numérique de l'équation de transport, cette résolution est régit par les discrétisation des variables caractérisant le neutron (position, direction de propagation, énergie et temps). Il se scinde en deux étapes: la première étape consiste à résoudre l'équation de transport sur une petite zone du cœur (calcul de cellule [17,18]). La deuxième étape consiste à résoudre cette équation sur le cœur complet du réacteur (calcul de cœur [13,19]).

2.4.1. Méthodes de résolution

Pour résoudre l'équation de transport au niveau de la cellule quelques méthodes d'approximation sont utilisées : la méthode Sn [21] et la méthode des probabilités de collision [22].

La méthode Sn (ou la méthode des ordonnées discrètes) dans le cas simplifié d'une seule dimension est basée sur la discrétisation de la variable angulaire $\mu = \cos \theta$, où θ désigne l'angle formé par la direction de la trajectoire du neutron avec l'axe des coordonnées, en un ensemble de directions cosinus (μ_i , $i = 1 \dots N$). Dans ces conditions l'équation de Boltzmann conduit au système d'équations suivant :

$$\mu_j \nabla \phi(r, E, \mu_j) + \Sigma_t \phi(r, E, \mu_j) = \sum_{i=1}^N \omega_i \int_{E'} \Sigma_s(r, E', \mu_i \rightarrow E, \mu_j) \phi(r, E', \mu_i) + S(r, E, \mu_j) \quad j = 1, N \quad (2.3)$$

ω_i : poids associés aux directions μ_i .

Dans la méthode des probabilités des collisions, la cellule est divisée en N subdivisions, le flux moyen dans le groupe d'énergie g $\phi_g(\vec{r})$ étant supposé plat dans chaque subdivision. Dans cette méthode le calcul du flux est basé sur le calcul préalable des P_{nm}^g qui représente la probabilité qu'un neutron d'énergie dans g se trouvant dans la subdivision m fera sa prochaine collision dans la subdivision n .

Les probabilités de collision monocinétique classiques sont définies par la relation suivante :

$$P_{nm} = \frac{1}{V_n} \int_{V_n} d\vec{r} \int_{V_m} d\vec{r}' \frac{\exp(-\tilde{\Sigma}_R)}{4\pi R^2} \Sigma_t(\vec{r}') \quad (2.4)$$

$\tilde{\Sigma}_R = \int_0^R \Sigma_t \left(\vec{r} + \frac{\vec{r}' - \vec{r}}{R} S \right) dS$: distance optique du point \vec{r} au point \vec{r}' , $R^2 = |\vec{r} - \vec{r}'|^2$: distance géométrique du \vec{r} point au point \vec{r}' .

On obtient la relation du flux dans le cas monocinétique et dans la subdivision n :

$$\Phi_n = \frac{1}{V_n \Sigma_{t,n}} \sum_{m=1}^N V_m P_{nm} [\Sigma_{s,m} \Phi_m + S_m] \quad (2.5)$$

Les notations standard ont été utilisées.

2.4.2. Calcul de cellule

Le calcul de cellule, une étape essentielle dans la conception neutronique, consiste à simplifier la géométrie du cœur et considérer qu'il est constitué d'un réseau régulier de cellule et tenir compte explicitement de la dépendance énergétique. Ce qui permet de remplacer la cellule hétérogène réelle par un milieu homogène équivalent et de déterminer ainsi les constantes nucléaires effectives de la cellule. Ces constantes sont appelées sections efficaces macroscopiques effectives à quelques groupes d'énergie [23]. Parmi celles-ci figurent les sections efficaces de fission, d'absorption, totale, de transfert entre groupes énergétiques, le coefficient de diffusion, etc...

2.4.2.1. Cellule de réacteur hétérogène

En pratique, le cœur d'un réacteur hétérogène est constitué de la répétition à un grand nombre d'exemplaires d'un même motif élémentaire, associant combustible, modérateur, et des éléments de structures, l'ensemble constituent un réseau.

Le motif élémentaire du réseau, la maille, est appelé cellule du réacteur [18]. On passe d'une cellule à la cellule voisine par une translation ; la mesure de cette translation est le pas du réseau. Les géométries usuelles des réseaux réalisés industriellement sont carrées ou hexagonales (Fig. 2.1).

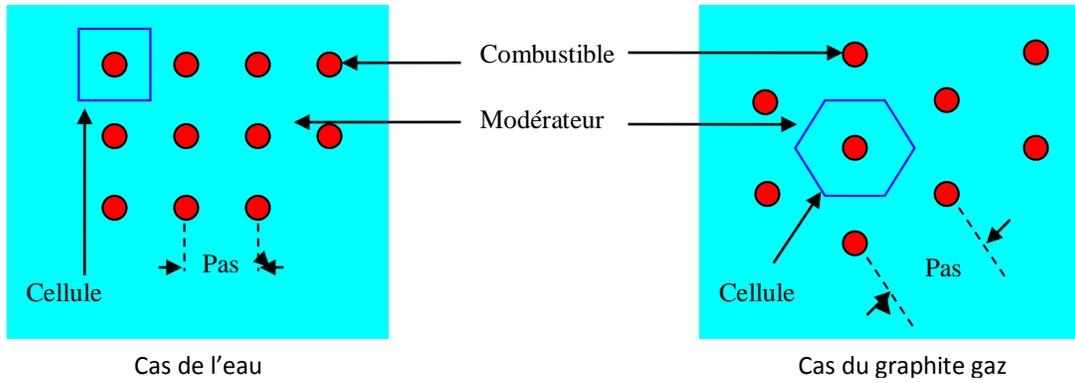


Fig. 2.1 : Réseau de réacteur.

2.4.2.2. Structure Fine et Structure Macroscopique

De la périodicité du réseau résulte une périodicité dans les phénomènes physiques, et on cherche à distinguer deux ‘composantes’ du flux neutronique dans le réacteur, l’une ‘macroscopique’, proche de ce que l’on observerait dans un réacteur homogène, l’autre ‘périodique’, identique à ce que l’on observerait si le réseau se reproduisait à l’infini (Fig. 2.2 et 2.3) [21].

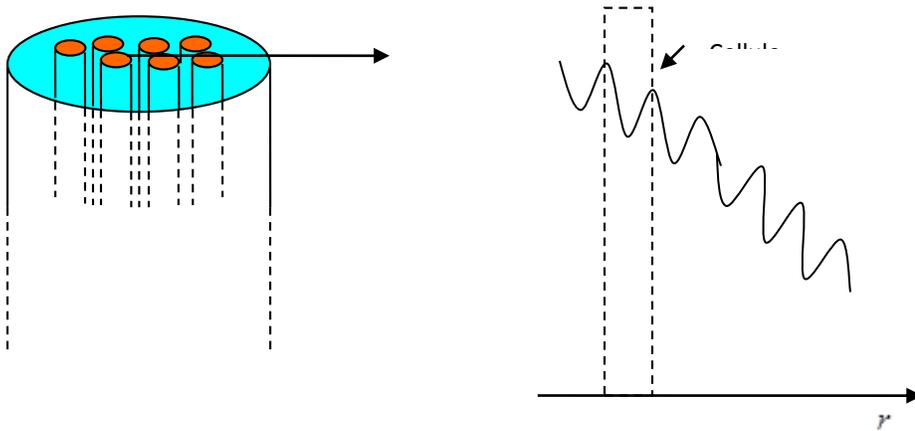


Fig. 2.2 : Allure du flux des neutrons thermiques selon l’axe \vec{r} .

Le flux est exprimé par le produit :

$$\Phi(\vec{r}) = \phi_{\text{homogène}}(\vec{r}) * \varphi_{\text{périodique}}(\vec{r}) \tag{2.6}$$

$\varphi_{\text{périodique}}$: flux de structure fine.

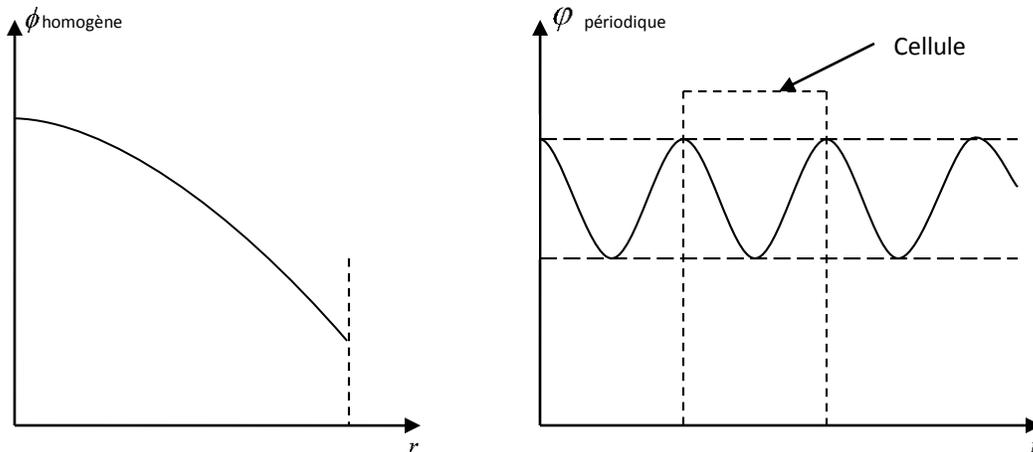


Fig. 2.3 : Composantes homogène (macroscopique) et périodique (structure fine) du flux $\Phi(\vec{r})$.

2.4.2.3. Calcul de la structure fine

On calcule la structure fine du flux dans une cellule comme si cette cellule était reproduite à l'infini. Cette approximation sera d'autant meilleure que le réacteur sera composé d'un plus grand nombre de cellules identiques. Dans ce cas, le calcul de la structure fine se fera en traitant une cellule unique avec condition de réflexion appropriée aux frontières.

L'utilisation de la théorie de la diffusion n'est pas valable dans cette étape à cause des fortes absorptions et on doit faire recours soit aux méthodes de transport soit aux méthodes de Monte Carlo [24].

2.4.2.4. Approximations

Dans un réacteur nucléaire, les matériaux se présentent toujours sous la forme d'un arrangement hétérogène de combustible, de modérateur et de matériaux de structure, etc....

De plus, plusieurs isotopes avec une structure résonante complexe sont toujours présents. Ceci a pour conséquence :

- ❑ Le flux neutronique sera caractérisé par de violentes variations spatiales et énergétiques.
- ❑ Les temps de calcul et les besoins en espace mémoire pour un calcul direct des taux de réaction à travers un réacteur hétérogène sont trop gigantesques pour être pratiques et même possibles.

C'est pourquoi en pratique on doit recourir à plusieurs approximations.

- **Approximation multi-groupe**

La technique 'multi-groupe' est la méthode la plus utilisée dans le calcul d'un réacteur nucléaire et la détermination de sections efficaces effectives constitue toujours la première étape de cette technique [23]. Ces sections efficaces effectives sont obtenues grâce à une pondération adéquate

des données nucléaires de base répertoriées dans les bibliothèques de données telles que les bibliothèques ENDF/B, KEDAK, JEF, JENDL, etc...).

Pour un processus x , la section efficace effective $\langle \sigma_{xg} \rangle$ sur l'intervalle énergétique ΔE_g du groupe g et l'élément de volume ΔV est définie par la relation :

$$\langle \sigma_{xg} \rangle = \frac{\int_{\Delta V} \int_{\Delta E_g} \sigma_x(r, E) F(r, E) dE dV}{\int_{\Delta V} \int_{\Delta E_g} F(r, E) dE dV} \quad (2.7)$$

$\sigma_x(r, E)$: section efficace du processus x à l'énergie E et la position spatiale r , $F(r, E)$: fonction de pondération qui peut être le flux réel, $\phi(r, E)$ ou toute autre fonction adéquate (courant J , etc...)

La pondération par le flux réel $\phi(r, E)$ est la technique la plus utilisée.

Le succès de la technique 'multigroupe' réside essentiellement sur la bonne détermination de ces sections efficaces effectives (appelées aussi constantes de groupe).

- **Approximation du réacteur à zones homogénéisées**

Dans cette technique, le réacteur hétérogène est remplacé par un réacteur à zones homogénéisées qui serait équivalent neutroniquement au premier.

