

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

LA PHYSIQUE DU RÉACTEUR SLOWPOKE-2 DE L'ÉCOLE
POLYTECHNIQUE

OTTOMAN EL HAJJAJI

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GÉNIE NUCLÉAIRE)

DÉCEMBRE 1999



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-48882-9

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

LA PHYSIQUE DU RÉACTEUR SLOWPOKE-2 DE L'ÉCOLE
POLYTECHNIQUE

présentée par : EL HAJJAJI Ottman

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophica Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. KOCLAS Jean, Ph.D., président

M. ROZON Daniel, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. KENNEDY Gregory, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. BONIN Hugues, Ph.D., membre

M. MARLEAU Guy, Ph.D., membre

À la mémoire de mon père

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à l'Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal.

Je dédie un sentiment de reconnaissance à mon directeur de recherche, le professeur Daniel Rozon qui a bien voulu diriger ce travail et le soutenir financièrement. Son attention constante, les nombreuses discussions que nous avons eues ainsi que ses encouragements m'ont été très utiles.

Que mon codirecteur, Greg Kennedy, trouve ici le témoignage de ma profonde gratitude à propos des discussions qu'il m'a accordées concernant le fonctionnement du réacteur SLOWPOKE-2 ainsi que les différentes données expérimentales qu'il m'a fournies.

Je remercie très sincèrement Monsieur Guy Marleau dont la collaboration m'a permis de mener à bien ce travail. Ses conseils ainsi que les différentes discussions que nous avons eues m'ont été très utiles.

Je tiens aussi à remercier Messieurs Jean Koclas et Hugues Bonin d'avoir accepté de siéger dans mon jury.

Je remercie également tous mes collègues de l'Institut, en particulier, S. Noceir, É. Varin, M. Boubcher et H. Benjaafar de m'avoir soutenu scientifiquement et moralement au bon moment.

Qu'on me permette d'avoir une pensée à l'égard de mes parents, mon épouse, mes enfants Abdellah et Harmza, ma famille et mes amis, qu'ils me pardonnent d'avoir sacrifié à ce travail des instants de bonheur avec eux.

RÉSUMÉ

Le réacteur SLOWPOKE est un réacteur de recherche de petite taille, difficile à modéliser à cause de l'importance des fuites de neutrons. L'objectif de ce travail est de faire une étude détaillée de la physique de ce réacteur en utilisant le code de transport DRAGON en deux dimensions et le code de diffusion en 3 dimensions DONJON, avec un modèle du réacteur à géométrie hexagonale.

Ce modèle nous a permis de prédire la masse critique du réacteur, et d'obtenir les distributions de flux, les coefficients de température et de vide ainsi que quelques autres caractéristiques du réacteur.

Une partie des résultats de ce travail a été utilisée pour l'étude des excursions de puissance pour l'ancien et le nouveau coeur, afin de prédire le comportement du nouveau coeur avant sa mise en service. Ce travail nous a permis de montrer que les codes DRAGON/DONJON, dont la validation pour les réacteurs thermiques de puissance a déjà été faite, peuvent aussi être utilisés pour l'étude des réacteurs de recherche. Tous nos calculs ont été comparés aux mesures effectuées à l'École Polytechnique et au Collège militaire royal. Cette comparaison a montré une bonne concordance des calculs avec les mesures dans la majorité des cas. Par conséquent ce modèle peut être utilisé pour le calcul du réacteur pour le nouveau coeur installé récemment à l'École Polytechnique.

ABSTRACT

The SLOWPOKE-2 is a small pool type research reactor, wich is difficult to model because of the importance of the neutron leakage. The objective of this work is to carry out a detailed study of the physics of this reactor using the neutron transport code DRAGON in two dimensions and the diffusion code DONJON in three dimensions with an hexagonal representation of the reactor geometry. This model allowed us to predict the reactor critical mass and to obtain flux distributions, temperature and void coefficients as well as other characteristics of the reactor. Results of this work have been used to study and compare power excursions between the old and the new core, as well as to predict the behavior of the new core prior to commissioning. The DRAGON/DONJON codes have already been validated for the analysis of thermal power reactors. This work has shown that these codes can also be used for the study of research reactors.

Our calculations were compared to measurements made at École Polytechnique in 1997 and at Royal Military College in 1986. In the majority of cases, results are in good agreement with measurements. This suggests that the model presented here can be used to simulate the new core recently installed in the École Polytechnique reactor.

1.2.2.2	Calculs de présimulation	23
CHAPITRE 2 MODÈLES DE CALCUL NEUTRONIQUE		27
2.1	Équation de transport	27
2.2	Équation de diffusion	32
2.3	Homogénéisation et condensation des propriétés	34
2.3.1	Homogénéisation des propriétés	35
2.3.2	Condensation multigroupe	35
2.4	Calcul de transport dans DRAGON	36
2.5	Calcul de diffusion dans DONJON	40
2.5.1	Étude de la convergence de k_{eff}	41
2.5.2	Normalisation du flux	50
2.6	Équation de la cinétique	52
2.6.1	Paramètres de cinétique	54
2.6.1.1	Fraction de neutrons retardés $\beta(t)$	54
2.6.1.2	Temps de génération moyen $\Lambda(t)$	58
2.6.1.3	Réactivité dynamique $\rho(t)$	59
2.6.2	Cinétique ponctuelle	60
2.6.3	Méthode adiabatique	61
2.7	Les équations de température dans SLOWKIN	62
2.7.1	Équations de température	65
2.7.1.1	Combustible $T_1(t)$	67
2.7.1.2	Modérateur/Caloporteur $T_2(t)$	70

2.7.1.3	Réflecteur/béryllium $T_3(t)$:	71
2.7.1.4	Réflecteur/eau $T_4(t)$:	71
2.7.1.5	Partie supérieure de la cuve $T_5(t)$:	72
2.7.1.6	Eau de la piscine $T_6(t)$:	73
2.7.2	Fraction du vide	73
2.8	Évolution du combustible	75
2.8.1	Noyaux fissiles	76
2.8.1.1	Évolution du ^{235}U	76
2.8.1.2	Évolution du ^{239}Pu	77
2.8.2	Produits de fission	78
2.8.2.1	Effet xénon	78
2.8.2.2	Effet samarium	80
2.8.3	Équation d'évolution	81
CHAPITRE 3 CALCUL DES COEFFICIENTS DE RÉACTIVITÉ		83
3.1	Calcul des coefficients de température	83
3.1.1	Cœur HEU avec plaques de béryllium d'épaisseur 3.64 cm	86
3.1.1.1	Calcul avec la bibliothèque WIMSLIB	86
3.1.1.2	Calcul avec la bibliothèque ENDF/BV	93
3.1.2	Cœur LEU sans plaques de béryllium	95
3.1.3	Coefficients de réactivité	99
3.1.4	Interprétation et comparaison des résultats	100

3.1.4.1	Interprétation des composantes de réactivité pour les deux cœurs	100
3.1.4.2	Comparaison des bibliothèques de sections efficaces	104
3.1.5	Dépendance du maximum de la réactivité excédentaire sur la température	105
3.1.5.1	Mesures de l'excès de réactivité	105
3.1.5.2	Calcul de l'excès de réactivité	108
3.1.6	Discussion des résultats et comparaison avec les mesures . .	110
3.1.7	Sensibilité des coefficients de température à la présence de la barre de contrôle	116
3.2	Réactivité du vide	120
3.2.1	Calcul de la réactivité du vide	121
3.2.2	Mesure de la réactivité du vide	125
3.2.3	Interprétation et comparaison des résultats	127

CHAPITRE 4 MODÉLISATION DE LA BARRE DE CONTRÔLE ET CALCUL DES AUTRES PARAMÈTRES DE CINÉTIQUE 130

4.1	Calcul de la distribution de puissance (3D)	131
4.1.1	Distribution de la puissance	138
4.1.2	Rapport de puissance P^{LEU}/P^{HEU}	139
4.1.3	Distribution radiale du flux pour LEU	141
4.1.4	Distribution axiale du flux pour LEU	144

4.2	Modélisation de la barre de contrôle	146
4.2.1	Calcul de la réactivité de la barre	149
4.2.2	Effet de l'épaisseur des plaques de béryllium sur la réactivité de la barre	152
4.3	Paramètres de cinétique β et Λ	154
4.3.1	Calculs de β et Λ	156
4.3.2	Variation des paramètres β et Λ	160
4.3.2.1	Effet de la pondération par l'adjoint du flux	160
4.3.2.2	Effet de la fission rapide sur la valeur de β	161
 CHAPITRE 5 SIMULATION DES TRANSITOIRES DE MISE EN		
SERVICE AVEC SLOWKIN		163
5.1	Simulation des excursions de puissance	163
5.2	Comparaison avec les mesures de mise en service	168
5.3	Simulation des effets de température dans le cœur LEU à puissance constante	173
 CHAPITRE 6 MESURES ET CALCULS DE FLUX POUR LE NOU-		
VEAU CŒUR LEU		179
6.1	Préparation de l'expérience	180
6.2	Irradiation des fils	180
6.3	Dispositif de mesure des rayonnements	184
6.4	Mesures de flux	184
6.5	Détermination du flux thermique et épithermique mesuré	189

6.6	Calculs d'erreur	194
6.7	Calcul des flux à partir de DRAGON/DONJON	194
6.8	Interprétation et comparaison des résultats	198

CHAPITRE 7	ÉVOLUTION DU COMBUSTIBLE DANS LE RÉAC-	
	TEUR SLOWPOKE-2	207
7.1	Motivation du problème	207
7.1.1	Calcul continu	208
7.1.2	Calcul exact	210
7.2	Évolution du combustible pour HEU (EPM)	210
7.2.1	Effet xénon	211
7.2.2	Compensation du déclin de réactivité	211
7.2.3	Calcul de l'épaisseur des plaques à partir de DRAGON/DONJON	214
7.2.3.1	Calcul de l'évolution dans DRAGON	214
7.2.3.2	Calcul de l'épaisseur des plaques à rajouter	221
7.3	Évolution du combustible pour LEU (RMC)	223
7.4	Évolution du combustible pour LEU (EPM)	228
CONCLUSION		230
RÉFÉRENCES		234

LISTE DES FIGURES

Figure 0.1	Mesure de la réactivité pour le réacteur SLOWPOKE-2 (HEU) de l'École Polytechnique en fonction de la température uni- forme du système	2
Figure 0.2	Mesure de la réactivité pour le réacteur SLOWPOKE-2 (LEU) du Collège militaire royal en fonction de la température uni- forme du système	3
Figure 1.1	Assemblage critique du réacteur SLOWPOKE-2	15
Figure 1.2	Refroidissement du cœur dans SLOWPOKE-2	16
Figure 1.3	Système pneumatique d'irradiation	17
Figure 1.4	Positions des sites d'irradiation et des chambres d'ionisation (seulement au cours du rechargement) pour SLOWPOKE-2	22
Figure 1.5	Configuration du cœur HEU de l'École Polytechnique de Mon- tréal	25
Figure 1.6	Configuration du cœur LEU de l'École Polytechnique de Mon- tréal	26
Figure 2.1	Modèle de Transport	38
Figure 2.2	Position des régions axiales dans le modèle de diffusion (HEU)	42
Figure 2.3	Valeurs de k_{eff} en fonction du nombre de groupes d'énergie	45
Figure 2.4	Procédure de calcul par DRAGON/DONJON des flux et k_{eff}	46
Figure 2.5	Plan 10: modèle de diffusion (HEU)	48
Figure 2.6	Plan 10: modèle de diffusion (LEU)	49

Figure 2.7	Modèle de température dans SLOWKIN	69
Figure 2.8	Formation du Pu-239 dans le réacteur	77
Figure 2.9	Schéma simplifié de la formation du Xe-135	79
Figure 2.10	Schéma simplifié de la formation du <i>Sm</i> -149	80
Figure 3.1	Domaine de températures	85
Figure 3.2	Effet de la température sur la réactivité pour HEU (WIMSLIB)	88
Figure 3.3	Domaine de la pression	89
Figure 3.4	Modèle à 9 régions circulaires	91
Figure 3.5	Effet de la température sur la réactivité pour différents vol- umes du réflecteur/eau pour HEU (WIMSLIB)	92
Figure 3.6	Effet de la température sur la réactivité pour HEU (ENDF/BV)	94
Figure 3.7	Effet de la température sur la réactivité pour LEU (WIMSLIB)	97
Figure 3.8	Effet de la température sur la réactivité pour LEU (ENDF/BV)	98
Figure 3.9	Variation mesurée de l'excès de réactivité (normalisée à 20 °C)	106
Figure 3.10	Variation calculée de la réactivité avec la température uni- forme (normalisée à 20 °C, ENDF/BV)	108
Figure 3.11	Variation mesurée et calculée de l'excès de réactivité pour HEU (EPM)	110
Figure 3.12	Variation mesurée et calculée de l'excès de réactivité pour LEU (RMC)	111
Figure 3.13	Plan 10 dans le modèle de diffusion amélioré (LEU)	113
Figure 3.14	Variation de la réactivité du caloporteur en fonction de la température pour LEU (ENDF/BV)	114