La méthode consiste à diviser le réseau du réacteur hétérogène en zones distinctes de même composition (zone combustible, zone réflecteur, zone de contrôle, etc...). Ensuite chaque zone sera caractérisée par une simple cellule (Fig. 2.4).

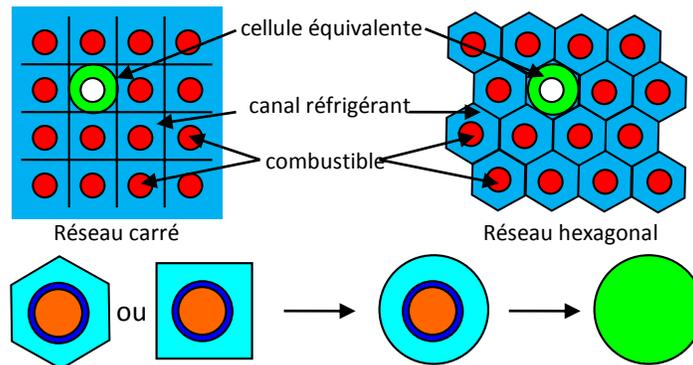


Fig. 2.4 : Etapes d'homogénéisation d'une cellule combustible hétérogène.

L'équation de transport est alors résolue indépendamment pour chaque cellule (c'est-à-dire en ignorant tout couplage ou interférence pouvant exister entre les diverses régions ou compositions du même réacteur).

Les flux ϕ obtenus dans cette étape serviront à générer les constantes de groupe pour chaque zone du réacteur homogénéisé. Le réacteur ainsi homogénéisé est alors facilement calculable par les codes de calcul de cœur basés sur l'équation de la diffusion multi-groupe.

Pour simplifier encore plus les calculs de transport des neutrons à travers la cellule caractéristique de chaque région, il est de coutume de transformer la géométrie tridimensionnelle de la cellule réelle en une géométrie à une dimension et ce en considérant que la cellule est infiniment longue et que la frontière externe complexe est remplaçable par une frontière cylindrique équivalente avec conservation des volumes à travers la cellule. Une attention particulière doit être faite au sujet du type de condition aux limites à imposer à la frontière.

2.4.2.5. Détermination des constantes de groupes

Bien que les constantes de groupe constituent un ensemble de nombres, elles représentent toute la physique de l'interaction des neutrons avec les divers matériaux et milieux formant le réacteur hétérogène. Aussi, une attention particulière doit être faite pour les déterminer d'une façon adéquate.

En physique des réacteurs thermiques, il est de coutume de faire la classification des constantes de groupe en deux principales catégories :

- 1- Celles correspondant au domaine des énergies rapides .
- 2- Celles correspondant au domaine des énergies thermiques.

Dans le domaine thermique, le libre parcours moyen des neutrons thermiques est très réduit ce qui nécessite une prise en compte détaillée des effets hétérogènes. Deux approches sont alors adoptées (Fig. 2.5).

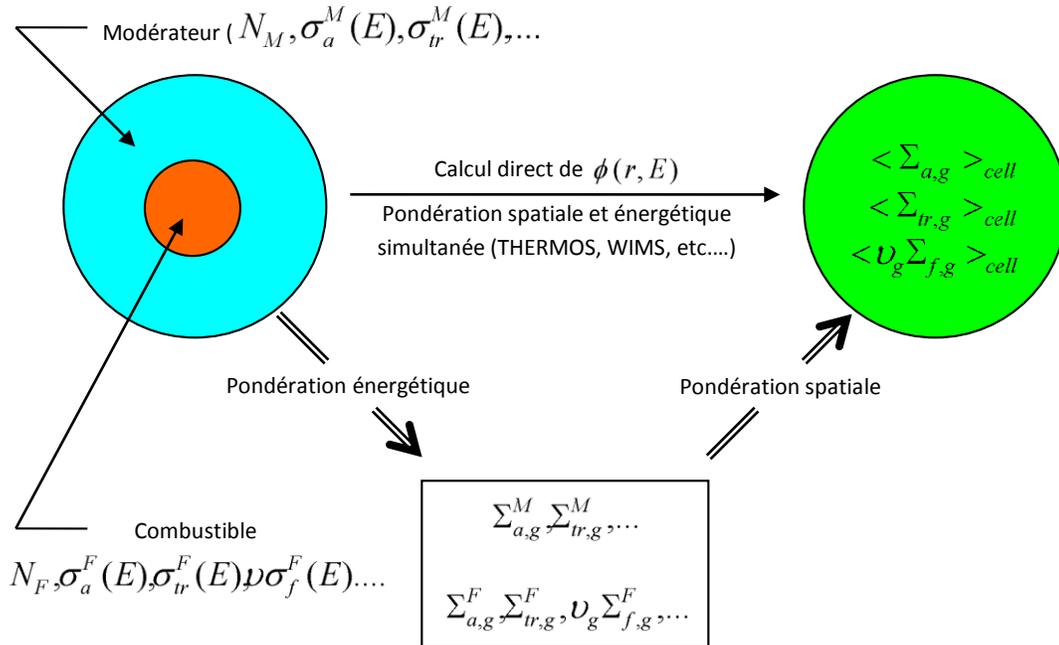


Fig. 2.5 : Détermination des constantes de groupes pour une cellule hétérogène.

La première approche considère la séparabilité entre les variables d'espace $\phi(r)$, et d'énergie $\psi(E)$, du flux neutronique c'est-à-dire :

$$\phi(r, E) \approx \phi(r) \cdot \psi(E) \tag{2.8}$$

Dans cette approche la section efficace effective moyennée sur la cellule, pour le groupe énergétique g , est alors :

$$\langle \Sigma_{xg} \rangle_{cell} = \frac{\Sigma_{xg}^F + \Sigma_{xg}^M \left(\frac{V_M}{V_F} \right) \cdot \xi_g}{1 + \left(\frac{V_M}{V_F} \right) \cdot \xi_g} \quad (2.9)$$

Σ_{xg}^i : Section efficace effective pour le groupe g dans la région i de la cellule définie par :

$$\Sigma_{xg}^i = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_x^i(E) \cdot \psi(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \psi(E) dE} \quad (2.10)$$

V_i : Volume de la région i dans la cellule.

Pour déterminer le spectre $\psi(E)$, on mélange les divers composants de la cellule (Fuel, modérateur, gaine, ...) afin d'obtenir une cellule homogène qu'on traite par un code de calcul de spectre en milieu homogène infini.

La deuxième approche, plus élaborée, résout directement l'équation de transport pour obtenir $\phi(r, E)$.

2.4.3. Equation de diffusion et calcul de cœur

Pour le calcul de cœur entier, en l'état actuel des capacités de calcul, il est nécessaire de simplifier l'équation de Boltzmann pour être capable de la résoudre. On la simplifie en équation de la diffusion. On intègre l'équation de transport sur la direction Ω pour obtenir :

$$\text{div} \vec{j}(\vec{r}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) = \int_0^{E_c} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E) dE' + S(\vec{r}, E) \quad (2.11)$$

Où $\vec{j}(\vec{r}, E)$ est le courant neutronique à la position r et à l'énergie E défini par :

$$\vec{j}(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} \vec{\Omega} \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega} \quad (2.12)$$

Dans l'approximation de la diffusion on utilise la loi de Fick pour exprimer le courant $\vec{j}(\vec{r}, E)$ en fonction du flux $\phi(\vec{r}, E)$ c'est-à-dire :

$$\vec{j}(\vec{r}, E) = -D(\vec{r}, E) \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E) \quad (2.13)$$

Où $D(\vec{r}, E)$ est le coefficient de diffusion au point r et à l'énergie E .

Dans le cas où on considère une source composée seulement du terme de fission, l'équation de Boltzmann dans son approximation de la diffusion est souvent écrite sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
-\text{div} D(\vec{r}, E) \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) &= \int_0^{E_c} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') dE' \\
&+ \frac{\chi(E)}{K_{eff}} \int_0^{E_c} \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') dE'
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Avec :

- $\chi(E)$: Spectre de fission neutronique.
- $\nu(E)$: Nombre de neutrons d'énergie E produit par fission.
- $\Sigma_f(\vec{r}, E)$: Section efficace de fission à la position r et à l'énergie E .
- K_{eff} : Facteur de multiplication effectif.

L'équation (2.14) est l'équation de diffusion des neutrons.

Dans cette méthode, les énergies des neutrons sont divisées en un certain nombre de groupes. Les neutrons de chaque groupe sont traités comme un ensemble et les interactions qu'ils subissent (diffusion, absorption, etc.) sont décrites par des coefficients moyens de diffusion et des sections efficaces moyennes appelées constantes de groupe. Pour obtenir l'équation multi groupe on définit les termes suivants :

- Le flux de neutron dans le groupe d'indice g :

$$\Phi^g(\vec{r}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r}, E) dE \tag{2.15}$$

- Le terme de diffusion :

$$-\text{div} D^g(\vec{r}) \overrightarrow{\text{grad}} \Phi^g(\vec{r}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} -\text{div} D(\vec{r}, E) \overrightarrow{\text{grad}} \Phi(\vec{r}, E) dE \tag{2.16}$$

- Les constantes de groupe sont calculées par la relation :

$$C^g(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} C(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r}, E) dE} \tag{2.17}$$

Où : C^g peut être Σ_a^g ou Σ_s^g ou $\nu \Sigma_f^g$.

- Le coefficient de diffusion $D^g(r)$ est donné par la relation :

$$D^g(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} D(\vec{r}, E) \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E) dE} \quad (2.18)$$

Les intégrales sur l'énergie deviennent alors :

$$\int_0^{E_c} \int_{\Sigma_s} (\vec{r}, E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' dE = \sum_{g'=1}^G \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) \quad (2.19)$$

$$\int_{E_g} \frac{\chi(E)}{K_{eff}} \int_0^{E_c} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') dE' dE = \frac{\chi_g}{K_{eff}} \sum_{g'=1}^G (\nu \Sigma_f^{g'}) (\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) \quad (2.20)$$

En multipliant l'équation (2.14) par dE, en intégrant sur le groupe g et en tenant compte des équations (2.15)..... (2.20) on arrive à l'équation de diffusion multi groupe suivante :

$$\begin{aligned} -\text{div } D^g(\vec{r}) \overrightarrow{\text{grad}} \Phi^g(\vec{r}) + \Sigma_a^g(\vec{r}) \Phi^g(\vec{r}) + \left(\sum_{g' \neq g}^G \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) \right) \Phi^g(\vec{r}) = \\ = \sum_{g' \neq g}^G \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{K_{eff}} \sum_{g'=1}^G (\nu \Sigma_f^{g'}) (\vec{r}) \Phi^{g'}(\vec{r}) \quad g=1, 2, \dots, G \end{aligned} \quad (2.21)$$

2.4.3.1. Résolution numérique de l'équation de diffusion multi groupe

L'équation (2.21) possède une dépendance complexe sur les trois variables d'espace et la variable énergie. La variation des sections efficaces avec la position r est très compliquée car la plupart des réacteurs n'ont pas une structure homogène et leur cœur présente des hétérogénéités dues à la présence de différents matériaux.

La dépendance en énergie est aussi extrêmement compliquée spécialement dans le domaine épithermique où les sections efficaces présentent des pics de résonances très importants.

Hormis quelques cas simples et peu réalistes, il n'est pas possible de résoudre analytiquement l'équation de diffusion. On a recourt systématiquement aux méthodes numériques qui transforment l'équation (2.21) en un système d'équations faciles à résoudre sur ordinateur. Les discrétisations en différences finies ou en éléments finis sont très utilisées dans le calcul global du cœur d'un réacteur nucléaire.

- La discrétisation par la méthode des différences finies est la méthode utilisée dans le code CITATION.

Illustrons la méthode pour le cas simple d'un réacteur plaque à une dimension et à un seul groupe d'énergie. L'équation de diffusion s'écrit[9]:

$$-D \left[d^2 \frac{\Phi}{dx^2} \right] + \sum_a \Phi(x) = \frac{1}{K_{eff}} \nu \sum_f \Phi(x) \quad (2.22)$$

Divisons la variable x en N intervalles égaux d'épaisseur Δ selon le schéma ci-dessous :

$\Delta = a/N$, avec a = épaisseur de la plaque.

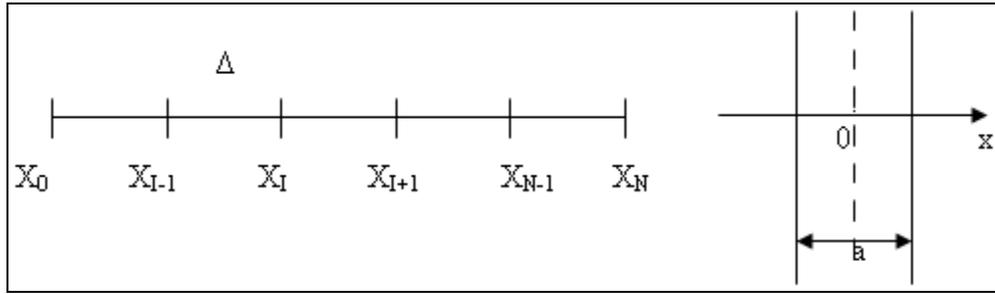


Fig. 2.6 : *Discrétisation de la variable espace.*

Faisons un développement de Taylor du flux Φ_{I+1} (flux au nœud I+1) et du flux Φ_{I-1} (flux au nœud I-1):

$$\Phi_{I+1} = \Phi(x_{I+1}) = \Phi_I + \Delta \left[\frac{d\Phi}{dx} \right]_I + \frac{\Delta^2}{2} \left[\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right]_I + \dots \quad (2.23)$$

$$\Phi_{I-1} = \Phi(x_{I-1}) = \Phi_I + \Delta \left[\frac{d\Phi}{dx} \right]_I + \frac{\Delta^2}{2} \left[\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right]_I + \dots \quad (2.24)$$

Pour Δ suffisamment petit, l'équation de diffusion se réduit à :

$$\left[-D/\Delta^2 \right] \Phi_{I-1} + \left[(2D/\Delta^2) + \Sigma_a \right] \Phi_I - \left[D/\Delta^2 \right] \Phi_{I+1} = S_I \quad (2.25)$$

Où

$$S_I = \frac{1}{K_{eff}} \nu \sum_f \Phi_f \quad (2.26)$$

En posant,

$$a_{I,I-1} = -D/\Delta^2, \quad a_{I,I} = (2D/\Delta^2) + \Sigma_a, \quad a_{I,I+1} = a_{I,I-1} \quad (2.27)$$

On obtient:

$$a_{I,I-1} \Phi_{I-1} + a_{I,I} \Phi_I + a_{I,I+1} \Phi_{I+1} = S_I, \quad I = 1, 2, \dots, N-1 \quad (2.28)$$

C'est à dire:

$$\begin{aligned} a_{11} \Phi_1 + a_{12} \Phi_2 &= S_1 \\ a_{21} \Phi_1 + a_{22} \Phi_2 + a_{23} \Phi_3 &= S_2 \\ a_{32} \Phi_2 + a_{33} \Phi_3 + a_{34} \Phi_4 &= S_3 \\ &\bullet \\ a_{N-1, N-2} \Phi_{N-2} + a_{N-1, N-1} \Phi_{N-1} &= S_{N-1} \end{aligned}$$

Le système ci-dessus est généralement écrit sous la forme matricielle suivante :

$$M \Phi = \left(\frac{1}{K_{eff}} \right) F \Phi \quad (2.29)$$

Où M et F sont des matrices carrées ayant $(N-1)$ lignes et $(N-1)$ colonnes, Φ est un vecteur colonne à $(N-1)$ éléments.

La solution de cette équation est généralement obtenue à travers l'utilisation des méthodes itératives basées sur le processus d'itérations internes-externes (internes : détermination de Φ , externes : détermination de K_{eff}). Ces méthodes itératives donnent en plus des vecteurs propres (flux Φ), la valeur propre (le facteur de multiplication effectif).

En pratique on commence par attribuer une valeur initiale $F \Phi^{(0)}$ à la source de fission et une valeur initiale K_{eff}^0 au facteur de multiplication effectif puis on détermine le vecteur flux Φ à travers le processus itératif suivant:

$$\Phi^{(n+1)} = M^{-1} \frac{1}{K_{eff}^{(n)}} F \Phi^{(n)} \quad (2.30)$$

Où M^{-1} désigne l'inverse de la matrice M .

Après avoir obtenu le flux $\Phi^{(n+1)}$ on peut déterminer une nouvelle estimation $F \Phi^{(n)}$ pour la source de fission et une nouvelle estimation $K_{eff}^{(n+1)}$ pour le facteur de multiplication effectif.

Plusieurs schémas de pondération peuvent être utilisés pour déterminer $K_{eff}^{(n+1)}$.

L'un des schémas les plus cités consiste à utiliser le produit scalaire du vecteur source de fission $F \Phi^{(n+1)}$ avec l'équation 2.30 pour obtenir :

$$K_{eff}^{(n+1)} = K_{eff}^{(n)} \frac{(F \Phi^{(n+1)}, F \Phi^{(n+1)})}{(F \Phi^{(n)}, F \Phi^{(n+1)})} \quad (2.31)$$

Le processus itératif est arrêté quand le facteur de multiplication et le flux satisfont à certains critères de convergence.

2.4.3.2. Calcul de cœur

Le calcul global du cœur permet, grâce aux résultats de la première phase (calcul de cellule) et après une description détaillée de la géométrie du cœur, de déterminer le facteur de multiplication et les distributions de flux et de densités de puissances. Les calculs de burnup à l'échelle globale du cœur suivront ces deux étapes afin de prévoir les cycles de fonctionnement du réacteur.

Dans cette étape on remplace les cellules réelles par un milieu 'homogène équivalent'. Les constantes nucléaires de ce milieu homogène équivalent sont obtenues par pondération des sections efficaces de la cellule réelle par la structure fine calculée dans l'étape précédente.

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.

Les codes basés sur la théorie de la diffusion sont ici valables pour la détermination du flux macroscopique à travers le cœur d'un réacteur homogénéisé.

**Calcul pratique de
neutronique du réacteur NUR**

3.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'approche adoptée pour le calcul neutronique du réacteur nucléaire en général. Ce calcul consiste à découpler les aspects locaux des aspects globaux avec l'introduction d'approximations simplificatrices. L'équation de transport des neutrons est donc résolue d'abord pour une cellule unité et les résultats obtenus sont injectés dans l'équation de la diffusion des neutrons à l'échelle de tout le cœur. Ces calculs se font à l'aide de codes de calculs.

Dans ce chapitre, pour le calcul des paramètres physiques neutroniques du réacteur NUR et plus précisément les taux d'épuisement des éléments combustibles et les réactivités du cœur, nous présentons les modèles des codes utilisés, WIMSD [25,26] pour le calcul de cellule et CITVAP [27] pour le calcul global de cœur. Les calculs pratiques des cellules et du cœur sont aussi présentés.

3.2. Brève description du réacteur NUR

Le réacteur NUR est un réacteur de recherche de type piscine [28], doté d'une grande flexibilité expérimentale qui peut atteindre une puissance nominale de 1 MW (Fig. 3.1). Le cœur, entouré par des blocs de graphite qui agissent comme réflecteurs de neutrons, est la partie principale et active du réacteur et il est le siège des réactions de fission nucléaire et de la production de la chaleur. Le cœur est constitué d'éléments combustibles à plaques de type MTR enrichi à moins de 20 % en ^{235}U et refroidi et modéré à l'eau légère. La figure 3.2 représente la configuration de démarrage (IV-N) et la configuration actuelle (X-1) du cœur du réacteur NUR [29].

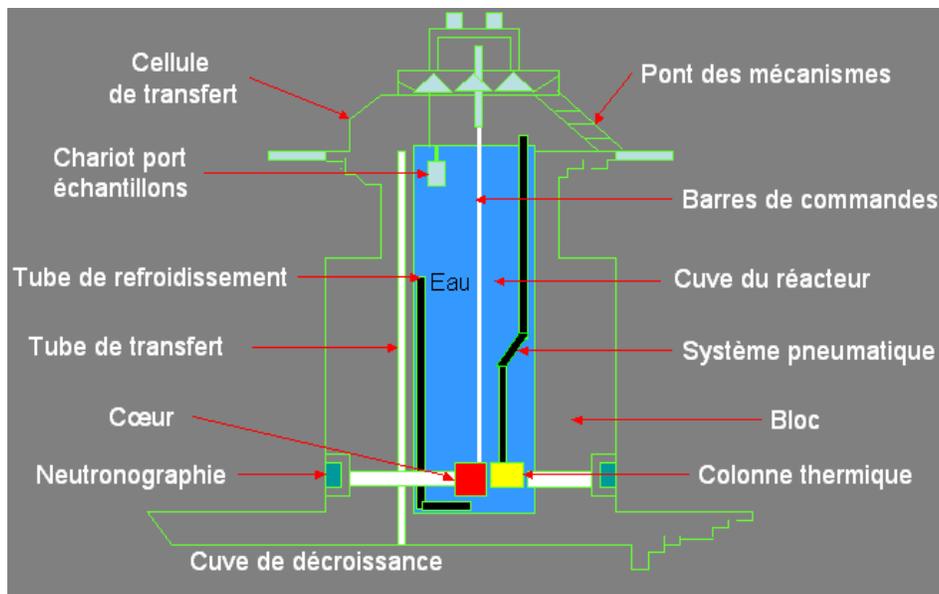


Fig. 3.1 : Coupe longitudinale du réacteur NUR.

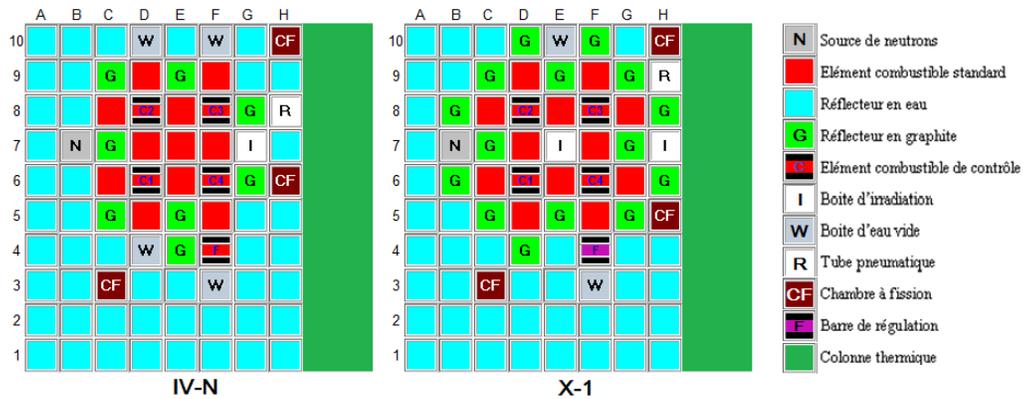


Fig. 3.2 : Configuration de démarrage (IV-N) et actuelle (X-1) du réacteur NUR.

L'élément combustible, constituant fondamental du réacteur, est le milieu au sein duquel se réalise la fission. Il renferme les isotopes fissiles nécessaires à la réaction nucléaire. Son rôle est de permettre la fission de ^{235}U sous l'action des neutrons thermiques et de favoriser l'évacuation de l'énergie thermique dégagée. La figure 3.3 représente une vue d'ensemble de l'élément combustible.