Figure 3.15	Variation de la réactivité totale en fonction de la température pour LEU (ENDF/BV)	115
Figure 3.16	Flux thermique axial calculé dans la zone centrale du cœur LEU	118
Figure 3.17	Effet de la barre sur la réactivité pour le combustible LEU (ENDF/BV, sans plaques de béryllium)	119
Figure 3.18	Section efficace microscopique d'absorption de l'aluminium .	126
Figure 3.19	Réactivité du vide mesurée et calculée pour le cœur LEU (Barre de contrôle extraite du cœur)	129
Figure 4.1	Puissance moyenne normalisée des crayons par plan (HEU) .	134
Figure 4.2	Puissance moyenne normalisée des crayons par plan (LEU) .	135
Figure 4.3	Puissance maximale normalisée des crayons par plan (HEU)	136
Figure 4.4	Puissance maximale normalisée des crayons par plan (LEU)	137
Figure 4.5	Distribution de la puissance des crayons pour HEU	139
Figure 4.6	Distribution de la puissance des crayons pour LEU	140
Figure 4.7	Configuration du plan 10 pour le calcul de la distribution radiale du flux (LEU)	142
Figure 4.8	Distribution radiale du flux thermique pour LEU (plan 10) .	143
Figure 4.9	Distribution radiale du flux rapide pour LEU (plan 10) . . .	144
Figure 4.10	Distribution axiale du flux thermique pour LEU	145
Figure 4.11	Coupe de la barre de contrôle	147
Figure 4.12	Barre de contrôle complètement insérée (HEU)	148
Figure 4.13	Barre de contrôle complètement retirée (HEU)	148

Figure 4.14	Réactivité de la barre en fonction de sa position pour HEU (configuration de 1976 avec une épaisseur de plaques de 1.34 <i>cm</i>)	150
Figure 4.15	Réactivité de la barre sans la présence des plaques de béryl- lium (LEU)	152
Figure 4.16	Effet de l'épaisseur e des plaques sur la réactivité de la barre pour HEU	153
Figure 5.1	Excursion de puissance pour une insertion de réactivité (1-4.3 mk, LEU)	164
Figure 5.2	Maximum de puissance dans SLOWPOKE-2 à cœur LEU de l'École Polytechnique	169
Figure 5.3	Excursion de puissance pour 4 mk de réactivité	171
Figure 5.4	Excursion de puissance pour 4.3 mk de réactivité	172
Figure 5.5	Effet de la valeur de β sur l'amplitude du "prompt peak" . .	174
Figure 5.6	Comportement de la barre de contrôle et de la puissance thermique dix minutes après le démarrage du réacteur . . .	177
Figure 5.7	Variation de la température du combustible et du caloporteur en fonction de l'élévation dans le cœur ($P = 20 \text{ kW}$)	178
Figure 6.1	Positions des crayons de combustible et des fils irradiés dans le cœur du réacteur	181
Figure 6.2	Schémas de désintégrations simplifiés du Cu-64 et Au-198 .	183
Figure 6.3	Spectre de rayonnement gamma émis par le cuivre	185
Figure 6.4	Spectre de rayonnement gamma émis par l'or	186

Figure 6.5	Distribution axiale du flux thermique mesuré	190
Figure 6.6	Distribution axiale du flux épithermique mesuré	191
Figure 6.7	Contribution du flux épithermique dans la réaction du Cu .	192
Figure 6.8	Contribution du flux thermique dans la réaction de l'Au . .	193
Figure 6.9	Distribution axiale calculée pour le flux thermique (groupe 6)	196
Figure 6.10	Distribution axiale calculée pour le flux épithermique (groupe 3)	197
Figure 6.11	Distribution axiale des flux thermiques mesurés et calculés .	199
Figure 6.12	Distribution axiale des flux épithermiques mesurés et calculés	200
Figure 6.13	Distribution radiale des flux thermiques et épithermiques ($z = 9.5 \text{ cm}$)	201
Figure 7.1	Variation de la réactivité du xénon (HEU)	212
Figure 7.2	Valeurs expérimentales de la réactivité des plaques de béryl- lium (HEU)	213
Figure 7.3	Évolution de la concentration du ^{135}Xe dans le combustible HEU	216
Figure 7.4	Évolution de la concentration du ^{149}Pm et du ^{239}Np dans le combustible HEU	217
Figure 7.5	Accumulation du ^{239}Pu et du ^{149}Sm dans le combustible HEU	220
Figure 7.6	Épaisseur des plaques de béryllium en fonction des années d'opération (HEU)	222
Figure 7.7	Évolution de la concentration du ^{135}Xe dans le combustible LEU	224

Figure 7.8	Évolution de la concentration du ^{149}Pm et du ^{239}Np dans le combustible LEU	225
Figure 7.9	Accumulation du ^{239}Pu et du ^{149}Sm dans le combustible LEU 226	
Figure 7.10	Épaisseur des plaques de béryllium en fonction des années d'opération (LEU)	227
Figure 7.11	Procédure du calcul d'évolution	229
Figure V.1	Pic de rayonnement gamma	265

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Caractéristiques du réacteur SLOWPOKE-2	14
Tableau 1.2	Propriétés des combustibles HEU et LEU	21
Tableau 2.1	Variation de k_{eff} en fonction du nombre de régions axiales .	43
Tableau 2.2	Groupes d'énergie	44
Tableau 3.1	Variation du coefficient k_{eff} avec la température du combustible et du caloporteur (WIMSLIB, HEU)	87
Tableau 3.2	Variation du coefficient k_{eff} avec la température du réflecteur béryllium et du réflecteur/eau (WIMSLIB, HEU)	87
Tableau 3.3	Variation du coefficient k_{eff} avec la température (ENDF/BV, HEU)	93
Tableau 3.4	Variation du coefficient k_{eff} avec la température du combustible et du caloporteur (WIMSLIB, LEU)	96
Tableau 3.5	Variation du coefficient k_{eff} avec la température du réflecteur béryllium et du réflecteur/eau (WIMSLIB, LEU)	96
Tableau 3.6	Variation du coefficient k_{eff} avec la température (ENDF/BV, LEU)	96
Tableau 3.7	Coefficients de température pour HEU avec plaques de béryllium	99
Tableau 3.8	Coefficients de température pour LEU sans plaques de béryllium	100
Tableau 3.9	Facteur de multiplication k_{eff} pour HEU et LEU	104

Tableau 3.10	Réactivité excédentaire maximum et température du maximum de réactivité pour HEU (EPM) et LEU (RMC)	109
Tableau 3.11	Effet du vide pour les cœurs LEU et HEU	122
Tableau 3.12	Réactivité du vide (mk) pour HEU (ENDF/BV) avec une épaisseur de plaques de béryllium de 3.643 <i>cm</i>	123
Tableau 3.13	Réactivité du vide (mk) pour LEU (ENDF/BV) sans plaques de béryllium	123
Tableau 3.14	Coefficient du vide pour les cœurs HEU et LEU	124
Tableau 3.15	Effet du vide pour un même volume de vide et d'aluminium dans le centre du cœur	125
Tableau 3.16	Équivalent des réactivités de vide mesurées	127
Tableau 3.17	Réactivité en fonction du volume inséré de la barre d'aluminium et du vide	128
Tableau 4.1	Puissance maximale des crayons par plan et facteurs de forme radials (barre retirée)	133
Tableau 4.2	Puissance maximale des crayons par plan et facteurs de forme radials (barre insérée à 79%)	133
Tableau 4.3	Réactivité de la barre en fonction de l'épaisseur des plaques (HEU)	151
Tableau 4.4	Réactivité de la barre en fonction de l'épaisseur des plaques (LEU)	151
Tableau 4.5	Données numériques pour la fission	155
Tableau 4.6	Valeurs de la fraction isotopique des neutrons retardés β . .	156

Tableau 4.7	Spectre de fission des neutrons	157
Tableau 4.8	Sections efficaces macroscopiques de fission pour le cœur HEU	157
Tableau 4.9	Sections efficaces macroscopiques de fission pour le cœur LEU	158
Tableau 4.10	Spectre de neutrons retardés	158
Tableau 4.11	Temps de génération moyen Λ	159
Tableau 4.12	Fraction de neutrons retardés β_k en (%)	159
Tableau 4.13	Effet de la pondération par l'adjoint du flux sur les paramètres de cinétique	161
Tableau 4.14	Effet de la fission rapide sur le paramètre β_k	162
Tableau 5.1	Comportement du cœur LEU au "delayed peak"	166
Tableau 5.2	Maximum de la puissance lors des excursions de puissance du réacteur à cœur LEU de l'École Polytechnique	168
Tableau 5.3	Effet du vide sur la puissance du "delayed peak"	170
Tableau 5.4	Rétroaction de température calculée dans SLOWKIN à puis- sance constante pour le cœur LEU	175
Tableau 5.5	Réactivité introduite par la barre dix minutes après le dé- marrage du réacteur (mesures et calculs)	175
Tableau 6.1	Sections efficaces microscopiques de capture des neutrons thermiques et intégrale de résonance pour le ^{63}Cu et l' ^{197}Au	188
Tableau 6.2	Rapport des flux thermiques dans le cœur sur les flux ther- miques dans le site d'irradiation n°1 (mesures)	203

Tableau 6.3	Rapport des flux épithermiques dans le cœur sur les flux épithermiques dans le site d'irradiation n°1 (mesures)	204
Tableau 6.4	Rapport des flux thermiques dans le cœur sur les flux thermiques dans le site d'irradiation n°1 (calculs)	205
Tableau 6.5	Rapport des flux épithermiques dans le cœur sur les flux épithermiques dans le site d'irradiation n°1 (calculs)	206
Tableau 7.1	Nombre d'heures de fonctionnement du réacteur SLOWPOKE-2 à cœur HEU de EPM pour une puissance de 2 kW	214
Tableau 7.2	Variation de l'épaisseur des plaques de béryllium durant les vingt années de fonctionnement du réacteur à cœur HEU	215
Tableau 7.3	Nombre d'heures de fonctionnement à une puissance de 2 kW du réacteur SLOWPOKE-2 à cœur LEU de RMC	223
Tableau 7.4	Premier ajout de plaques du réacteur à cœur LEU de l'École Polytechnique	228

LISTE DES ANNEXES

Annexe I	Approximation P_1	243
Annexe II	Calculs dans DRAGON	244
II.1	Fichier de données	244
II.2	Propriétés du combustible dans le fichier COMPO	247
Annexe III	Calculs dans DONJON	250
III.1	Fichier de données	250
III.2	Calculs des flux et du k_{eff} dans DONJON	252
Annexe IV	Calcul des paramètres de cinétiques	253
IV.1	Module PARAKI	253
IV.2	Sous programme CALPAR	262
Annexe V	Calcul des erreurs sur les flux mesurés	265
V.1	Aire sous le pic	265
V.2	Erreur sur le calcul de l'aire	266
V.3	Erreur sur les flux	267

INTRODUCTION

SLOWPOKE est un acronyme de Safe Low Power C(K)ritical Experiment. Ce réacteur a été conçu par Énergie Atomique du Canada Limité dans les laboratoires de Chalk River (CRNL) au cours des années 60. Il est utilisé comme une source de neutrons thermiques dans un grand nombre d'applications, notamment dans la production d'isotopes et l'analyse par activation dans les universités, les hôpitaux et les instituts de recherche. Sa sûreté inhérente ainsi que la simplicité de son exploitation ont été les principales priorités prises en considération lors de sa conception. Le réacteur fournit un flux de neutrons thermiques de $10^{12} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à une puissance de 20 kW. Les échantillons peuvent être introduits pour irradiation sans qu'il y ait un risque qu'ils soient détériorés. Grâce à sa sûreté inhérente, ce réacteur peut opérer pendant plusieurs heures sans la présence d'un opérateur dans la salle de contrôle.