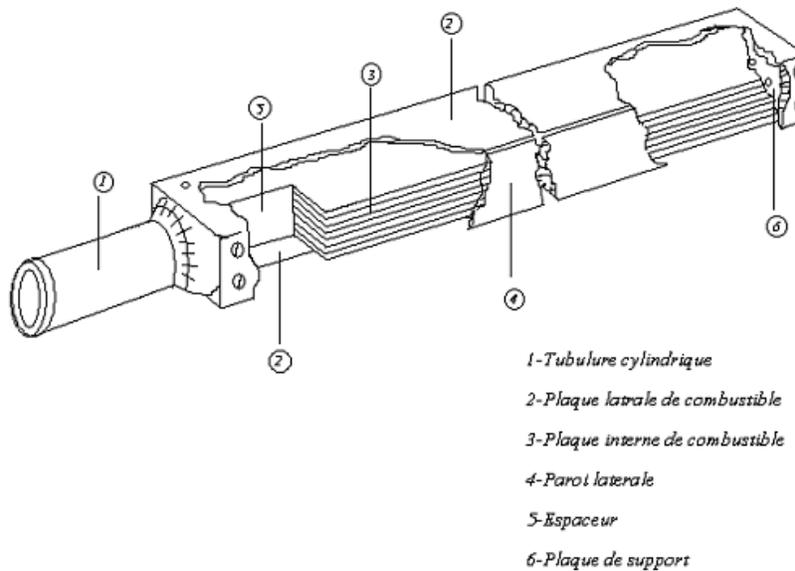


Fig. 3.3 : Vue d'ensemble de l'élément combustible standard.

Deux types d'éléments combustibles suivant leurs compositions dans le réacteur NUR se présentent :

- Les éléments combustibles standards (SFE) : Ils contiennent 19 plaques combustibles enrichies à moins de 20% en ^{235}U . Les plaques sont fabriquées sous la forme d'un sandwich contenant un mélange approprié de $\text{U}_3\text{O}_8\text{Al}$ et revêtu d'une gaine en Aluminium. La figure 3.4 montre une coupe transversale d'un élément combustible standard.

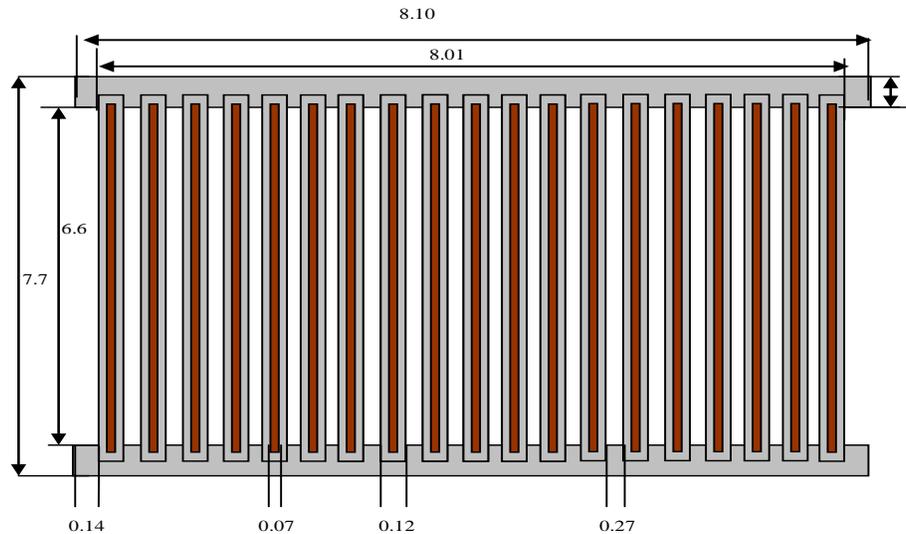


Fig. 3.4 : Coupe transversale d'un élément combustible standard.

- Les éléments combustibles de contrôle (CFE) : 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 3.5 montre les dimensions de la barre de contrôle à gauche, et une coupe transversale d'une partie de l'élément combustible de contrôle à droite.

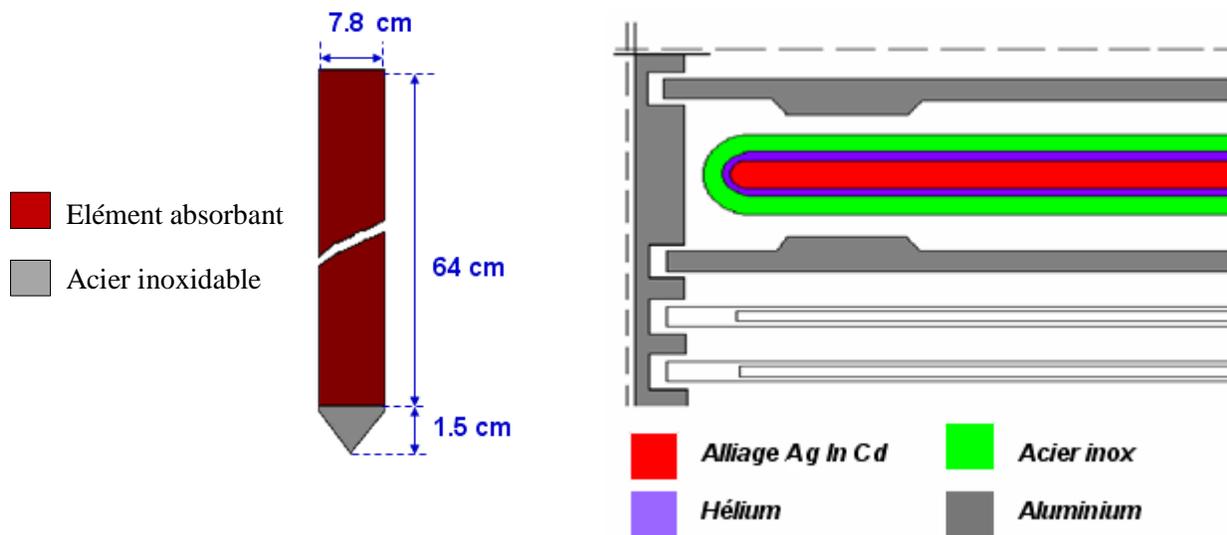


Fig. 3.5 : Élément combustible de contrôle avec fourche absorbante insérée.

Le réacteur dispose de deux canaux d'irradiation verticaux munis de dispositif pneumatique, dédiés à la technique d'analyse par activation neutronique, l'un se trouve à la périphérie du cœur et l'autre dans la colonne thermique. Il possède également cinq canaux d'irradiation horizontaux (Fig. 3.6). Le flux neutronique thermique atteint la magnitude de 10^{13} n/(cm².sec) dans la trappe centrale (boîte d'irradiation en position E7).

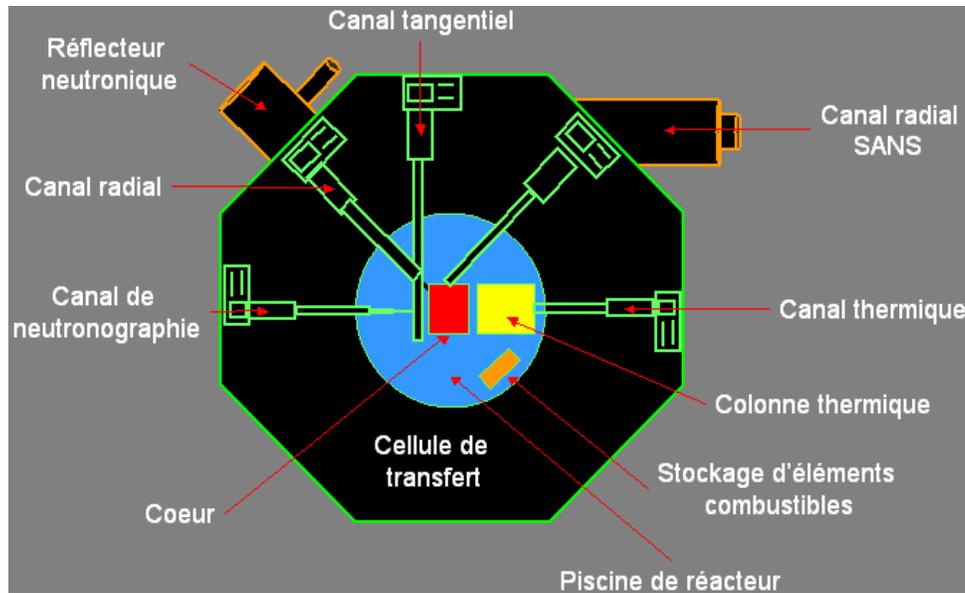


Fig. 3.6 : Coupe transversale du réacteur NUR.

Pour le contrôle de la réaction nucléaire en chaîne, NUR est doté d'un dispositif de contrôle de la réactivité composé de cinq barres de contrôle. Chaque barre de contrôle est constituée de deux plaques absorbantes sous forme de fourche. Ces plaques sont constituées d'un noyau en alliage d'Argent-Indium-Cadmium ($Ag = 80\%$, $In = 15\%$, $Cd = 5\%$) gainé dans de l'acier inox.

Pour évacuer la chaleur produite dans le cœur, le réacteur utilise un système de refroidissement (Fig. 3.7), composé d'un circuit primaire où circule de l'eau de grande pureté et d'un circuit secondaire où circule de l'eau adoucie. Le couplage des deux circuits se fait à travers un échangeur de chaleur type plaque.

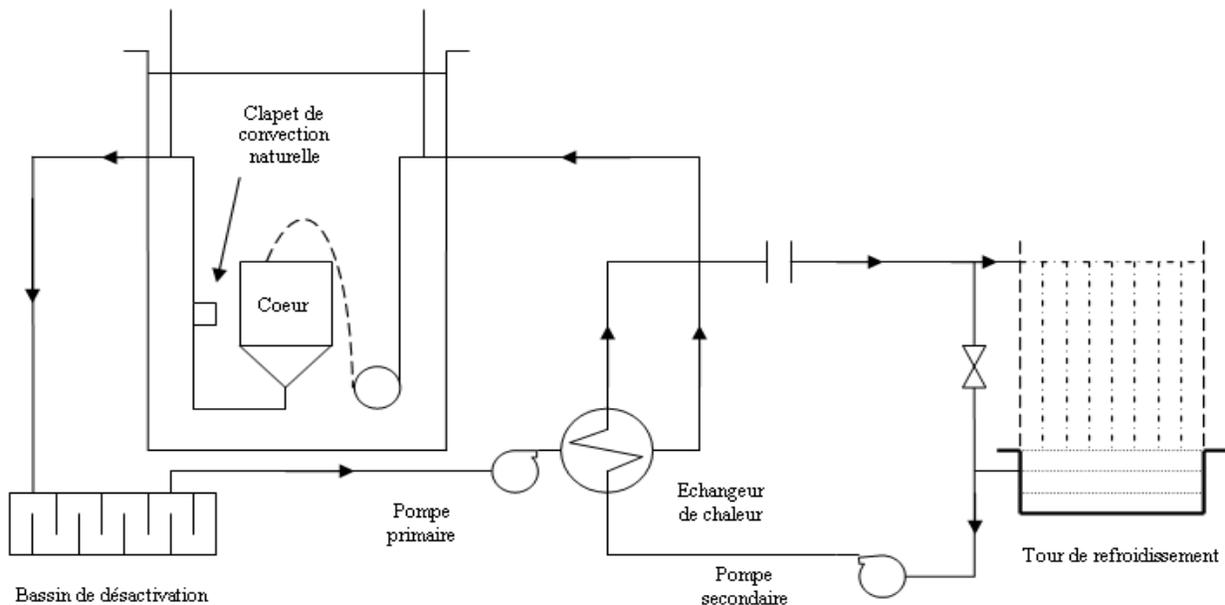


Fig. 3.7 : Système de refroidissement du réacteur NUR.

3.3. Calcul de cellule et utilisation du modèle WIMSD

Les calculs de cellule sont effectués en utilisant le modèle WIMSD avec la partition de 69 groupes de sa bibliothèque intrinsèque de données nucléaires [30]. WIMSD est un code de transport, basé sur la résolution de l'équation de transport de BOLTZMANN (voir 2.3 du chapitre 2), largement utilisé pour les calculs de cellule des réacteurs de recherche et de puissance. Le code détermine les différentes constantes de groupe nécessaires pour le calcul global de cœur en tenant compte de l'usure de la matière combustible le long de la durée de vie du cœur.

Le code permet aussi de calculer le facteur de multiplication infini ou effectif, des distributions de flux et des taux de réactions.

WIMSD inclut une grande classe de méthodes et modèles développés pour le calcul physique de réacteur. Pour la résolution de l'équation de transport, il offre le choix d'utilisation de plusieurs méthodes numériques comme par exemple la méthode Sn, la méthode de probabilité de collision et la méthode de la théorie de diffusion.