La première génération des réacteurs SLOWPOKE-2 a été installée en 1971 à Ottawa, puis en 1976 à Toronto, Montréal et Halifax (Hilborn, 1983, Beeley, 1987a). Tous ces réacteurs possédaient un cœur à combustible métallique enrichi à 93% HEU (High Enrichment Uranium). La deuxième génération de ces réacteurs est apparue en 1985 avec l'installation, au Collège militaire royal (RMC), du premier SLOWPOKE à combustible céramique UO_2 enrichi à seulement 20% LEU (Low Enrichment Uranium). Le deuxième cœur LEU a été installé en septembre 1997 à l'École Polytechnique de Montréal.

Les principaux facteurs de sûreté inhérente du réacteur SLOWPOKE-2 sont

des coefficients négatifs de température et de vide du cœur sous-modéré, de même qu'une limite d'excès de réactivité maximum de 3.4 à 3.9 mk . Ces caractéristiques, assurent la sécurité du réacteur dans tous les cas prévisibles de transitoires importantes de puissance et de température.

Cadre du travail

Des mesures de l'excès de réactivité, pour des températures variant de 10 à 40 $^{\circ}C$, ont été effectuées par Beeley (1987b) pour le réacteur SLOWPOKE-2 (HEU) de l'École Polytechnique (Figure 0.1), et en 1986 (Burbidge) pour celui de RMC (LEU) (Figure 0.2).

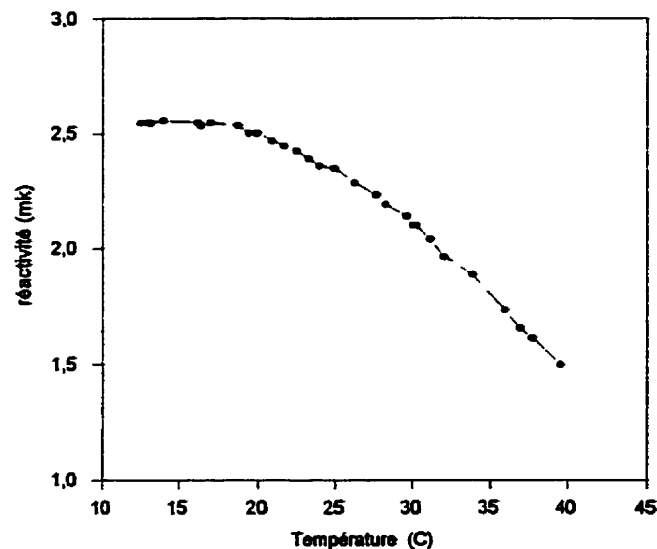


Figure 0.1 Mesure de la réactivité pour le réacteur SLOWPOKE-2 (HEU) de l'École Polytechnique en fonction de la température uniforme du système

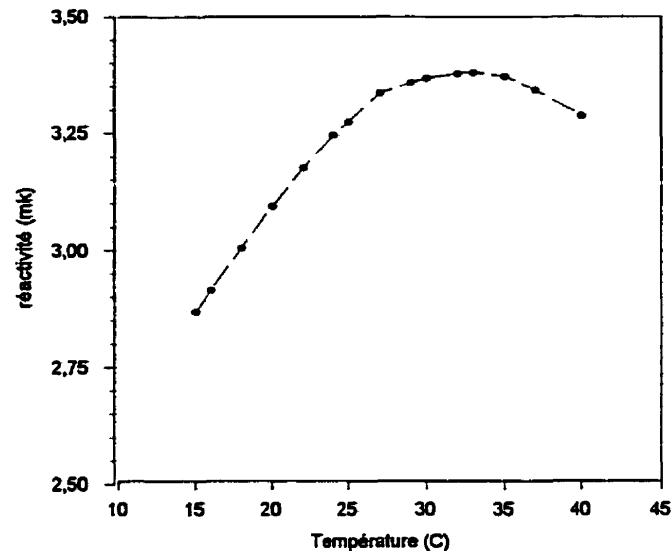


Figure 0.2 Mesure de la réactivité pour le réacteur SLOWPOKE-2 (LEU) du Collège militaire royal en fonction de la température uniforme du système

Les graphiques montrent un comportement différent de l'excès de réactivité pour ces deux cœurs. Pour HEU, l'excès de réactivité reste pratiquement constant quand la température est inférieure à 19°C , mais décroît lorsque la température est supérieure à 19°C . En ce qui concerne LEU, l'excès de réactivité atteint son maximum à 33°C . Cette différence est due aux coefficients de température négatifs du caloporteur, qui sont moins importants pour LEU que pour HEU.

Cette thèse a été préparée dans le cadre de la contribution de l'Institut de génie nucléaire (IGN) au projet de rechargement du cœur du réacteur SLOWPOKE avec du combustible LEU en 1997. Nous avons d'abord cherché à reproduire les résultats expérimentaux de la variation de la réactivité avec la température. Nous avons

ensuite calculé les coefficients de réactivité nécessaires à l'étude des excursions de puissance du nouveau cœur afin de prédire son comportement. Par la suite, nous avons fait une étude détaillée de la physique de ces deux cœurs.

Les calculs de neutronique ont été effectués à l'aide des logiciels DRAGON (Marleau, 1993) et DONJON (Varin, 1996a) pour lesquels il a fallu définir un modèle du réacteur. Cette étude nous a donc permis de comparer les résultats des calculs aux données expérimentales, en particulier celles obtenues lors de la mise en service du nouveau cœur à l'École Polytechnique en septembre 1997.

Travaux antérieurs

Puisque le réacteur SLOWPOKE-2 est un réacteur sous-moderé, fortement hétérogène et de petite taille, il n'est pas surprenant que les méthodes et les codes développés pour les réacteurs de puissance ne puissent présenter de très bons accords entre les mesures et les calculs. En effet, les réacteurs CANDU sont de grande taille et surmodérés. Entre autre, deux groupes d'énergie des neutrons sont suffisants pour représenter adéquatement le spectre de neutrons dans un réacteur comme le CANDU, alors que les calculs pour le SLOWPOKE nécessiteront une approche multigroupe.

Plusieurs calculs ont déjà été réalisés pour essayer de simuler les résultats expérimentaux de l'excès de réactivité pour HEU et LEU. À l'École Polytechnique, une approche (Guertin, 1991) utilisant les codes WIMS-CRNL (Donnelly, 1986), DRAGON et TRIVAC-2 (Hébert, 1987a) a été effectuée pour le cœur HEU.

À l'aide du code de diffusion TRIVAC-2, la tendance de la réactivité en fonction de la température, ainsi que le maximum de la réactivité ont été reproduits, sauf que la valeur du coefficient k_{eff} était de 1.119 à 20 °C. Cela vient du fait que le code de diffusion TRIVAC-2 ne pouvait résoudre l'équation de diffusion que pour deux groupes d'énergie (rapide et thermique), et ce, sans remontée de neutrons du groupe thermique vers le groupe rapide. Par conséquent, et à cause du degré de sous modulation du cœur du réacteur SLOWPOKE, un modèle à deux groupes ne peut pas représenter le cœur adéquatement. En plus, une autre restriction du code TRIVAC-2, reliée à la géométrie, a limité les calculs : le réacteur a été modélisé en géométrie R-Z (géométrie cylindrique seule présente dans TRIVAC-2 avec la géométrie cartésienne) où le combustible et les sites d'irradiation sont répartis dans des zones cylindriques. La géométrie exacte du réacteur SLOWPOKE-2 est par ailleurs hexagonale.

Avant notre travail, quelques calculs pour le cœur LEU ont été rapportés : nous allons en citer deux.

Dans le premier calcul réalisé aux laboratoires de Chalk River (Burbidge, 1986), le code de transport WIMS-CRNL et le code de diffusion CITATION (Fowler, 1971) en géométrie R-Z ont été utilisés. Le comportement général de la réactivité avec la température uniforme a été reproduit, mais la valeur de la température correspondant au maximum de la réactivité était très différente de la valeur expérimentale : 12 °C, alors que la valeur expérimentale est de 33 °C. De plus, comparée à la valeur 3.37 mk mesurée (Burbidge, 1986), la valeur de l'excès de réactivité était de 80 mk pour WIMS-CRNL et de 45 mk pour CITATION. En introduisant la varia-

tion du laplacien transversal dans les deux codes (De Wit, 1989a ; De Wit, 1989b), la différence de réactivité a été réduite à 1 mk entre les deux codes et de 16 à 20 mk entre les mesures et CITATION.

Cette dernière valeur de k_{eff} était donc sensiblement meilleure que celle obtenue par Guetrin (1991) pour un cœur HEU. Néanmoins, l'écart demeure appréciable, et l'erreur sur la température du maximum suggère des lacunes importantes dans la chaîne de calcul WIMS/CITATION. Les calculs WIMS/CITATION utilisent une approche déterministe pour obtenir le k_{eff} et la distribution des taux de réaction dans l'ensemble du domaine. Nous utiliserons une approche semblable dans nos calculs DRAGON/DONJON, mais comme nous le verrons plus loin, la précision des calculs dépend d'un grand nombre de facteurs, incluant une représentation adéquate de la géométrie, un nombre de groupes d'énergie suffisamment grand et une maille de calcul suffisamment fine.

Une autre méthode utilisée pour la résolution de l'équation de transport est la méthode de Monte Carlo. Il s'agit d'une méthode probabiliste qui consiste à simuler sur l'ordinateur, l'historique d'un très grand nombre de neutrons en respectant les lois de probabilité des différentes variables aléatoires.

La méthode de Monte Carlo a été appliquée pour le réacteur SLOWPOKE-2 de Kanata avec la librairie de sections efficaces ENDF/BV (Burbidge, 1986). La valeur de la réactivité résultante était d'environ $17 \pm 7 \text{ } mk$, plus faible par rapport à la valeur, de 45 mk , calculée par WIMS/CITATION. L'approche probabiliste peut donc donner des résultats plus précis.

Un calcul plus récent basé sur le code de Monte Carlo MCNPA4 (Briesmeister, 1993), a été utilisé pour faire la simulation, en 3D, du cœur LEU de RMC (Pierre, 1999). Pour la température de 20°C et avec la barre de contrôle complètement retirée, la valeur de l'excès de réactivité calculée est de seulement 0.02 mk plus grand que la valeur 3.15 mk mesurée, valeur meilleure que celles obtenues par les méthodes déterministes. Cependant, la tentative de reproduire la variation de l'excès de réactivité accompagnant le changement de la température uniforme du réacteur n'a donné des valeurs rapprochées des mesures que pour des températures variant entre 20 et 32°C . De plus, le maximum de réactivité à 33°C n'a pas pu être reproduit. Cela montre que si la méthode de Monte Carlo permet de bien reproduire la valeur de k_{eff} pour une température de référence uniforme, il ne serait pas facile de l'utiliser pour des températures variables.

Depuis les calculs de Guertin en 1991, un nouveau modèle hexagonal de diffusion (Benaboud, 1992) a été introduit dans le code TRIVAC-3. De plus, une version complètement multigroupe du module de diffusion a été créée, avec remontée de neutrons. Ce module a été intégré au logiciel DONJON qui gère les calculs du réacteur en théorie de diffusion. Dans la thèse, nous avons donc utilisé cette nouvelle version du code en géométrie hexagonale 3D pour le réacteur SLOWPOKE-2, ce qui a permis de mieux décrire le réacteur. La chaîne de calcul DRAGON/DONJON nous a également permis de calculer les coefficients de réactivité pour les effets séparés de température pour HEU et LEU. Ces coefficients ont servi à la présimulation des transitoires de la mise en service à l'aide de SLOWKIN (Rozon, 1997), qui comporte une modélisation thermohydraulique du réacteur et

qui utilise la cinétique ponctuelle.

Contribution du présent travail

Comme il a été mentionné dans la section précédente, le calcul de réacteur est plus complexe pour les petits réacteurs qu'il ne l'est pour les réacteurs de puissance. Cette augmentation dans la complexité des calculs est due à ce type de réacteur qui a une petite taille, engendrant des fuites importantes qui sont difficiles à calculer. Notre travail a été réalisé dans le contexte du remplacement du cœur du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique en septembre 1997. Le cœur original étant de type HEU, le remplacement par un cœur LEU a entraîné des changements dans le comportement neutronique du réacteur. Notre effort visait particulièrement à prédire ces variations et à les expliquer.

Par exemple, à cause d'une plus grande densité de noyaux fissiles dans les éléments de combustible LEU, le nombre de crayons dans le cœur est réduit de $1/3$. Par conséquent, le rapport du volume caloporteur/combustible dans la région du cœur est sensiblement affecté, ce qui aura une incidence sur le coefficient de température du réacteur. Rappelons que la rétroaction de la température est un aspect essentiel du design de ce type de réacteur.

De plus, la réduction du nombre de crayons dans LEU entraîne une augmentation des flux de chaleur. Lors des excursions de puissance, on envisageait la possibilité que la température de surface dépasse la température de saturation de l'eau, et qu'il y ait ébullition (sous-refroidie). L'apparition du vide dans le caloporteur peut donc avoir un effet négatif important en réactivité, et peut influencer

le comportement du réacteur au cours des transitoires effectuées lors de la mise en service.

Dans cette étude des deux cœurs HEU et LEU, nous avons donc évalué plusieurs paramètres du réacteur:

- Coefficients de température (uniforme dans chaque région), qui nous ont permis de vérifier la tendance de l'excès de réactivité, ainsi que les valeurs du maximum de réactivité très proches des données expérimentales obtenues durant les transitoires de la mise en service;
- Coefficients de réactivité du vide;
- Calibration de la barre de contrôle;
- Paramètres de cinétique (fraction de neutrons retardés β , durée de vie de neutrons Λ).

En exploitation normale, au fil des mois et des années, le combustible du réacteur évolue et il se produit un déclin graduel de la réactivité excédentaire. Afin de compenser ce déclin, on place des plaques de béryllium dans le plateau supérieur pour réduire les fuites axiales des neutrons. D'ailleurs, le rechargement du cœur HEU a été requis parce que le déclin de la réactivité ne peut plus être compensé par l'ajout de plaques de béryllium (le plateau supérieur étant d'ailleurs plein). Donc en plus des calculs précédents, nous avons calculé les épaisseurs des plaques de béryllium nécessaires pour compenser le déclin de réactivité (dans HEU et LEU).

Les résultats de ces différents calculs nous ont permis de mieux comprendre la physique des réacteurs SLOWPOKE-2, d'obtenir des informations supplémentaires sur le design des réacteurs SLOWPOKE-2, ainsi que de mettre en évidence l'applicabilité de la chaîne de codes utilisés à l'IGN pour les calculs de réacteurs de recherche.

Organisation de la thèse

Dans le chapitre 2, nous décrivons brièvement le réacteur SLOWPOKE-2. La différence entre les constituants des deux cœurs HEU et LEU, leurs configurations ainsi que la procédure de la première approche critique ont été mises en évidence.

Les codes de réacteur permettent de résoudre numériquement les équations de transport et de diffusion. Dans le troisième chapitre, avant de présenter les modèles utilisés, nous rappelons les équations de transport et de diffusion dans leurs différentes formes ainsi que quelques définitions utiles pour ce travail. Nous présentons également l'étude de la convergence des calculs du coefficient de multiplication effectif k_{eff} . À partir des équations de la cinétique espace-temps, nous présentons les deux approches que nous avons utilisées pour nos calculs de transitoire, soit la cinétique ponctuelle et la méthode adiabatique. Nous décrivons enfin au chapitre 3, le modèle de température que nous avons utilisé dans SLOWKIN pour calculer la distribution de la température et l'évolution de la puissance en transitoire. Dans le chapitre 4, nous présentons le calcul des coefficients de température pour les différentes régions du réacteur et pour les différentes configurations, ainsi que les

coefficients de vide des deux cœurs pour les librairies WIMSLIB (Taubman, 1975) et ENDF/BV (Festarini, 1985). Les résultats sont comparés aux mesures effectuées à l'École Polytechnique pour HEU et au Collège militaire royal pour LEU. Cette première comparaison nous a permis de sélectionner la librairie de sections efficaces pour les calculs subséquents.

La calibration de la barre de contrôle est une manipulation qui se fait lors de la mise en service du réacteur. Dans le chapitre 5, nous avons montré que notre modèle permet de calculer la réactivité de la barre de contrôle ainsi que sa variation en fonction du pourcentage de son extraction. Dans ce chapitre, nous avons aussi étudié la puissance délivrée par les éléments de combustible et le rapport entre les puissances totales des deux cœurs (pour un même flux dans les sites d'irradiation). Nous avons conclu ce chapitre par le calcul des paramètres de cinétique β et Λ qui ont nécessité la création du module PARAKI dans DONJON.

Les coefficients de réactivité ainsi que les différents paramètres évalués dans les chapitres 4 et 5 sont utilisés dans le chapitre 6 pour la simulation, à l'aide du modèle simplifié SLOWKIN, des transitoires de mise en service.

Dans le chapitre 7, nous avons décrit l'expérience de mesure d'activation et la détermination de la distribution du flux thermique et épithermique, normalisée aux valeurs dans le site d'irradiation n°1. Cette expérience a été effectuée directement après que le réacteur soit devenu critique. Les distributions de flux calculées dans

DONJON sont ensuite comparées aux mesures.

Avant de conclure ce travail, nous avons étudié dans le chapitre 8 l'évolution du combustible dans le réacteur SLOWPOKE. Par la suite, nous avons proposé une façon de calculer, dans DRAGON/DONJON, l'épaisseur des plaques de béryllium à rajouter sur le plateau supérieur après un nombre connu d'heures de fonctionnement.

CHAPITRE 1

DESCRIPTION DU RÉACTEUR

1.1 Réacteur SLOWPOKE-2

L'assemblage du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique est illustré dans les figures 1.1 et 1.2.

SLOWPOKE-2 est un réacteur de type piscine. Le cœur du réacteur est situé au bas de la cuve qui sépare l'eau du modérateur/caloporteur de celle de la piscine (Figure 1.3). Le réacteur en fonctionnement est refroidi par la circulation naturelle de l'eau de la cuve, qui transfère sa chaleur à l'eau de la piscine par conduction à travers les parois de la cuve.

Le cœur du réacteur qui a une hauteur de 22 *cm* et un diamètre de 22 *cm*, est entouré par un anneau de béryllium d'une épaisseur de 10.2 *cm* (Tableau 1.1), et repose sur du béryllium (Townes, 1985). Le matériau béryllium remplit deux fonctions dans le réacteur : i) c'est un réflecteur efficace de neutrons, car il conduit à une faible masse critique et à une grande proportion de neutrons thermiques pour la fission; ii) c'est un modérateur de neutrons rapides qui s'échappent du cœur, car il fournit un grand flux thermique aux sites d'irradiation qui se trouvent dans le réflecteur (Figure 1.1). Le réflecteur du bas du cœur ainsi que l'anneau du béryllium sont espacés du cœur pour former un orifice permettant la circulation, par convection naturelle, de l'eau dans le cœur. Par ailleurs, le plateau supportant

les plaques de béryllium, au dessus du cœur, forme avec l'anneau de béryllium un orifice pour l'évacuation de l'eau (Figure 1.2). L'eau entre par l'orifice inférieur, passe à travers les éléments de combustible puis sort par l'orifice supérieur pour pénétrer dans la cuve.

La puissance du réacteur est contrôlée par une barre de cadmium recouverte d'aluminium et se déplaçant au centre du réacteur à l'aide d'un tube guide passant par le réflecteur du haut du réacteur. À l'arrêt du réacteur, elle est complètement insérée. Au démarrage en mode automatique, elle est totalement retirée, puis elle est réinsérée à une hauteur fixée par la puissance demandée par l'opérateur. Le réacteur SLOWPOKE-2 dispose de 5 sites d'irradiation installés dans le réflecteur béryllium (Figures 1.1 et 1.4). Les échantillons à irradier sont introduits dans ces sites, à partir de la salle d'opération, à l'aide d'un système pneumatique (Figure 1.3).

Tableau 1.1 Caractéristiques du réacteur SLOWPOKE-2

Diamètre de la piscine	2.5 m
Hauteur de la piscine	6.1 m
Diamètre de la cuve	0.6 m
Hauteur de la cuve	5.3 m
Diamètre du cœur	0.22 m
Hauteur du cœur	0.22 m
Épaisseur de l'anneau de béryllium	0.102 m
Diamètre du réflecteur de base	0.322 m
Hauteur du réflecteur de base	0.102 m
Puissance du réacteur	20 kW

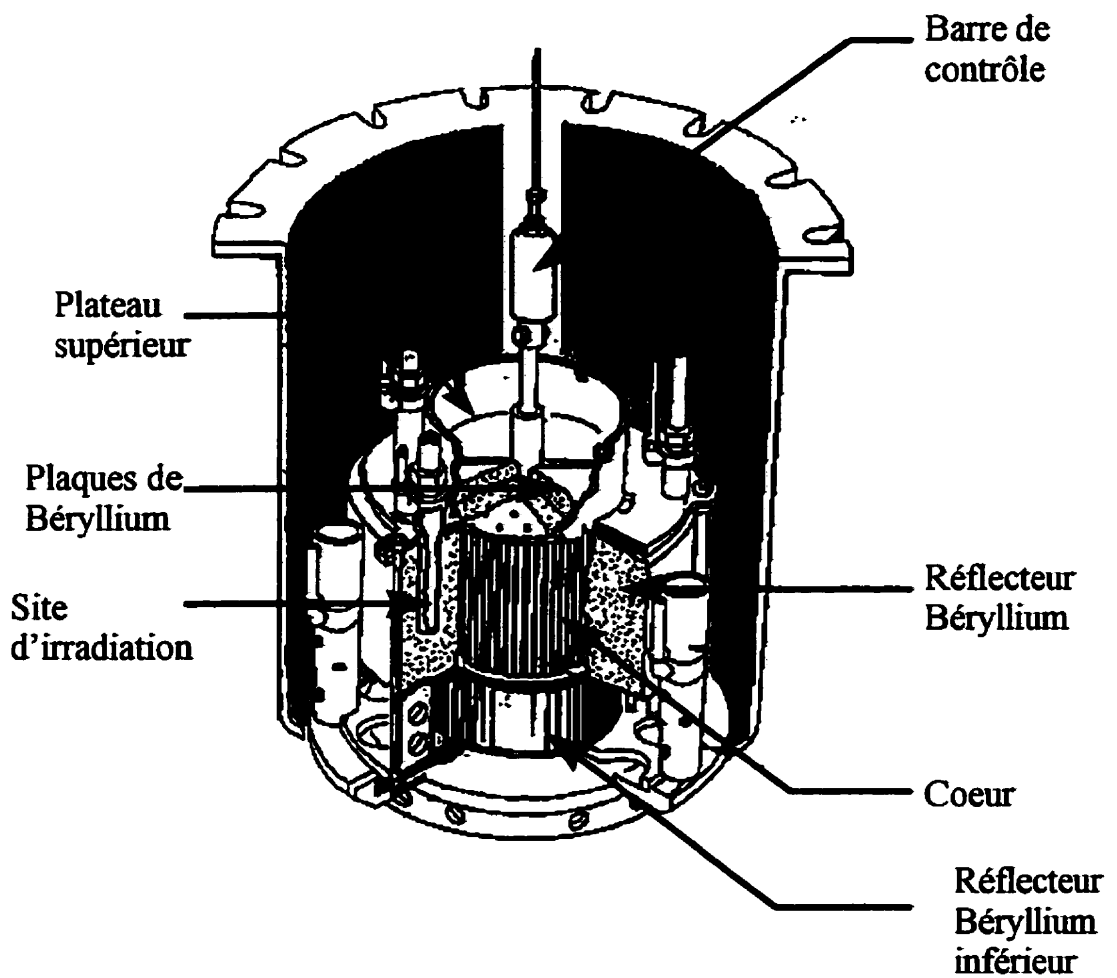


Figure 1.1 Assemblage critique du réacteur SLOWPOKE-2

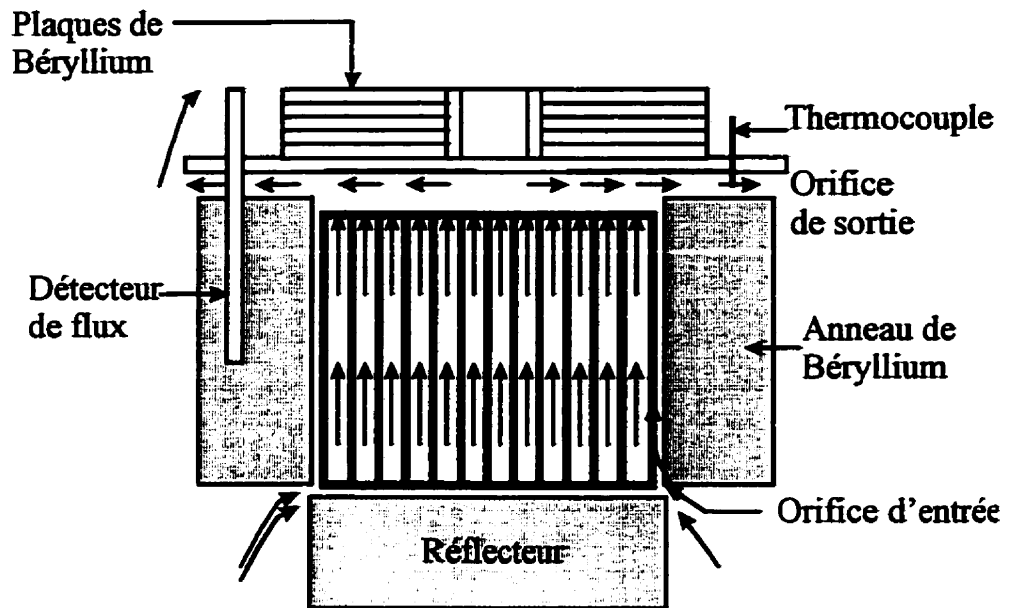


Figure 1.2 Refroidissement du cœur dans SLOWPOKE-2

Les plaques de béryllium se trouvant sur le plateau supérieur du réacteur ont une forme semi-circulaires et des épaisseurs de 1.6 *mm*, 3.2 *mm*, 6.4 *mm* et 12.7 *mm*. Par intervalle d'environ 1 an à 2 ans, on rajoute l'épaisseur de plaques requise pour compenser le déclin de la réactivité dû à la fission et à l'accumulation de produits de fission absorbants de neutrons.