Le code WIMSD utilise une bibliothèque multi-groupe à 69 groupes d'énergies, qui se répartissent comme suit : 14 groupes rapides, 13 groupes de résonance et 42 groupes thermiques. Les groupes rapides couvrent une bande d'énergie allant de 10 MeV à 9.118 KeV, les groupes de résonances vont de 9.118 KeV à 4 eV et les 42 groupes thermiques s'étalent de 4 eV à 0eV.

La bibliothèque contient un grand nombre d'isotopes qui sont particulièrement rencontrés dans les réacteurs nucléaires. Dans les régions thermiques, la matrice de diffusion est donnée pour tous les isotopes à différentes températures pour les importants modérateurs à savoir, l'Hydrogène, le Deutérium, l'Oxygène et le Carbone. Les produits de fission et les données pour le calcul du burnup sont également inclus dans cette bibliothèque.

3.3.1. Calcul des cellules du réacteur NUR

Pour la modélisation d'une cellule, on doit tout d'abord préparer les données suivantes:

- Type de cellule,
- Données géométriques de la cellule (dimensions),
- Densités atomiques de tous les isotopes présents dans la cellule (composition de la cellule),
- Température des matériaux constituant la cellule.

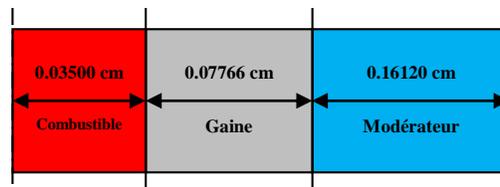
La première étape du calcul consiste en l'identification des différentes cellules pour la détermination des flux de neutrons nécessaires à la génération des bibliothèques des sections efficaces macroscopiques à quelques groupes d'énergie.

Plusieurs types de cellules sont considérées (combustible, réflecteur, boîte d'irradiation, etc.) avec deux modèles d'éléments combustibles: l'élément combustible standard et l'élément combustible de contrôle [28,29]. Les principales caractéristiques de ces éléments combustibles sont données dans le tableau suivant :

Tab. 3.1 : Caractéristiques principales des éléments combustibles du réacteur NUR

Eléments combustibles	Cractéristiques principales
Eléments combustibles standard	
Nombre de plaques standard	19
Largeur active	0.60 cm
Hauteur active	61.5cm
Epaisseur de la gaine	0.04cm
Largeur de l'élément combustible	7.6 cm
Epaisseur du « meat » combustible	0.07 cm
Epaisseur de l'élément combustible	8.01cm
Epaisseur de la paroi	0.4cm
Distance entre plaques	0.27cm
Pas entre plaques	0.42cm
Masse de l'U235 par élément combustible	290.950g
Densité de l'uranium dans la plaque (meat + clad)	3g / cm ³
Densité de l'Aluminium	2.7 g / cm ³
Densité de l'eau	1g / cm ³
Densité de l'U ₃ O ₈	8.4g / cm ³
Eléments combustibles de contrôle	
Nombre des plaques combustibles	14
Nombre des plaques absorbantes	2
Epaisseur de la plaque absorbante	0.325 cm
Largeur de la plaque absorbante	6.20 cm
Nombre de plaques de guidage	4
Matériau des plaques de guidage	Acier inoxydable
Densité de l'acier	8g / cm ³
Epaisseur des plaques de guidage	0.120 cm
Distance : plaques de guidage - plaques combustibles	0.20 cm
Epaisseur des plaques absorbantes :	2.6 mm

Le modèle de la cellule retenu pour représenter un élément combustible SFE est un modèle à géométrie plaque à trois milieux : slab1: présentant la matrice U₃O₈-Al, slab2: gaine en Al et aluminium de structure, slab3: modérateur en eau (H₂O), espace entre les plaques et les canaux autour. La figure 3.8 représente le modèle de cellule utilisé pour l'élément SFE.

**Fig. 3.8 :** Modèle de la cellule unitaire SFE.

Les calculs de réacteurs à petit cœur comme le réacteur NUR sont très sensibles aux caractéristiques neutroniques du réflecteur. A cet effet, la région réflecteur en eau a été divisée en trois (Fig. 3.9). La première région (épaisseur 8.1 cm) correspond à la partie du réflecteur en contact avec la partie active du cœur ; la deuxième région (épaisseur 8.1 cm) correspond à la partie consécutive alors que la troisième région (épaisseur 60 cm) occupe le reste du réflecteur.

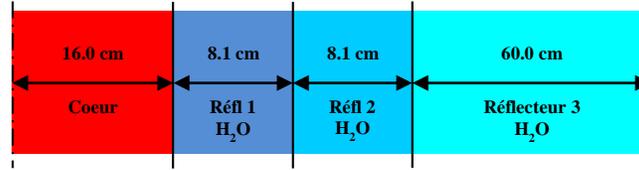


Fig. 3.9 : Représentation d'une macro-cellule réflecteur en eau.

Une condition aux limites type réflective a été employée dans tous les cas à l'exception des cas concernant les réflecteurs d'eau et la colonne thermique en graphite où une condition aux limites externes type 'FREE' a été choisie.

L'option des probabilités de collision [SEQUENCE=2] du code WIMSD 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 [31].

Les données ont été générées pour l'état froid ($T=20\text{ °C}$ pour tous les matériaux) et l'état chaud ($T=63\text{ °C}$ pour le combustible, $T=52,6\text{ °C}$ pour la gaine en aluminium et $T=42,2\text{ °C}$ pour le modérateur et d'autres matériaux réflecteurs et de structures).

3.3.2. Calcul d'évolution

Le calcul d'évolution (appelé aussi calcul de burnup) 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 [32].

Le calcul d'évolution constitue la dernière étape dans la chaîne du programme WIMSD, il est fait dans la chaîne 12. Les données nécessaires pour un calcul d'évolution sont introduites dans une carte à part : POWERC : I, RQ, RTAU, INDNB. I : paramètre spécifiant l'unité à utiliser dans RQ (W/g, fission/cm³/sec...etc.), RQ : puissance spécifique moyenne. RTAU : micro pas en temps utilisé dans les calculs d'évolution. INDNB : 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 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[33]:

$$\Phi_{G,z}^T = \frac{\sum_{m \in z} (\phi_{G,m}^T V_{Z(m)})}{\sum_{m \in z} V_{Z(m)}} \quad (3.1)$$

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 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 WIMSD.
- 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.

$$\Sigma_G^x = \frac{\sum_z \left\{ V_z \Phi_{G,z}^{n-1} \sum_{i,m \in z} (N_{i,m} \sigma_{G,i,m}^x) \right\}}{\sum_z V_z \Phi_{G,z}^{n-1}} \quad (3.2)$$

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:

$$\Phi_G^c = \frac{\sum_z V_z \Phi_{G,z}^{n-1}}{V_c} \quad (3.3)$$

$V_c = \sum_z V_z$: 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 WIMSD 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 (1.7).

Les étapes de 2 à 5 sont répétées à chaque sous-pas de l'évolution.

3.3.3. Exécution des calculs

La modélisation des cellules est introduite dans des formats bien spécifiques requis par le code WIMSD ; ceux sont les fichiers 'input'. Après l'exécution de ces inputs d'extension (.WII), des fichiers outputs d'extension (.WIO) sont obtenus. Ces fichiers contiennent les résultats de calcul (les différentes sections efficaces macroscopiques) à 69 groupes d'énergie et sont stockés dans des chaînes numérotées de 1 jusqu'à 16.

Dans le cas du réacteur NUR, Il a été démontré que cinq (05) groupes d'énergie sont adéquats pour la détermination des différents paramètres neutroniques à travers le cœur du réacteur [34]. Les sections efficaces de 69 groupes sont condensé à 5 groupes d'énergie en traitant par le programme POSWIMS [35] les fichiers (.WIP) générés par WIMSD. L'utilitaire POSWIMS est employé à ce stade pour homogénéiser et condenser les constantes de groupes dans quelques régions et pour quelques groupes d'énergie en utilisant les équations suivantes :

$$\overline{\Sigma_{xG}^{Cell}} = \frac{\sum_{i=1}^{Nr} \Sigma_{xG}^i \phi_G^i}{\sum_{i=1}^{Nr} \phi_G^i} \quad \overline{\Sigma_{xi}^G} = \frac{\sum_{g \in G} \Sigma_{xi}^g \phi_i^g}{\sum_{g \in G} \phi_i^g} \quad (3.4)$$

A la fin de cette étape, le fichier output (.NEW) issu est transmis au programme HXS [33] du système MTR_PC [36] pour créer un ensemble de bibliothèques de sections efficaces macroscopiques disposées dans des formats structurés et stockées dans des fichiers (*.bib) et ceci pour les différentes cellules présentes dans le réacteur NUR. Parmi celles-ci figurent les sections efficaces de fission, d'absorption, totale et le coefficient de diffusion. Les données incluses dans cette bibliothèque alimenteront par la suite les inputs requis pour le calcul global du réacteur où la résolution de l'équation de diffusion sera effectuée pour une géométrie détaillée de tout le cœur.

Le tableau 3.2 montre la structure énergétique à 5 groupes adoptée.

Tab. 3.2 : Structure adoptés pour les groupes d'énergies de la bibliothèque des sections efficaces macroscopiques

N° de groupe*	5	15	45	57	69
Classification	Rapide	Epithermique	Epithermique	Thermique	Thermique
Energie Inférieur**	821 kev	5,53 Kev	0,625 ev	0,08 ev	0

* Le numéro de groupe d'énergie adopté dans la bibliothèque de 69 groupes de WIMS.

** L'énergie supérieur est 10 Mev,

3.4. Calcul global du cœur et utilisation du modèle CITVAP

Le calcul global du cœur permet, grâce aux résultats de la première phase (calcul de cellule) et après une description détaillée de la géométrie du cœur, de déterminer le facteur de multiplication et les distributions de flux et de densités de puissances. Les calculs de burnup à l'échelle globale du cœur suivront ces deux étapes afin de prévoir les cycles de fonctionnement du réacteur.

Dans cette étape de calcul, l'approche des différences finies de la théorie de diffusion multigroupe où le spectre d'énergie des neutrons est discrétisé en un nombre réduit de groupes d'énergie est utilisée [15]. Les calculs sont effectués par le module CITVAP en utilisant 5 groupes d'énergie et une géométrie tridimensionnelle X-Y-Z.

L'équation de base résolue fait approximer le transport des neutrons en une position r , pour un groupe d'énergie g , par :

$$-D_{r,g} \nabla^2 \phi_{r,g} + (\Sigma_{a,r,g} + \sum_n \Sigma_{s,r,g \rightarrow n} + D_{r,g} B^2_g) \phi_{r,g} = \sum_n (\Sigma_{s,r,n \rightarrow g} + \frac{\chi_g (\nu \Sigma)_{f,r,n}}{k_{eff}}) \phi_{r,n} \quad (3.5)$$

∇^2 : opérateur Laplacien géométrique, cm^{-2} , $\phi_{r,g}$: flux neutronique au point r dans le groupe d'énergie g , $\text{n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$, $\Sigma_{a,r,g}$: section efficace macroscopique d'absorption, cm^{-1} , $\Sigma_{s,r,g \rightarrow n}$: section efficace macroscopique de diffusion de neutron du groupe d'énergie g au groupe d'énergie n , cm^{-1} , $D_{r,g}$: coefficient de diffusion, cm , B^2 : buckling, cm^{-2} , $\nu \Sigma_{f,r,n}$: section efficace

de production macroscopique (ν : nombre de neutrons produits par fission, Σ_f : section efficace de fission), cm^{-1} , χ_g : fonction de distribution de sources de neutrons ($\sum_g \chi_g = 1.0$), k_{eff} : facteur effectif de multiplication des neutrons.

Plusieurs phénomènes physique sont étudiés par le code ce qui permet la détermination de plusieurs paramètres neutroniques indispensables dans le calcul des réacteurs nucléaires. Parmi ces calculs nous pouvons citer les calculs de burnup et les calculs relatifs à la gestion du combustible.