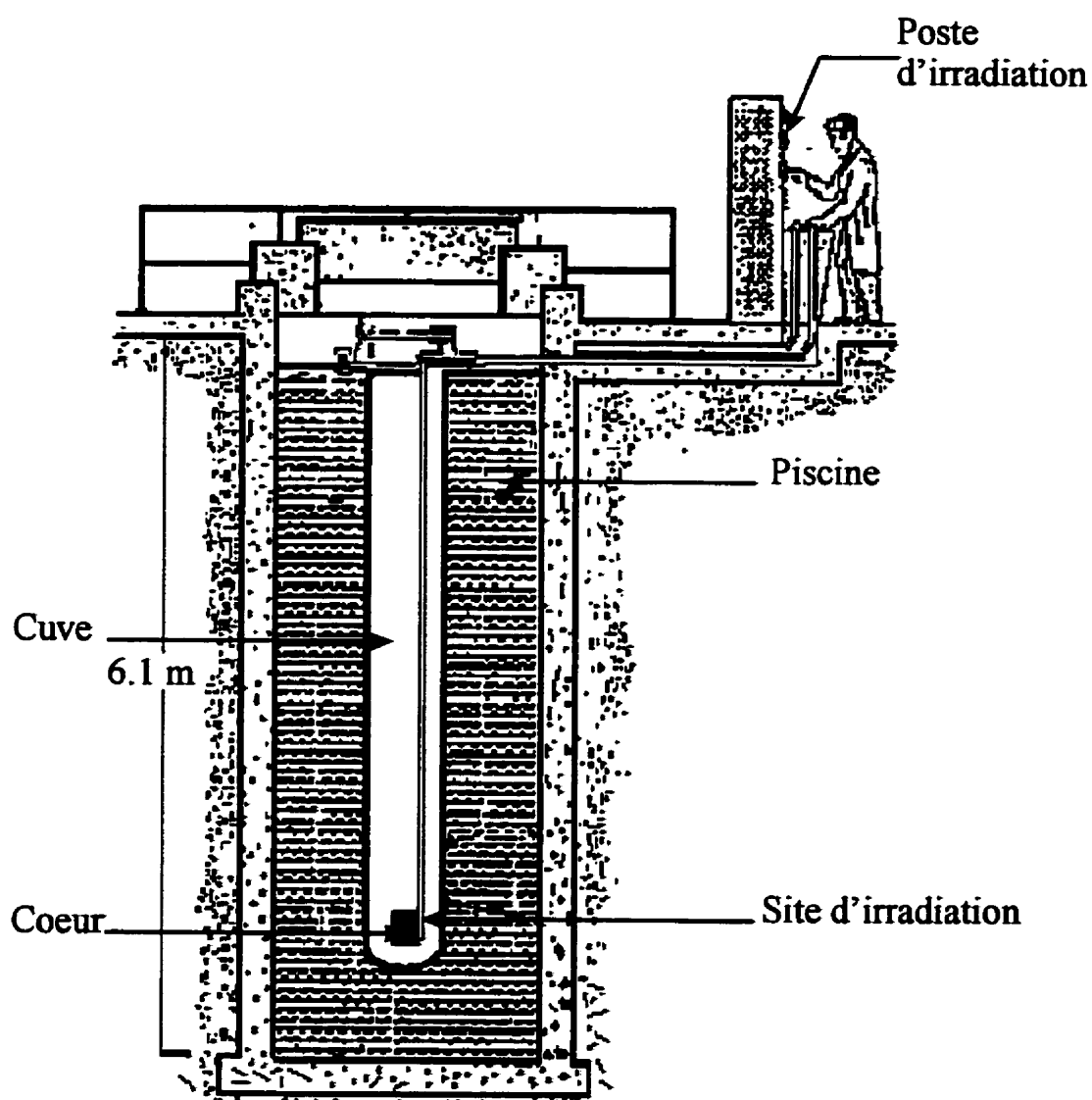


Figure 1.3 Système pneumatique d'irradiation

1.2 SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique

1.2.1 Cœur HEU

Le réacteur SLOWPOKE-2 à cœur HEU a été mis en opération pour la première fois à l'École Polytechnique en juin 1976.

Le cœur HEU contient 820 g d'Uranium-235 sous forme d'un alliage Al-U, et dans lequel l'uranium est enrichi à 93%. Sur les 342 sites de combustible possibles, seuls 296 sont occupés par des éléments de combustible. Dans la figure 1.5, on représente l'emplacement de ces éléments, qui sont caractérisés par leur distance du centre du cœur ainsi que par leur angle par rapport à l'axe de référence.

Après vingt ans de fonctionnement du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique, le plateau supérieur a atteint sa capacité maximale en plaques de béryllium. À partir de ce moment, deux options ont été envisagées pour garder le réacteur en opération, soit de modifier le réflecteur béryllium pour le rendre plus efficace, soit de recharger le réacteur avec un nouveau cœur.

La première option, l'ajout d'un réflecteur, plus efficace, aurait permis de prolonger la vie du réacteur de 10 à 15 ans. Cependant, des problèmes avaient déjà été rencontrés au niveau de la métallurgie du combustible HEU. Une inspection visuelle, réalisée en 1991, a indiqué une déformation appréciable des crayons de combustible au voisinage des plaques d'extrémité. De plus, le taux de fuites de produits de fission gazeux à travers la gaine était devenu excessif, limitant sévèrement le niveau de flux et la durée d'exploitation continue.

Par contre, la deuxième option qui consiste à recharger le réacteur par du com-

combustible neuf permet d'avoir une meilleure performance, d'éliminer les fuites de produits de fission et surtout d'atteindre un niveau de flux plus élevé. Cette deuxième option a donc été choisie pour le rechargement du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique de Montréal.

Selon les calculs effectués pour le réacteur SLOWPOKE-2 de Kanata (Irish, 1985), la vie du réacteur peut être multipliée par deux en modifiant la première approche critique, c'est-à-dire démarrer le réacteur sans plaques de béryllium sur le plateau supérieur. En effet, dans ce cas, toutes les plaques de béryllium serviront seulement à la compensation du déclin de réactivité. Pour ce faire, on doit augmenter le nombre de crayons, c'est-à-dire insérer les crayons jusqu'à avoir $k_{eff} \sim 1.0039$, ce qui évite de démarrer avec des plaques de béryllium. Cette approche a été suivie dans le rechargement du réacteur à cœur HEU de Kanata (Irish, 1985) en 1984 où le nombre de crayons a été augmenté de 296 à 317.

1.2.2 Cœur LEU

1.2.2.1 Mise en service du réacteur LEU à l'École Polytechnique

Du fait qu'il a été convenu de limiter l'enrichissement à moins de 20% pour limiter la prolifération, des changements ont affecté les éléments de combustible du réacteur SLOWPOKE-2 : l'enrichissement en Uranium-235 a diminué. Cependant, la densité de l'uranium de chaque élément a augmenté (Tableau 1.2).

Dans le tableau 1.2, nous résumons les principales différences entre les deux cœurs. Parce qu'il y a plus d'Uranium-238 dans LEU, le cœur absorbe plus de neu-

trons et les fuites des neutrons sont moindres comparées au HEU. Par conséquent, les plaques de béryllium utilisées pour augmenter la vie du réacteur auront une valeur en réactivité inférieure pour LEU comparativement à celle de HEU. Pour compenser ce faible rendement des plaques, la quantité d'eau existante entre le haut du cœur et le bas du plateau contenant les plaques a été réduite en augmentant la longueur des éléments de combustible de 220 *mm* pour HEU à 227 *mm* pour LEU (Townes, 1985).

SLOWPOKE-2 à cœur LEU de l'École Polytechnique est le deuxième du genre après celui installé en 1985 à RMC, et c'est aussi le premier réacteur SLOWPOKE à être converti de HEU à LEU.

Lors du rechargement du cœur à l'École Polytechnique, toutes les composantes du réacteur ont été gardées, et seuls la cage et les éléments de combustible ont été changés. L'approche de rechargement du réacteur de Kanata (sec. 1.2.1) a été suivie dans le rechargement du premier SLOWPOKE à cœur LEU de RMC (Burbidge, 1986), ainsi que dans le rechargement du cœur LEU de l'École Polytechnique, et le nombre final de crayons était de 198.

Le réacteur de l'École Polytechnique est le premier réacteur SLOWPOKE-2 à être rechargé. Contrairement aux autres réacteurs SLOWPOKE-2 où le réflecteur béryllium était neuf, le nouveau cœur LEU sera installé dans un réacteur entouré par un réflecteur béryllium activé par les neutrons durant les 21 années de fonctionnement. Les rayonnements gamma résultants de cette activation produisent un courant mesuré par les chambres d'ionisations qui sont situées à l'extérieur du réflecteur béryllium et à proximité des sites d'irradiation (Figure 1.4).

Tableau 1.2 Propriétés des combustibles HEU et LEU

Cœur	HEU	LEU
Combustible	Alliage U/Al	Céramique UO ₂
Enrichissement U235 (%)	93	19.76
Nombre de crayons	296	198
Longueur des crayons (mm)	220	227
Masse totale de U ²³⁵ (kg)	0.818	1.118
Rayon des crayons (mm)	2.108	2.083
Densité du combustible (g/cm ³)	3.45	10.6
Gaine	Al	Zr-4
Rayon interne (mm)	2.108	2.121
Rayon externe (mm)	2.616	2.629

Ainsi, afin de bien détecter le faible signal de neutrons émis par la source de neutrons lors du rechargement, la chambre d'ionisation n⁰2 localisée à l'extérieur du réflecteur béryllium et près du site d'ionisation n⁰1, a été remplacée par un détecteur de neutrons BF₃ ayant une faible sensibilité aux rayonnements gamma.

Après avoir introduit une source de neutrons Ac:Be dans le site d'irradiation n⁰1, le rechargement des crayons de combustible commence selon la même procédure suivie dans RMC¹. Le rechargement a été fait pendant 15 cycles où dans chaque cycle un nombre bien défini de crayons est rechargé. Au début, on insère un grand nombre de crayons (108) essentiellement à la périphérie du cœur. Après chaque cycle, on rajoute les crayons de combustible et on introduit la cage contenant le cœur dans le réacteur pour mesurer le facteur de multiplication k_{eff} par l'expression

¹Pour le réacteur SLOWPOKE-2, à cœur HEU de l'École Polytechnique, les sites externes n'étaient pas installés.

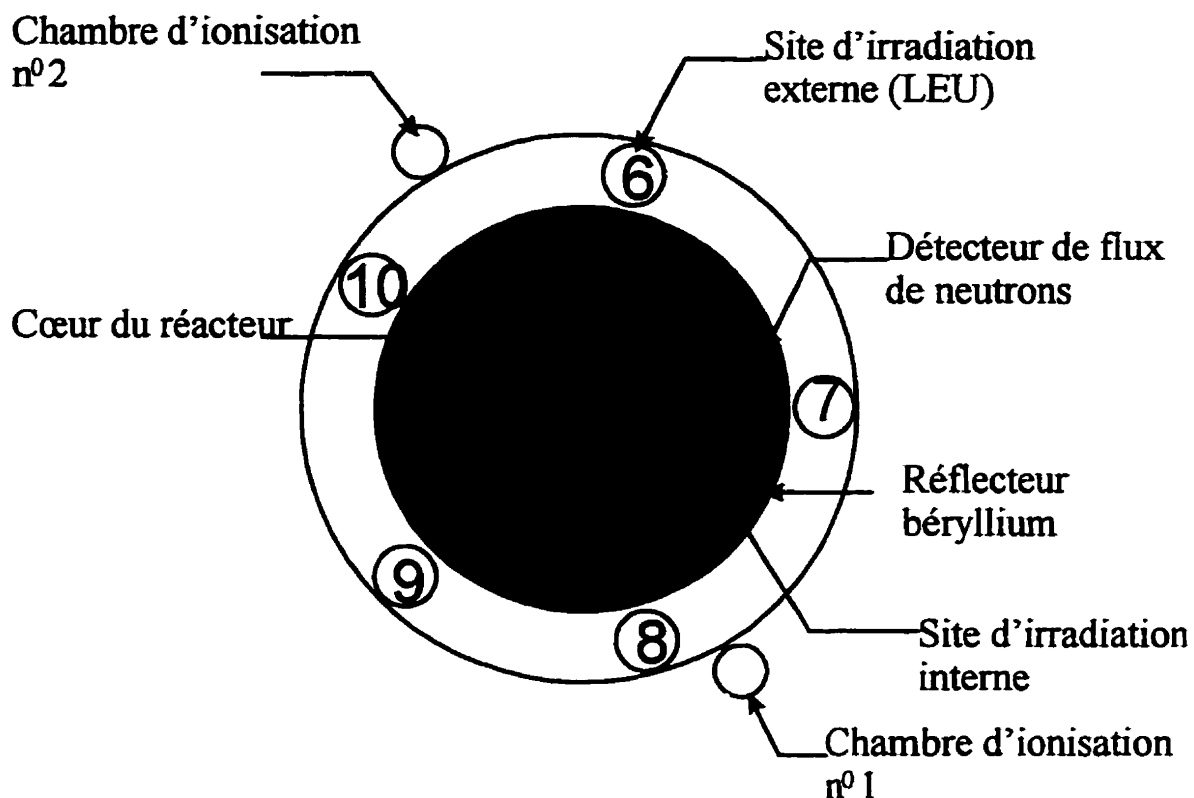


Figure 1.4 Positions des sites d'irradiation et des chambres d'ionisation (seulement au cours du rechargement) pour SLOWPOKE-2¹

suivante (Edwards, 1998):

$$k_{eff}(n) = 1 - \frac{KS}{BF_3rate}$$

où :

- S : taux de comptage du détecteur BF_3 sans la présence du combustible;
- BF_3rate : taux de comptage du détecteur BF_3 après l'insertion de n éléments

de combustible;

- K : quantité dépendante de la géométrie du système.

Pour le cœur LEU de l'École Polytechnique, la valeur de la constante géométrique K (3.10) de RMC a été utilisée. Après le rechargement, une nouvelle valeur de K est déterminée et elle est égale à 4.03.

Après le 14^{ème} cycle, le détecteur BF_3 est remplacé par la chambre d'ionisation et le rechargement du dernier crayon (n^0198) donne une valeur de la réactivité de $\sim 4 mk$ sans plaque de béryllium sur le plateau supérieur.

En ce qui concerne l'emplacement du combustible, la seule différence entre les cœurs LEU de RMC et de EPM, est la position de deux crayons situés dans la couronne la plus proche de la zone centrale. Aussi, à RMC le réacteur a démarré avec une demi plaque de béryllium de faible épaisseur (1.6 mm).

Avant de fermer et sceller le réacteur, des expériences d'activation ont été faites pour mesurer la distribution du flux de neutrons dans le cœur du réacteur. Ces mesures nous ont servi de référence pour comparaison avec nos calculs.

1.2.2.2 Calculs de présimulation

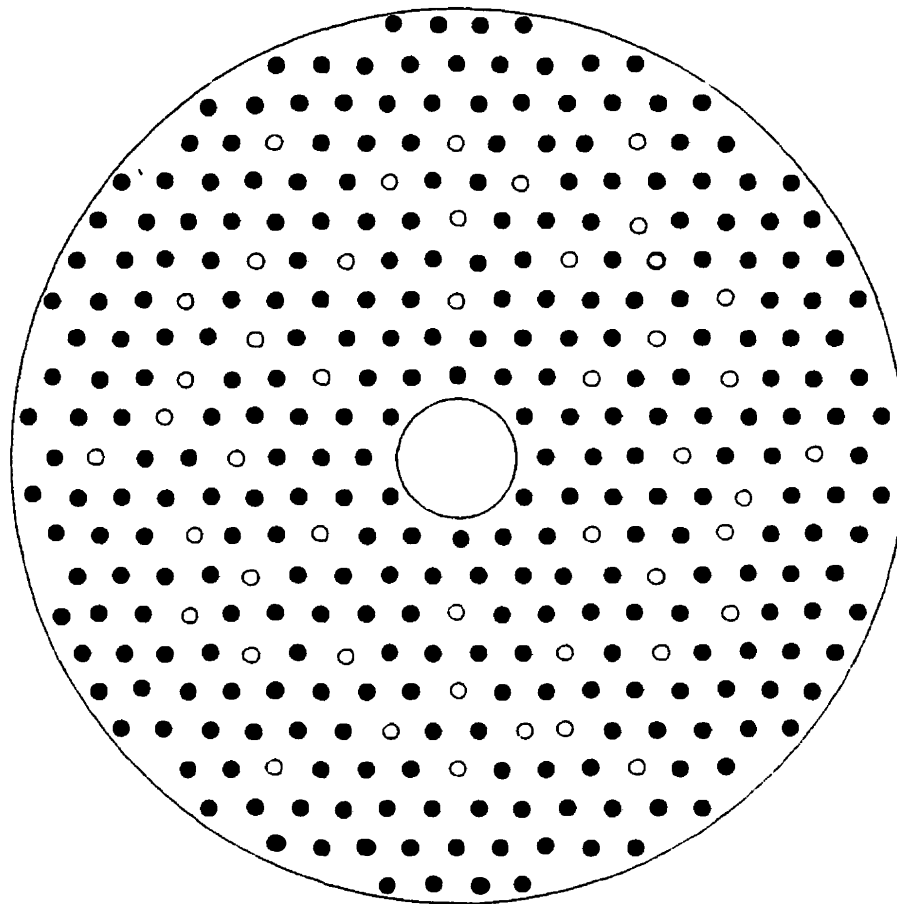
Avant la mise en service du réacteur, des calculs de présimulation ont été effectués par Alberola (1996). Pour la première approche critique, des séries de calculs ont été réalisées avec l'augmentation graduelle du nombre d'éléments insérés dans le cœur. La relation entre la réponse du détecteur $R(n)$ est le facteur de multiplication k_{eff} est donnée par:

$$k_{eff}(n) = 1 - K \frac{1}{R(n)}$$

où $R(n) = \frac{\Phi(n)}{\Phi(0)}$: rapport entre la valeur du flux lue par le détecteur, dans le cas où n éléments de combustible sont insérés $\Phi(n)$, sur la valeur lue sans la présence des crayons de combustible $\Phi(0)$.

Au début, des simulations ont été faites pour le cœur HEU de l'École Polytechnique. Les crayons de combustible sont rajoutés dans le cœur et après chaque cycle, le coefficient k_{eff} est calculé par DRAGON, et à partir de la courbe $k_{eff} = f(1/R(n))$, la pente $K = 3.66$ est calculée.

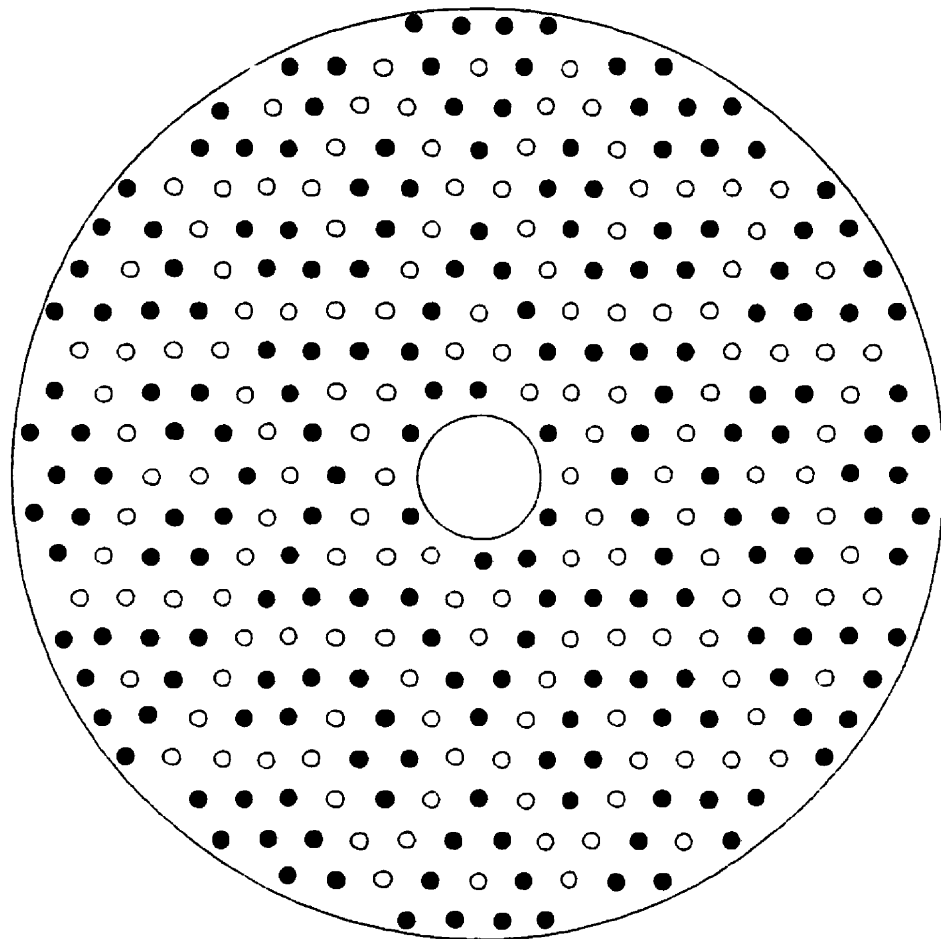
Le modèle correspondant au cœur HEU a été utilisé pour le cœur LEU avec les changements requis (composition du combustible, nombre de crayons). Avec un nombre de crayons de 192 et une proposition du mode de rechargement (Alberola, 1996 ; Kennedy, 1997) du nouveau cœur, la valeur trouvée de K est 4.6.



○ Site inoccupé

● Élément de combustible

Figure 1.5 Configuration du cœur HEU de l'École Polytechnique de Montréal



- Site inoccupé
- Élément de combustible

Figure 1.6 Configuration du cœur LEU de l'École Polytechnique de Montréal

CHAPITRE 2

MODÈLES DE CALCUL NEUTRONIQUE

Les codes de transport DRAGON et de diffusion DONJON, basés sur une approche déterministe, ont été utilisés dans l'étude de SLOWPOKE. L'analyse neutronique du réacteur repose sur un enchaînement de calculs avec ces codes. Dans une première étape, les propriétés nucléaires sur une cellule unitaire sont calculées en théorie de transport avec plusieurs groupes d'énergie de neutrons, homogénéisées et condensées à quelques groupes pour le calcul du réacteur en théorie de diffusion. Nous avons utilisé la version DRAGON-960627 pour les calculs de transport, alors que pour les calculs de diffusion, la version DONJON-961115 a été utilisée. Ce dernier contient les modules de TRIVAC-3 qui permet les calculs de flux et du facteur de multiplication effectif k_{eff} .

Après un rappel des théories de transport neutronique et de diffusion multi-groupe, nous décrirons le modèle neutronique que nous avons utilisé pour le calcul du réacteur SLOWPOKE, incluant la cinétique ponctuelle pour la simulation des transitoires. Les équations de température utilisées dans le modèle SLOWKIN sont données à la fin du chapitre.