3.4.1. Calcul des configurations du réacteur NUR

Le calcul du cœur ne s’applique pas à un milieu hétérogène, mais à un milieu équivalant homogénéisé, dans lequel chaque cellule est représentée par une zone homogène, ayant les mêmes propriétés neutroniques que la cellule hétérogène réelle.

La géométrie complexe du cœur est introduite dans le calcul CITVAP d’une manière détaillée à travers des sections de commande où une discrétisation spatiale fine est adoptée selon les directions x, y et z en considérant qu’il y a plusieurs types de régions dans le cœur (élément combustible standard, élément combustible de contrôle, réflecteur en eau, réflecteur en graphite, etc.). La figure 3.10 montre la discrétisation adoptée pour la configuration X-1 du réacteur NUR.

Les résultats du calcul de cellule sont injectés sous forme de bibliothèques et les sections efficaces macroscopiques seront affectées pour les différentes régions et l’équation de diffusion est alors résolue en 3 dimensions afin de déterminer le facteur de multiplication neutronique effectif du milieu étudié, la distribution de flux neutronique, les distributions de taux de combustions et de puissance, réactivité, etc...

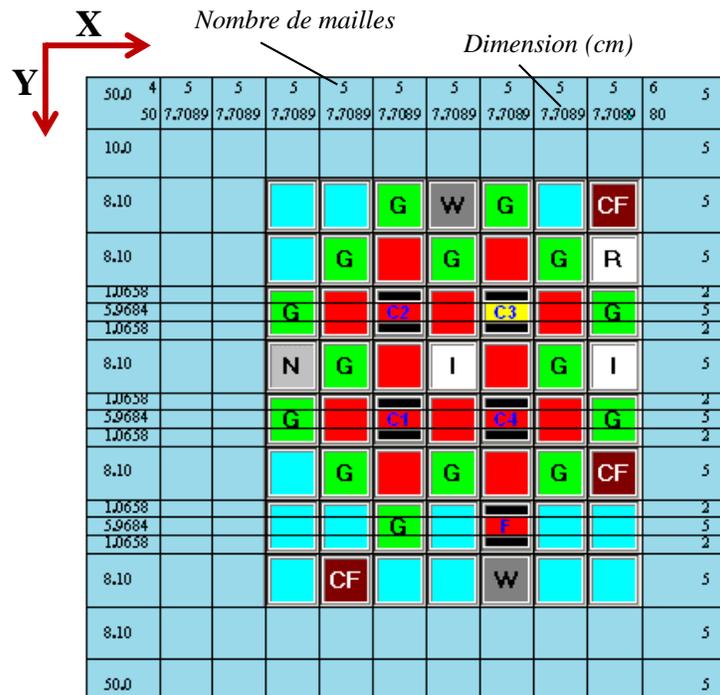


Fig. 3.10 : Géométrie de X-1 dans le modèle CITVAP.

Les calculs de burnup sont effectués en utilisant l'option des sections efficaces macroscopiques de CITVAP et la puissance générée P , dans une région donnée du cœur, est déterminée par :

$$P = 10^{-6} \frac{C_1}{C_2} \sum_z V_z \sum_n N_{n,z} W_{n,z} \sum_g \bar{\phi}_{g,z} \sigma_{f,n,g} \quad (3.6)$$

Avec : z -zone, n -nucléide, g -groupe d'énergie et f -fission. C_1 , C_2 : constantes de normalisation de la fraction de puissance et la fraction de volume de la région analysée du cœur, N : concentration du nucléide, $W_{n,z}$: watts thermiques du nucléide par fission, σ_f : section efficace microscopique

de fission, V_z : volume de la zone, $\bar{\phi}_{g,z}$: flux neutronique moyen déterminé par $\bar{\phi}_{g,z} = \frac{\sum_i \phi_{i,g} V_i}{V_z}$

3.4.2. Détermination de la distribution des taux de combustion et des puissances

Après le calcul d'évolution au niveau de la cellule par WIMSD, 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 [20] :

$$Q = \sum_{j=1}^{N_{EC}} P_j \quad (3.7)$$

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

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

$$\bar{P} = \frac{Q}{N_{EC}} \quad (3.8)$$

L'équation 3.8 est simple mais intéressante, elle montre que même si la puissance Q du 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 :

$$\Delta BU_j^E = \frac{P_j \Delta t}{t U_j} \quad (3.9)$$

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 3.9 est utilisée pour chaque élément dans le cœur, de même qu'est évaluée la quantité suivante :

$$\sum_j^{N_{EC}} \Delta BU_j^E = \bar{N}_{EC} \cdot \frac{P\Delta t}{tU} = \frac{Q\Delta t}{tU} \quad (3.10)$$

3.4.3. Execution des calculs

La géométrie complexe du cœur avec les différents éléments disposés sont définis dans une représentation 3D. Tous les éléments de volumes qui constituent le cœur du réacteur sont indiqués en effectuant des «zonages» et des «codages» appropriés attribuant à chaque volume de matériau les sections efficaces correspondantes. Des données générales sont introduites à savoir celles concernant les méthodes itératives utilisées pour le calcul des paramètres pertinents tels que le flux neutronique et le facteur de multiplication. Ainsi, un fichier global dans un format lisible par le code CITVAP (fichier input *.CII) est construit, contenant toutes les données relatives à l'état du cœur du réacteur. Après l'exécution du CITVAP, un fichier output (*.CIO) est généré. En raison de la discrétisation complexe de la géométrie du cœur, le fichier sortie présente une architecture complexe, les zones sont identifiées et localisées et les valeurs appropriées des paramètres neutroniques comme le flux de neutrons, les puissances nucléaires et les burnups sont attribuées et chargées dans des tableaux.

Les deux étapes de calcul des paramètres neutroniques des configurations du cœur du réacteur sont résumées dans le diagramme suivant :

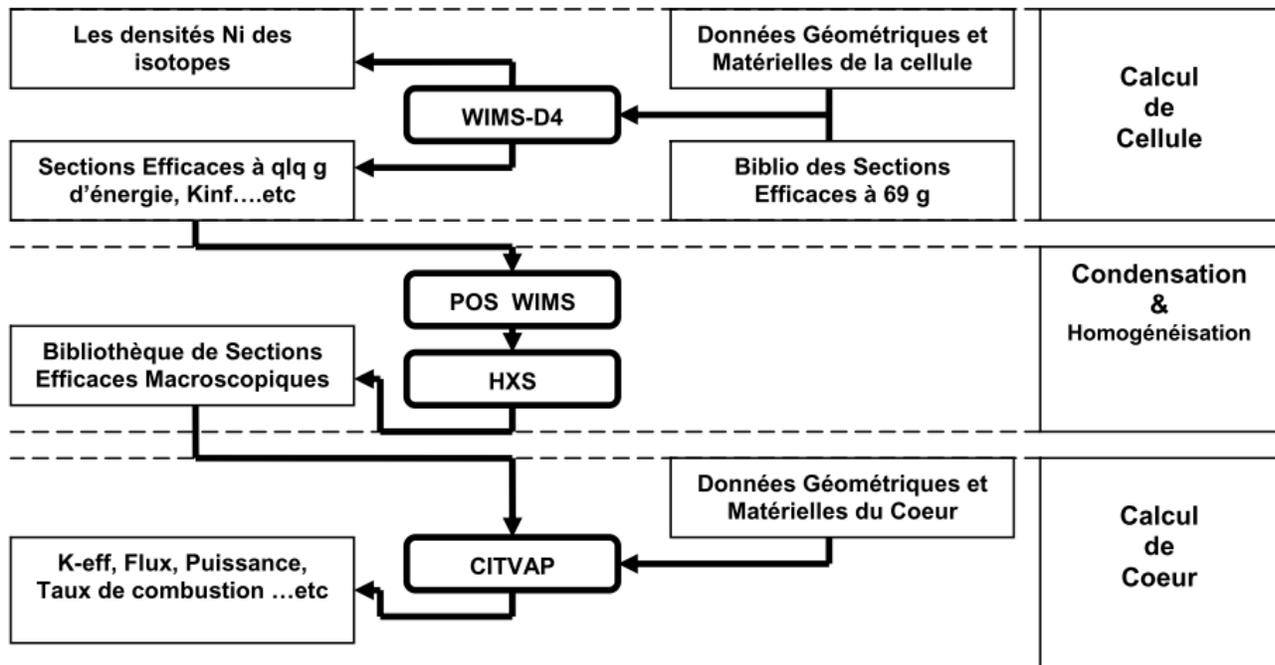


Fig. 3.11 : Schéma des différentes étapes intervenant dans le calcul du cœur.

Taux de combustion et résultats d'optimisation

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, l'expertise présentée nous a permis de maîtriser le calcul d'évolution et des taux d'épuisement des éléments combustibles du cœur du réacteur NUR. Les résultats de ce calcul sont obtenus à l'aide du code cellule WIMS-D et le code de diffusion CITVAP.

Dans ce chapitre, nous présentons la configuration de démarrage IV-N avec les résultats de calcul, le saut de configuration à X-1, et les techniques d'optimisation proposées afin d'obtenir des gains importants en réactivité.

4.2. Modélisation et calcul de la configuration de démarrage IV-N

La configuration de démarrage IV-N est l'ancienne configuration du cœur implémentée par le constructeur argentin (Fig. 4.1). IV-N est composée principalement de 11 éléments combustibles standards (SFE), de 5 éléments combustibles de contrôle (CFE) et de 8 réflecteurs en graphite. Elle dispose d'une cage périphérique servant comme trappe pour les neutrons thermiques où le flux neutronique thermique atteint son maximum.

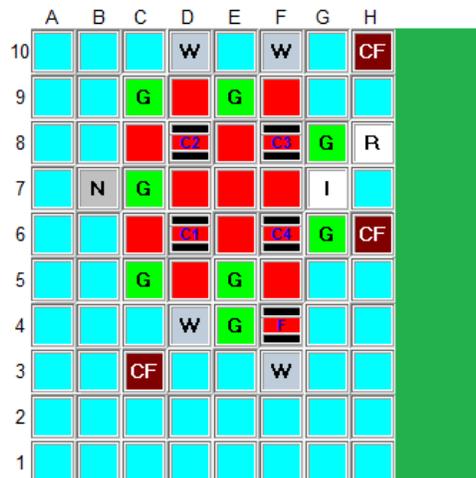


Fig. 4.1 : Configuration IV-N du cœur du réacteur NUR.

4.2.1. Excès de réactivité de IV-N en début de cycle

Avant la mise en marche du réacteur, le combustible frais est uniquement constitué par les isotopes ^{235}U , ^{238}U , oxygène, aluminium, hydrogène. 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 l'évolution des isotopes initiaux de l'uranium d'autre part, en fonction du temps.

La modélisation selon l'approche présentée dans le chapitre précédent et les résultats du calcul donne un excès de réactivité au début de fonctionnement ($t=0$) de **2148 pcm**. L'état du cœur est considéré à pleine puissance à chaud. Cet excès de réactivité est considéré largement suffisant pour compenser les autres actions et phénomènes qui peuvent modifier la réactivité du cœur du réacteur comme l'effet des expériences et le mouvement des barres de contrôle.

4.2.2. Excès de réactivité de IV-N en fin de cycle et burnup des éléments combustibles

Après 45.53 MWJ de fonctionnement, l'excès de réactivité de la configuration IV-N diminue pour atteindre une valeur de **1252 pcm**. Cette décroissance est due à l'usure du combustible des éléments combustibles du cœur qui 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 de ^{235}U par fission et par capture.

Les valeurs des taux de combustion (burnup) des éléments combustibles sont présentées dans le tableau suivant.

Tab. 4.1 : Taux de combustion des éléments combustibles de IV-N après 45.53 MWJ

Burnup (MWJ/TU) Après 45.35 MWJ	Configuration IV-N			
	C	D	E	F
9		1.8022E+03		1.6343E+03
8	1.9040E+03	2.4013E+03	2.3540E+03	2.2153E+03
7		2.6840E+03	2.6523E+03	2.5022E+03
6	1.9556E+03	2.4811E+03	2.4367E+03	2.3246E+03
5		1.9264E+03		1.7525E+03
4				1.1878E+03

4.3. Changement de configuration à X-1 et calcul approprié

La nouvelle configuration réarrangée (Configuration X-1) pour le cœur du réacteur NUR est représentée dans la [figure 4.2](#). En comparaison avec l'ancienne configuration IV-N, X-1 est caractérisée par la présence d'un piège à neutrons central (position E-7) avec un volume actif de 7cm x 8cm x 60cm, le transfert de l'élément combustible de la position E-7 à la position G-8 et l'augmentation du nombre de blocs réflecteurs en graphite de 8 à 15 éléments.