2.1 Équation de transport

Une population neutronique pénétrant dans un élément de volume dV entourant le point $\vec{r}$ (possédant une énergie comprise entre E et $E + dE$ et se déplaçant dans

une direction à l'intérieur de l'angle solide $d^2\Omega$ entourant la direction $\vec{\Omega}$, subit des pertes dues aux fuites d'une partie de neutrons de cet élément, à l'absorption et à la diffusion des neutrons, et un gain dû à la diffusion et à la fission. Ce comportement est décrit dans le cas statique par l'équation de transport suivante (Duderstadt, 1975; Stamm'ler, 1983) :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \frac{\chi(E)}{4\pi k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \\ &\times \int_{4\pi} d^2\Omega' \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \end{aligned} \quad (2.1)$$

où:

- $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$: flux angulaire à la position $\vec{r}$, de direction $\vec{\Omega}$ et d'énergie E ($n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$);
- $\Sigma_t(\vec{r}, E)$: section efficace macroscopique totale (absorption, diffusion) au point $\vec{r}$ et à l'énergie E (cm^{-1});
- $\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: section efficace macroscopique de diffusion, au point $\vec{r}$, de la direction $\vec{\Omega}'$ vers $\vec{\Omega}$, et de l'énergie E' vers l'énergie E (cm^{-1});
- $\Sigma_f(r, E')$: section efficace macroscopique de fission au point $\vec{r}$ à l'énergie du neutron incident E' (cm^{-1});
- $\nu(E')$: nombre de neutrons produits par absorption d'un neutron incident d'énergie E' ;

- k_{eff} : coefficient de multiplication effectif (inverse de la valeur propre);
- $\chi(E)$ spectre de fission des neutrons, défini de telle sorte que $\chi(E)dE$ est le nombre de neutrons émis avec une énergie comprise entre E et $E + dE$ par neutron de fission, et que $\int \chi(E)dE = 1$.

Les sections efficaces Σ_t , Σ_s et Σ_f qui figurent dans l'équation de transport sont la combinaison des sections efficaces microscopiques de tous les isotopes.

Par exemple :

$$\Sigma_t(\vec{r}, E) = \sum_{i=1}^I N_i(\vec{r}) \sigma_{ti}(E) \quad (2.2)$$

- $N_i(\vec{r})$: le nombre de noyaux de l'isotope i par unité de volume;
- $\sigma_{ti}(E)$: la section efficace microscopique totale de l'isotope i .

À l'exception des cas extrêmement simples, l'équation de transport ne peut pas être résolue analytiquement. Des méthodes numériques ont été élaborées pour la résoudre. On note:

- la méthode de probabilités de collision qui consiste à discrétiser, relativement à l'espace, l'équation de transport sous sa forme intégrale (Hébert, 1983);
- la méthode (P_N) qui consiste à développer le flux en harmoniques sphériques (Bell, 1970);
- la méthode des ordonnées discrètes (S_N) basée sur une discrétisation de la variable angulaire (Stamm'ler, 1983);

- la méthode de Monte Carlo, qui consiste à recréer, grâce à l'ordinateur, l'histoire d'un très grand nombre de neutrons en respectant les lois de probabilités des différentes variables aléatoires et aussi à comptabiliser les événements auxquels on s'intéresse. Elle est spécialement adaptée à l'étude des géométries complexes (Bussac, 1978).

Formalisme multigroupe:

À cause de la dépendance complexe en énergie des sections efficaces $\Sigma_t(E)$ et $\Sigma_s(E' \rightarrow E)$, il est impossible d'obtenir une solution analytique de l'équation de transport. Par conséquent, on a recours à une discrétisation du domaine de la variable énergie $[0, E_0]$ en un nombre G d'intervalles dénommés groupes d'énergie. Ces intervalles ne sont pas nécessairement de la même largeur, et les groupes d'énergie sont rangés dans un ordre croissant:

$$\Delta E_g = E_{g-1} - E_g \quad \text{où} \quad (g = 1, 2, \dots, G)$$

$$E_0 = 10 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_G = 0.$$

Dans cette forme, les sections efficaces sont disponibles pour un nombre limité de groupes d'énergie. Par exemple, il y a 69 groupes dans la bibliothèque WIMSLIB et 89 groupes dans la bibliothèque ENDF/BV .

Ainsi l'équation de transport en théorie multigroupe en supposant l'isotropie de la diffusion s'écrit :

$$[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_{tg}(\vec{r})] \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \left[\Sigma_{s,h \rightarrow g}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{4\pi k_{eff}} \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r}) \right] \phi_h(\vec{r}) \quad (2.3)$$

où: $\phi_g(\vec{r})$ est le flux scalaire.

L'équation 2.3 admet plusieurs valeurs propres dont la plus petite est k_{eff} . k_{eff} est défini comme étant le rapport entre deux générations successives de neutrons, le processus de fission sépare les deux générations. Le système est dit critique quand $k_{eff} = 1$.

Les paramètres du groupe g sont définis comme suit (Henry, 1975):

$$\phi_g(\vec{r}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(\vec{r}, E) dE \quad (2.4)$$

$$\Sigma_{tg}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE}{\phi_g(\vec{r})} \quad (2.5)$$

$$\nu \Sigma_{fg}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE}{\phi_g(\vec{r})} \quad (2.6)$$

$$\Sigma_{s,h \rightarrow g}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_h}^{E_{h-1}} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') dE'}{\phi_g(\vec{r})} \quad (2.7)$$

$$\chi_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi(E) dE \quad (2.8)$$

2.2 Équation de diffusion

L'équation de conservation 2.9 obtenue à partir de l'approximation P_1 (Annexe I) de l'équation de transport 2.1 s'écrit:

$$\Sigma_t(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(\vec{r}, E' \rightarrow E)\phi(\vec{r}, E') + \frac{\chi(E)}{k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E')\phi(\vec{r}, E') \quad (2.9)$$

C'est une équation à deux inconnues, le flux $\phi(\vec{r}, E)$ et le courant $\vec{J}(\vec{r}, E)$ défini par $\vec{J}(\vec{r}, E) = \int d^2\Omega \vec{\Omega} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Afin d'éliminer le courant de l'équation 2.9, on utilise la loi de Fick (Bell, 1970):

$$\vec{J}(\vec{r}, E) = -D(\vec{r}, E) \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E) \quad (2.10)$$

où $D(\vec{r}, E)$ est le coefficient de diffusion donné par:

$$D(\vec{r}, E) = \frac{1}{3\Sigma_{tr}(\vec{r}, E)} \quad (2.11)$$

La section de transport $\Sigma_{tr}(\vec{r}, E)$ permet de tenir compte de l'anisotropie du choc par le terme de correction $\bar{\mu}\Sigma_{s0}$. Elle est donnée par:

$$\Sigma_{tr}(\vec{r}, E) = \Sigma_t(\vec{r}, E) - \bar{\mu}\Sigma_{s0} \quad (2.12)$$

où:

$\bar{\mu}$: cosinus moyen de l'angle de diffusion;

Σ_{s0} : section efficace de diffusion isotrope.

Le signe négatif dans l'équation 2.10 indique que les neutrons tendent à diffuser des endroits où leur densité est forte vers les endroits où elle est faible. Finalement, on obtient l'équation de diffusion dépendante de l'espace:

$$\begin{aligned}
 & -\vec{\nabla} \cdot D(\vec{r}, E) \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) = \\
 & \int_0^\infty dE' \Sigma_{s0}(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') + \frac{\chi(E)}{k_{eff}} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E')
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

Les principales approximations qui se font pour aboutir à l'équation de diffusion 2.13 sont:

- Le flux angulaire ainsi que les termes de diffusion ne comprennent qu'une composante d'anisotropie linéaire (Annexe I).
- Les sources de fission sont isotropes.

Ces approximations, surtout la première, ne sont pas valides dans certains cas, comme dans un milieu fortement absorbant (ex : combustible) ou près des frontières extérieures du domaine où les propriétés sont très discontinues (ex : limite du réflecteur dans un cœur).

De la même façon que pour l'équation de transport, l'équation de diffusion dépendante de l'énergie est impossible à résoudre analytiquement. On effectue donc une discrétisation en énergie, le nombre de groupes d'énergie étant plus faible

que pour l'équation de transport 2.3. Dans ce formalisme, l'équation de diffusion s'écrit :

$$\Sigma_{rg}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}) = \sum_{\substack{h=1 \\ h \neq g}}^G \Sigma_{agh}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu_h \Sigma_{fh}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (2.14)$$

pour $g = 1, 2, \dots, G$

- $\Sigma_{rg}(\vec{r}) = \Sigma_{tg}(\vec{r}) - \Sigma_{gg}(\vec{r})$ est la section efficace de départ (removal cross section).

On obtient alors un système à G inconnues pour lequel on cherche une solution en espace.

2.3 Homogénéisation et condensation des propriétés

Dans la pratique, un calcul de cœur est effectué à l'aide de la théorie de diffusion qui n'est rien d'autre qu'une approximation de l'équation de transport. Cependant, le coefficient de diffusion (Loi de Fick) ne peut être introduit qu'après une homogénéisation, c'est-à-dire la diffusion dans un milieu homogène équivalent où le taux de réaction est conservé. L'homogénéisation de la géométrie est donc indispensable pour pouvoir utiliser la théorie de diffusion. En plus, on procède à une condensation de l'intervalle d'énergie en petit nombre de groupes; au moins deux groupes pour les réacteurs de puissance et plusieurs pour les réacteurs de recherche.

2.3.1 Homogénéisation des propriétés

L'objectif principal de l'homogénéisation est de faire une pâte homogène afin de distribuer de façon uniforme toutes les propriétés nucléaires du milieu. Soit $R_x(E)$ le taux de réaction de type x à l'énergie E dans le volume caractérisé par une section macroscopique $\Sigma_x(\vec{r}, E)$ et un flux $\phi(\vec{r}, E)$:

$$R_x(E) = \int_V \Sigma_x(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) d^3r \quad (2.15)$$

pour un milieu homogène, ce même taux de réaction s'écrira :

$$R_x(E) = \Sigma_x(E) \int_V \phi(\vec{r}, E) d^3r \quad (2.16)$$

L'égalité des deux taux de réaction permet d'écrire la section efficace homogénéisée correspondante comme suit:

$$\Sigma_x(E) = \frac{\int_V \Sigma_x(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) d^3r}{\int_V \phi(\vec{r}, E) d^3r} \quad (2.17)$$

2.3.2 Condensation multigroupe

Le processus de la condensation est similaire à celui de l'homogénéisation. Après avoir défini le nombre de groupes de neutrons et les limites en énergie de ces groupes, on procède à la condensation des propriétés de la façon suivante:

Dans un milieu homogène de section efficace macroscopique $\Sigma_x(E)$ pour la réaction x , et dans lequel règne un flux neutronique ϕ , la section efficace macroscopique

condensée est donnée par:

$$\Sigma_{x,g} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_x(E) \phi(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) dE} \quad (2.18)$$

2.4 Calcul de transport dans DRAGON

Comme les codes de transport WIMS et APOLLO (Hoffmann, 1973), le code de transport DRAGON résout l'équation de transport multigroupe 2.3 par la méthode des probabilités de collision (Hébert, 1983; Roy, 1998). Les propriétés nucléaires du combustible, eau dans le cœur, béryllium, modérateur et sites d'irradiation sont obtenues à partir d'un modèle "cluster" en 2D (Figure 2.1) où les crayons de combustible et les trous d'eau sont représentés. Les étapes suivies dans nos calculs de transport DRAGON pour le réacteur SLOWPOKE-2 sont les suivantes (Annexe II):

- 1- Définition d'une géométrie représentative (Figure 2.1) en spécifiant la nature et le positionnement des différents matériaux. Le traçage des lignes d'intégration (tracking) pour le calcul des probabilités de collision se fait par le module EXCELT de DRAGON. Pour obtenir le nombre d'angles ainsi que le nombre de lignes d'intégration, on a fait des calculs de cellules en changeant les valeurs de ces deux paramètres et en observant le changement du flux dans la plus petite région du domaine. La convergence du flux dans cette région est obtenue pour un nombre d'angle de 10 et un nombre de lignes d'intégration par *cm* de 20.

Le réacteur est divisé dans ce modèle en 8 régions circulaires (Noceir, 1996):

- Eau interne du tube guide de la barre de contrôle (2 régions);
- Tube guide;
- Eau externe du tube guide;
- Zone de combustible (crayons de combustible et trous d'eau);
- Anneau d'eau entre le combustible et le réflecteur béryllium;
- Réflecteur béryllium;
- Eau à l'extérieur du réflecteur béryllium.