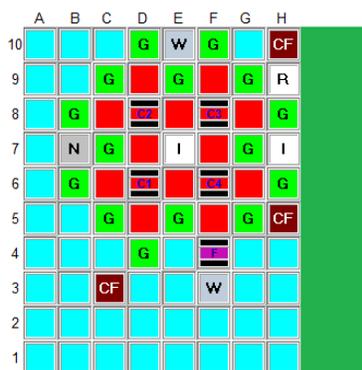


Fig. 4.2 : Configuration actuelle X-1 du cœur du réacteur NUR.

L'élément dans la zone G-6 est l'objet d'un rechargement lors du changement de la configuration IV-N en X-1 [29]. Juste après ce réarrangement, le calcul de l'excès de réactivité de la nouvelle configuration X-1 ($t=0$) donne une valeur améliorée de **2596 pcm**.

Dans cette partie du travail, on s'est intéressé de suivre l'évolution des taux de combustion de tous les éléments combustibles dans la configuration X-1. Dans les tableaux suivants, les résultats des calculs sont présentés pour chaque intervalle de temps de fonctionnement du réacteur jusqu'à 300 MWJ par pas de 50 MWJ.

Après **50 MWJ**, l'excès de réactivité est de **1627 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **4,203 E+03 MWJ/TU**. L'élément dans la zone G-6 est représenté par un taux de burnup relativement faible car il était l'objet d'un rechargement lors du changement de la configuration IV-N en X-1.

Tab. 4.2 : Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 50 MWJ

50 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		3.4902E+03		3.4902E+03	
8	3.7219E+03	4.7476E+03	5.0760E+03	4.5980E+03	4.5791E+03
7		5.5487E+03		5.4332E+03	
6	3.7993E+03	4.8733E+03	5.2272E+03	4.7775E+03	2.0161E+03
5		3.8364E+03		3.6997E+03	
4				2.5433E+03	

Après **100 MWJ**, l'excès de réactivité est de **1164 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **6,703 E+03 MWJ/TU**.

Tab. 4.3 : Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 100 MWJ

100 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		6.5027E+03		6.3353E+03	
8	6.6052E+03	7.1008E+03	7.0533E+03	6.9151E+03	7.3512E+03
7		7.3833E+03		7.2013E+03	
6	6.6567E+03	7.1804E+03	7.1358E+03	7.0242E+03	4.7000E+03
5		6.6265E+03		6.4532E+03	
4				5.8889E+03	

Après **150 MWJ**, l'excès de réactivité est de **722 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **8,903 E+03 MWJ/TU**.

Tab. 4.4 : Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 150 MWJ

150 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		8.3303E+03		8.1898E+03	
8	8.4231E+03	9.4516E+03	9.7790E+03	9.3002E+03	9.2787E+03
7		1.0253E+04	0.0000E+00	1.0134E+04	
6	8.5003E+03	9.5769E+03	9.9291E+03	9.4766E+03	6.7048E+03
5		8.5362E+03		8.3967E+03	
4				7.2387E+03	

Après **200 MWJ**, l'excès de réactivité est de **212 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **1,169 E+04 MWJ/TU**.

Tab. 4.5 : Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 200 MWJ

200 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		7.3110E+03		7.4126E+03	
8	7.2757E+03	9.4226E+03	1.0916E+03	9.5500E+03	7.7268E+04
7		1.1504E+04		1.1741E+03	
6	7.3777E+03	9.6033E+03	1.1180E+04	9.8125E+03	7.9598E+03
5		7.6328E+03		7.7563E+03	
4				5.3698E+03	

Après **250 MWJ**, la réactivité est de **-165 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **1,330 E+04 MWJ/TU**.

Tab. 4.6 : Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 250 MWJ

250 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		1.1994E+04		1.1906E+04	
8	1.2067E+04	1.4154E+04	1.5218E+04	1.4069E+04	1.3139E+04
7		1.5975E+04		1.5978E+04	
6	1.2196E+04	1.4369E+04	1.5501E+04	1.4379E+04	1.0719E+04
5		1.2363E+04		1.2291E+04	
4				9.9518E+03	

Après **300 MWJ**, la réactivité est de **-600 pcm**. Le taux moyen de combustion dans tout le cœur est estimé à **1,610 E+04 MWJ/TU**.

Tab. 4.7: Taux de combustion des éléments combustibles de X-1 après 300 MWJ

300 MWJ	Configuration X-1				
	C	D	E	F	G
9		1.5903E+04		1.5735E+04	
8	1.6005E+04	1.6501E+04	1.6453E+04	1.6315E+04	1.6751E+04
7		1.6783E+04		1.6601E+04	
6	1.6057E+04	1.6580E+04	1.6536E+04	1.6424E+04	1.4100E+04
5		1.6027E+04		1.5853E+04	
4				1.5289E+04	

La figure suivante présente la variation de la réactivité du cœur du réacteur en fonction du taux d'épuisement du combustible.

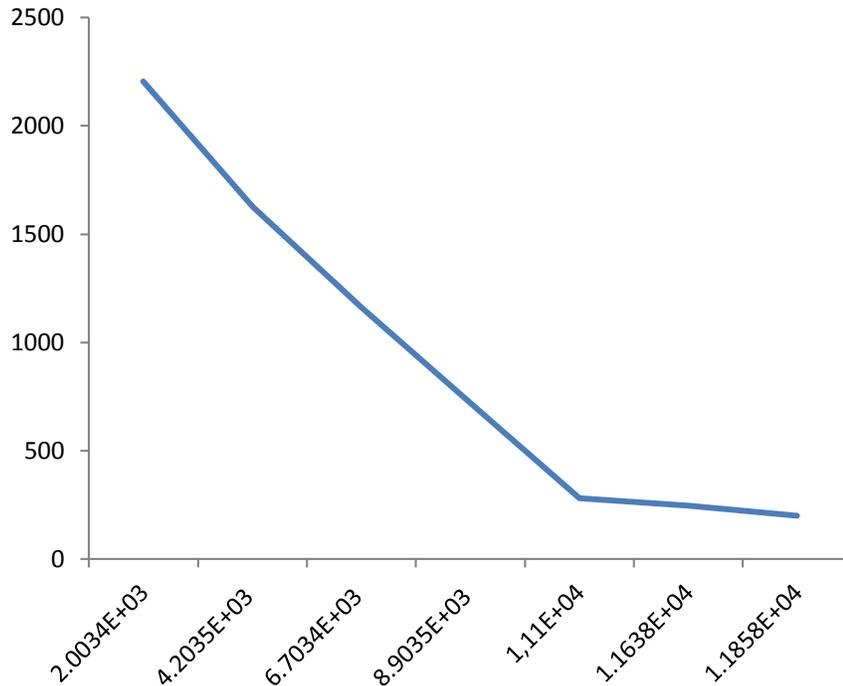


Fig. 4.3 : Courbe de réactivité globale du cœur en fonction du Burnup dans X-1.

4.4. Réarrangement et technique d'optimisation

D'après les calculs précédents, après **200 jours** de fonctionnement du réacteur à une puissance constante de 1 MW, la valeur de la réactivité diminue jusqu'à **212 pcm**. Cette dernière valeur est trop faible pour continuer à utiliser le réacteur à des performances élevées lorsque par exemple les échantillons à irradier possèdent une grande anti-réactivité. Par conséquent la configuration actuelle de NUR après cette période ne peut être effective. Le choix de déchargement des éléments combustibles les plus usés (les éléments centraux) n'est pas à considérer, car le taux moyen de combustion de ces éléments ne dépasse pas 12000 MWJ/TU, très inférieur au taux de combustion maximal admissible fixé à 60 000MWd/TU.

4.4.1. Permutation des éléments centraux avec ceux de périphérie

La densité de puissance générée la plus intense est toujours voisine et autour de la cage centrale du cœur, puis la puissance décroît de façon uniforme dans les éléments centraux (E-6, E-8, D-7 et F-7) en allant vers les extrémités de ces éléments et les éléments périphériques. La différence de la distribution de puissance observée entre les différentes régions du cœur résulte de la diminution du flux thermique par rapport au centre du cœur.

A cause de l'intensité du flux dans les régions voisines de la boîte d'irradiation le nombre de noyaux fissiles y diminue progressivement en fonction du temps de fonctionnement du réacteur

et les concentrations des produits de fission (dont des absorbants de neutrons) augmentent, alors que parallèlement dans les autres régions la quantité de matière fissile reste suffisante avec moins d'accumulation des produits de fission.

Ainsi, la première solution à examiner consiste à permuter les éléments centraux avec ceux placés dans la périphérie et recalculer ensuite l'excès de réactivité que ce réarrangement pourra apporter (Fig. 4.4).

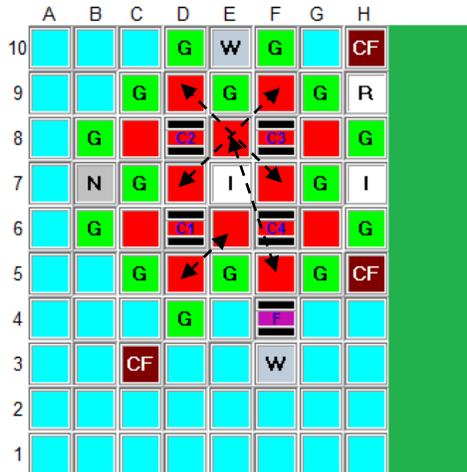


Fig. 4.4 : Permutation des éléments centraux avec les éléments périphériques dans X-1.

La stratégie adoptée est la suivante :

E-8 ↔ F-5

E-6 ↔ D-5

D-7 ↔ F-9

F-7 ↔ D-9

Suite au calcul de ce réarrangement après les 200 jours de fonctionnement, une valeur de **371 pcm** est trouvée pour la réactivité, ce qui apporte un gain de **159 pcm** d'excès de réactivité.

4.4.2. Pivotement des éléments centraux

La distribution de densité de puissance traduit la distribution du flux thermique dans le cœur du réacteur et l'énergie délivrée, principalement par la fission des noyaux de ^{235}U . Par conséquent, on peut affirmer que dans les zones où la densité de puissance est élevée la consommation des noyaux fissiles (^{235}U) est également élevée ce qui veut dire que le combustible s'épuise rapidement.

La deuxième solution à considérer dans cette partie du travail, consiste à pivoter les éléments centraux sur eux-mêmes et recalculer de nouveau l'excès de réactivité apporté (Fig. 4.5).

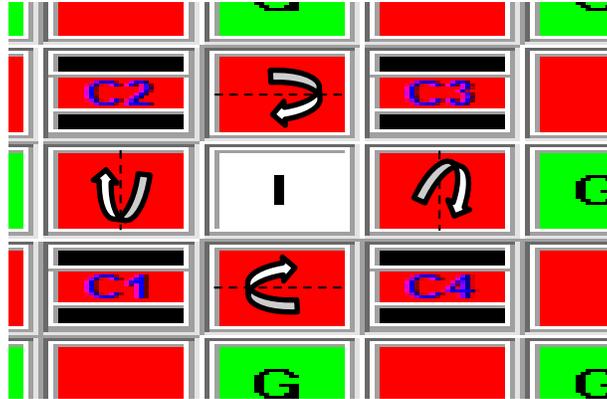


Fig. 4.5 : *Pivotement des éléments centraux dans X-1.*

L'idée à considérer est de subdiviser chaque élément central autour de la boîte d'irradiation (I) en deux subdivisions égales en volume, et de modéliser de nouveau la configuration du cœur selon cette nouvelle structure. Le fractionnement consiste en réalité d'attribuer les sections efficaces appropriées pour chaque subdivision.

A 200 MWJ, les résultats de calcul présentent une valeur de réactivité de **694 pcm**.

Le tableau suivant donne les valeurs des taux de combustion des éléments combustibles de la configuration ainsi que celles des subdivisions considérées.

Tab.4.8 : *Taux de combustion des éléments et subdivisions combustibles dans X-1 à 200MWJ*

200MWJ	Configuration X-1					
	C	D		E	F	G
9		7.3088E+03			7.4104E+03	
8	7.2668E+03	9.4264E+03		9.2068E+03 1.2611E+04	9.5532E+03 7.7171E+03	
7		7.7562E+03	1.3244E+04		1.3381E+04	1.0107E+04
6	7.3701E+03	9.6097E+03		1.2813E+04 9.5386E+03	9.8181E+03 7.9501E+03	
5		7.6382E+03			9.8181E+03	
4					5.3934E+03	

Pour examiner l'effet du pivotement des éléments centraux sur la réactivité en terme de gain, il suffit de permuter les valeurs des taux d'épuisement dans les deux subdivisions considérées dans chaque élément combustible et effectuer une nouvelle modélisation.

La réactivité calculée suite à cette modélisation est de **743 pcm**. Ainsi, un gain de **49 pcm** est apporté.

4.5. Récapitulatif et interprétations

La valeur de la réactivité globale du cœur atteinte au début du fonctionnement du cœur du réacteur correspond à l'état d'un cœur frais, froid et sans Xénon. Cette réserve de réactivité doit être suffisante pour compenser les différents effets tendant à la diminuer : effets de température, poisons et usure du combustible. Après un jour de fonctionnement il ne reste que l'effet de l'usure du combustible nucléaire (la consommation des noyaux de ^{235}U) imprimant la tendance à la baisse régulière de la réactivité durant la durée restante.

La distribution de puissance à travers le cœur n'est jamais plate car les éléments combustibles produisent de l'énergie aux différentes magnitudes. Les éléments ayant des puissances élevées sont ceux qui ont également des taux de combustion élevés, en d'autres termes plus la puissance de l'élément combustible est élevée plus vite il s'épuise. Les quatre éléments combustibles centraux produisent plus d'énergie que les autres, donc ils présentent des taux de combustion plus élevés. En plus, les réflecteurs d'eau et de graphite ont une influence positive sur le flux aux extrémités des régions périphériques. Pour cette raison, la stratégie de permuter les éléments centraux avec ceux de la périphérie apporte un gain acceptable en terme de réactivité, et plus le nombre d'éléments combustibles dans le cœur augmente plus le gain de cette stratégie devient considérable.

En pratique, différentes approches sont adoptées pour le remplacement des éléments combustibles usés par des éléments neufs. 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. 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 de ^{235}U .

Contrairement aux réacteurs de puissance, 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 toutefois d'une répartition uniforme de la puissance. Néanmoins, la puissance décroît de façon uniforme dans les éléments centraux en allant vers les extrémités de ces éléments. Cette décroissance est relativement faible pour quelle puisse créer un gradient radial de taux de combustion considérable dans l'élément combustible.

En fin, et d'après ces résultats, la solution adéquate à envisager consiste à introduire un élément neuf dans une position choisie d'après un calcul global de réactivité en plus du réarrangement des autres éléments.

Conclusion

Le taux de combustion nucléaire ou 'Burnup' d'un élément combustible est l'un des paramètres les plus importants pour décrire l'épuisement du combustible nucléaire irradié et pour connaître les marges de réactivité disponible durant le temps de fonctionnement du réacteur nucléaire et donc d'optimiser l'utilisation du combustible.

Dans ce présent travail de mémoire, les concepts de l'utilisation du combustible nucléaire dans les réacteurs ainsi que l'évolution de l'uranium dans ce combustible ont été étudiés et étalés. Cette étude a montré que le taux de combustion moyen des éléments déchargés doit s'approcher le plus possible du taux maximal admissible pour assurer une meilleure gestion du combustible et pour garantir certaines performances de l'utilisation du réacteur.

Dans ce cadre, une maîtrise complète du calcul des paramètres capitaux du cœur d'un réacteur nucléaire a été acquise comme le facteur de multiplication qui détermine les marges de réactivité et le taux de combustion nucléaire. Cette maîtrise a permis d'examiner l'utilisation du combustible dans le cœur du réacteur NUR du centre de recherche de Draria. Dans l'approche adoptée de cette étude, l'enjeu méthodologique était de combiner des calculs neutroniques locaux à l'aide du code de cellule WIMSD avec des calculs globaux à l'aide du code de diffusion CITVAP, qui sont basés sur la résolution de l'équation de transport des neutrons dans un milieu multiplicateur.

D'après les résultats de cette étude, la conclusion marquante est que, contrairement aux réacteurs de puissance, dans le cas des réacteurs de recherche le paramètre le plus important, duquel une attention particulière doit être prise, est le flux, qui doit être élevé dans les positions d'irradiation. La forte hétérogénéité du flux nous éloigne toutefois d'une répartition uniforme de la puissance. Par conséquent, les stratégies de réarrangement et rechargement des éléments combustible diffèrent considérablement. Ainsi, la solution adéquate à envisager dans le cas du réacteur NUR consiste à introduire un élément neuf dans une position choisie d'après un calcul global de réactivité en plus du réarrangement des autres éléments.

Suite à ces travaux de mémoire, plusieurs perspectives sont envisagées dans le futur qui incluent en particulier : la réalisation des calculs de nouvelles configurations, incluant l'ajout d'un élément frais, pour la détermination du taux de combustion, de la puissance et du flux neutronique, et l'intégration, en plus du temps, d'autres variables comme le mouvement des barres de contrôle. Enfin, on compte développer une interface de calcul d'épuisement propre aux configurations du réacteur NUR et aider ainsi à réaliser quelques méthodes expérimentales de détermination du taux de combustion, pour servir de support et corriger les calculs.

Références

Références

- [1] R. Barjon, 'PHYSIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES', Institut des sciences nucléaires, grenoble (France). Edition 1993
- [2] 'DETERMINATION OF RESEARCH REACTOR FUEL BURNUP' IAEA- TECDOC-633. Vienna. Austria,1993.
- [3] Jean NOIROT, 'Le comportement des combustibles UO₂ et MOX en réacteur'. CEA, France.
- [4] A. Halilou, ' INTRODUCTION AU DEVELOPPEMENT DE METHODES ET THECHNIQUES POUR LE SUIVI DE L'EVOLUTION DU COEUR DU REACTEUR NUR' Haut-commissariat à la recherche, Alger, décembre 1998.
- [5] M. Robin. The physics of irradiated nuclear fuel. Commissariat à l'Energie Atomique, France, 2003.
- [6] T.P. Bishop, C. Hughes. THE CALCULATION OF BURN-UP IN D.M.T.R. EXPERIMENTAL RIGS. UKAEA, Lancashir UK, 1964.
- [7] W. J. Garland, 'CHAIN REACTIONS' Department of Engineering Physics, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada, 2004.
- [8] Technique de l'ingénieur 'THEORIE DES REACTEURS NUCLEAIRES' B3 025.
- [9] F. Letaim. 'USURE DE COMBUSTIBLE NUCLEAIRE DANS UN REACTEUR DE RECHERCHE '. Thèse de magister, Faculté de Physique, Université de l'USTHB, Alger, Algérie, Juin 2007. p.40 et 77.
- [10] Paul Reuss, Précis de neutronique, Édition Diffusion Presse Sciences, 2003. p. 533. (ISBN 2-86883-637-2, OCLC 173240735) , p.71.
- [11] K. O. Ott, W. A. Bezella, Introductory Nuclear Reactor Statics, American Nuclear Society, Revised edition (1989), 1989, ISBN: 0-894-48033-2.
- [12] J.J. Duderstadt, L.J. Hamilton, 'NUCLEAR REACTOR ANALYSYS'. John Wiley and Sons, New York, 1976
- [13] J. Bussac, P.Reuss. TRAITE DE NEUTRONIQUE. Hermann. Paris, France, 1978.
- [14] F. Zeggar. Elaboration d'un programme pour le calcul des concentrations isotopiques dans un réacteur de recherche. Centre de développement des systèmes énergétiques, Alger, Algérie, 1993.

- [15] B. Meftah. Practice in research reactor cell calculation: cell depletion analysis. Regional Workshop on neutronics and shielding calculations for research reactors. ACCRA-GHANA, 19 June - 7 July, 1995.
- [16] S. H. Levine, 'IN CORE FUEL MANAGEMENT FOR THE COURSE ON OPERATIONAL PHYSICS OF LOWER REACTOR' Workshop on application in nuclear data and reactor physics, ITALY 17 February–21 March 1986.
- [17] F.H., Henry, 'NUCLEAR REACTOR ANALYSIS' MIT Press, 1975.
- [18] T. Kulikowska. Reactor lattice transport calculations, workshop on nuclear data and nuclear reactors: Physics, design and safety. Trieste, 13 March- April 2000.
- [19] J.L. Nigon, Les méthodes de calcul de cœur. Rapport SERMA N° 259, Saclay CIRNA/ S.L.C.
- [20] IAEA- TECDOC-633. DETERMINATION OF RESEARCH REACTOR FUEL BURNUP. Vienna, Austria, 1993.
- [21] B. Meftah, T. Zidi. Physique des Réacteurs et Codes de Calcul. Séminaire sur le Génie Nucléaire, Sétif, Algérie, Avril 2005.
- [22] A. Kavenoky. Calcul et utilisation des probabilités de première collision pour des milieux hétérogènes à une dimension : Les programmes ALCOL et CORTINE. Note CEA-N-1077, Mars 1969.
- [23] Weston M. Stacey. Nuclear Reactor Physics. John Wiley & Sons, Inc. Georgia Institute of Technology, 2001.
- [24] I. Lux, L. Koblinger. Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations. CRC Press, Boston, 1991.
- [25] Askew et al. A General Description of the Lattice Code WIMS. Nucl. Energy Soc. Vol 5,564, 1967.
- [26] M. J. Halsall. A summary of WIMSD/4 input options. AEEW-M1327, June 1980.
- [27] E.A. Villarino, C.A. Lecot. CITVAP V3.1, A Reactor Calculation Code. Nuclear Engineering division, INVAP SE, San Carlos de Bariloche, Argentina. 1995.
- [28] INVAP SE. Réacteur nucléaire pour formation - rapport final de sûreté. Haut Commissariat à la recherche, Alger, Mars 1989.
- [29] B.Meftah, T.Zidi, A.Bousbia-Salah. NEUTRON FLUX OPTIMIZATION IN IRRADIATION CHANNELS AT NUR RESEARCH REACTOR. Annals of Nuclear Energy 33, 1164-1175. 2006.
- [30] C.J. Taubman. The WIMS 69-Library Tape 166259. AEEW-M1324, 1975.
- [31] Meftah et al. BURNUR.SYS: A 2-D Code System for NUR Research Reactor Burn Up Analysis. Annals of Nuclear Energy 35, 591-600, 2008.
- [32] B. Meftah. Practice in research reactor cell calculation: Introduction to the WIMSD-4 code. Regional Workshop on neutronics and shielding calculations for research reactors. ACCRA-GHANA 19 June-7July, 1995.
- [33] Villarino, E.A., MTR_PC V3.0, 2001. Neutronic, Thermal Hydraulic and Shielding Calculation on Personal Computers. Nuclear Engineering division, INVAP SE, San Carlos de Bariloche, Argentina.
- [34] Villarino, E.A., Lecot, C.A., 1995b. HXS V4.1, A Macroscopic Cross Section Library Manager. Nuclear Engineering division, INVAP SE, San Carlos de Bariloche, Argentina.

- [35] Meftah et al. Evaluation of Pertinent Safety Parameters and Transients Behavior in the NUR Research Reactor. Progress report IAEA Contract Research Project CRP- 8786/RB, 1996.
- [36] Villarino, E.A., 'POS_WIMS v2.0: PROGRAM TO CONDENSE AND HOMOGENIZE MACROSCOPIC CROSS SECTION FROM WIMS OUTPUT' INVAP, Nuclear Engineering division, Bariloche Rio Negro-Argentina, 1995.