Les 4 premières régions représentent la zone centrale. Pour avoir une meilleure représentation du flux dans le réacteur, nous avons subdivisé ces 8 régions en sous régions (Annexe II).

- Les dimensions de notre modèle sont limitées à un rayon extérieur de 35.56 *cm* (environ 5 *cm* dans la piscine). En effet, pour étudier le rayon maximal pour lequel les neutrons ont un effet sur le coefficient k_{eff} ainsi que sur les propriétés du combustible, deux calculs ont été faits pour le rayon 35.56 *cm* avec des conditions de frontières différentes. Dans le premier, la condition de réflexion totale est prise pour le calcul de transport. Alors que dans le deuxième c'est la condition de vide, c'est-à-dire le flux est nul après cette frontière. Ces deux calculs ont donnés des résultats de k_{eff} très proches. Ceci implique que même si on augmente le rayon dans le modèle, les neutrons qui sont au delà de 35.56 *cm* n'auront pas d'effet sur k_{eff} .

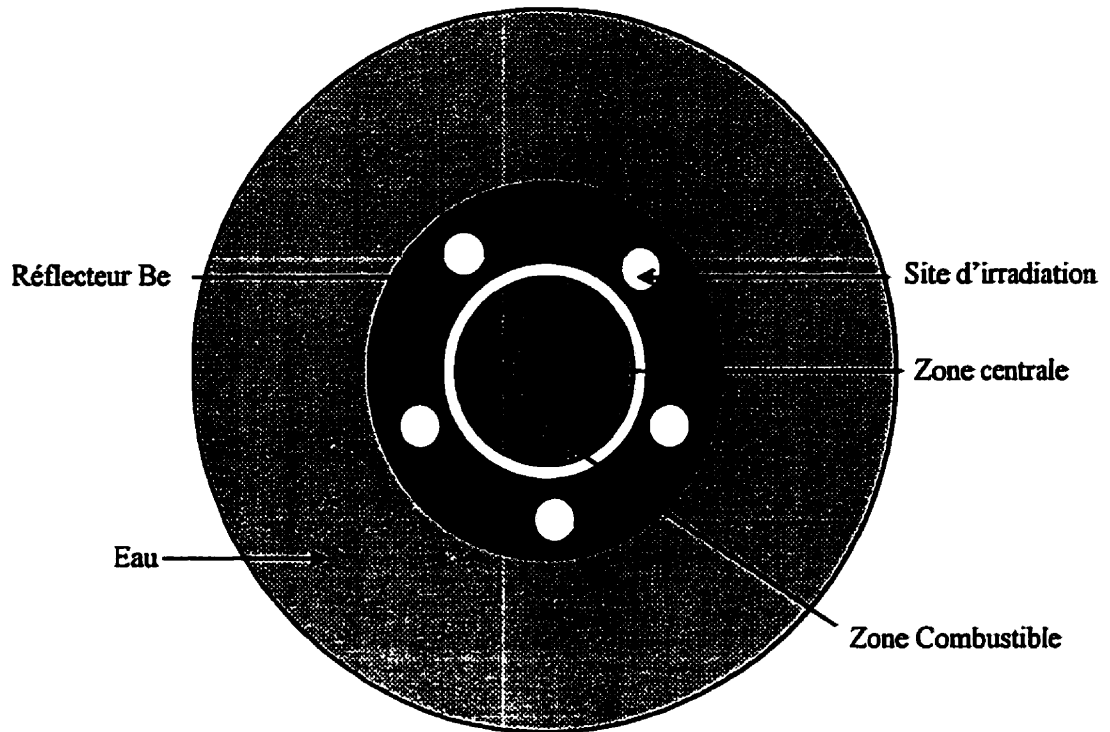


Figure 2.1 Modèle de Transport

Nous avons pris la condition de réflexion isotropique comme condition de frontières dans le calcul de transport.

- 2- Génération de la bibliothèque des sections efficaces microscopiques multi-groupes et des propriétés des matériaux en fonction de la température à partir des bibliothèques de section efficaces microscopiques WIMSLIB (69 groupes) et ENDF/BV (89 groupes).
- 3- Calcul de l'autoprotection des résonances des sections efficaces des noyaux fissiles.

- 4- Assemblage de la matrice des probabilités de collision.
- 5- Calcul du flux par le modèle B_1 homogène.

Étant donné l'importance des fuites dans le réacteur SLOWPOKE-2, nous avons utilisé le modèle B_1 homogène (Marleau, 1986) qui permet de bien tenir compte des fuites des neutrons dans l'équation de transport, en cherchant le Laplacien géométrique critique B^2 pour un $k_{eff} = 1$. Les coefficients de diffusion sont ensuite calculés et les propriétés nucléaires nécessaires à la résolution de l'équation de diffusion sont générées. Ce calcul est effectué comme suit:

Après avoir initialisé la valeur du Laplacien total B^2 , une première estimation du flux et de la valeur propre sont calculés en résolvant l'équation de transport. Ensuite, une nouvelle valeur de B^2 est calculée ainsi que le coefficient de fuite d_g . Après la section efficace totale est corrigée par $d_g B^2$ comme suit:

$$\Sigma_{t,g}^{corr} = \Sigma_{t,g} + d_g B^2 \quad (2.19)$$

Une nouvelle valeur propre k_{eff} est ensuite calculée. Les itérations prennent fin lorsque la valeur de k_{eff} devient égale à 1 (Figure 2.4). La valeur finale du Laplacien géométrique B^2 est ensuite utilisée pour calculer les coefficients de diffusion.

- 6- Homogénéisation et condensation des propriétés

Les propriétés nucléaires macroscopiques résultantes de ces calculs sont ensuite homogénéisées sur les différentes régions du réacteur (Figure 2.5), condensées et puis stockées dans des fichiers séquentiels de type COMPO, pour être ensuite introduites comme données dans DONJON.

2.5 Calcul de diffusion dans DONJON

Le module de diffusion a été développé pour résoudre l'équation de diffusion multigroupe (2.20) pour des géométries cartésiennes, cylindriques et récemment hexagonales (Benaboud, 1992), en utilisant la méthode des différences finies ou des éléments finis. Ce module a été intégré au code DONJON pour les calculs des réacteurs. L'équation résolue par TRIVAC-3 peut s'écrire de la façon suivante:

$$A_{gg}\tilde{\Phi}_g = \sum_{\substack{h=1 \\ h \neq g}}^G A_{gh}\tilde{\Phi}_h + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G B_{gh}\tilde{\Phi}_h \quad (2.20)$$

- A_{gg} : Matrice diagonale formée par : $-\vec{\nabla} \cdot D_g \vec{\nabla} + \Sigma_{rg}$;
- A_{gh} : Matrice de diffusion contenant les termes de transfert d'un groupe à un autre;
- B_{gh} : Matrice contenant les termes de production de neutrons;
- k_{eff} : Valeur propre.

Les calculs dans DONJON comportent les étapes suivantes (Annexe III):

- 1 - Après avoir défini la géométrie du réacteur en 3D (Figure 2.2) avec la représentation de tous les éléments (Figure 2.5), le module TRIVAT est utilisé pour faire une discrétisation en différences finies centrées (MCFD), basée sur la méthode de collocation nodale (Hébert, 1987b).
- 2 - Les propriétés nucléaires homogénéisées et condensées sur les différentes régions du réacteur sont lues du fichier COMPO.
- 3 - Le module TRIVAA permet de former le système des matrices correspondant à la discrétisation de TRIVAT et à l'ensemble des propriétés nucléaires.
- 4 - L'équation de diffusion multigroupe 2.20 est résolue par le module FLUD de TRIVAC en utilisant la méthode préconditionnée de puissances (Hébert, 1986). Pour accélérer la convergence du flux, mais aussi pour éviter d'inverser la matrice diagonale A_{gg} , TRIVAC utilise la méthode ADI (Alternating Direction Implicit) (Benaboud, 1992). Dans tous nos calculs, le critère de convergence était de 10^{-4} pour le flux et de 10^{-5} pour le coefficient k_{eff} .

2.5.1 Étude de la convergence de k_{eff}

Dans le modèle de diffusion, tous les éléments du cœur sont représentés. On a limité le rayon dans le modèle à 35.56 cm du centre du réacteur, car l'effet des neutrons sur k_{eff} devient très faible au delà ce rayon (cf. 2.4). Cela nous donne un nombre d'hexagones de 2791 par région axiale. D'après la figure 2.2, le nombre de régions axiales de matériaux différents est 9. Puisque l'épaisseur de quelques régions axiales est importante, si l'on utilise qu'un seul point

Plan

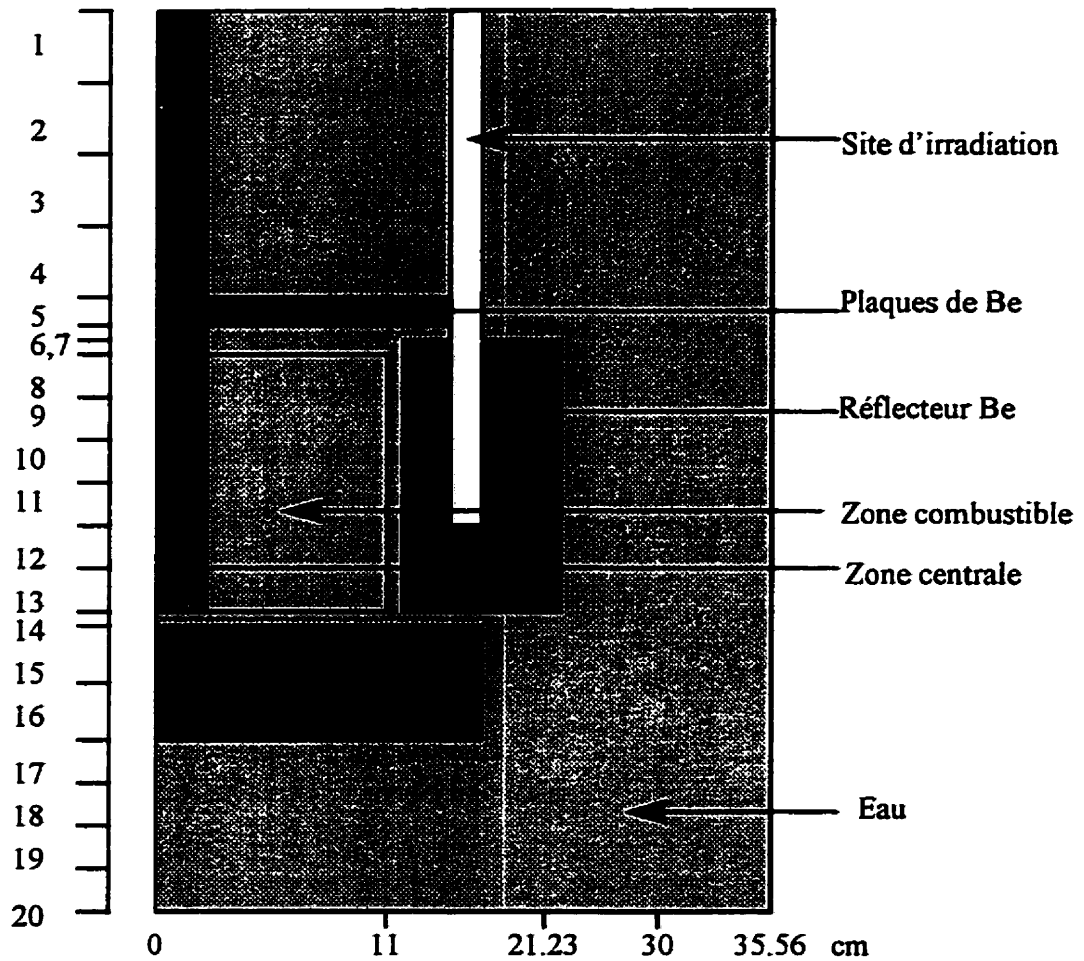


Figure 2.2 Position des régions axiales dans le modèle de diffusion (HEU)

par région axiale, l'erreur de troncature sur le terme de fuite ($-\vec{\nabla} \cdot D \vec{\nabla}$) devient trop importante et le facteur de multiplication effectif k_{eff} ne converge pas vers la bonne valeur. Pour obtenir un nombre de régions nécessaires à la convergence spatiale de k_{eff} , nous avons subdivisé ces régions "mesh-splitting", et à chaque fois qu'on subdivise une région on calcule la valeur de k_{eff} . Plus le nombre de régions axiales augmente, plus le facteur k_{eff} diminue. Cette diminution est importante quand on passe de 9 à 13 régions. Cependant, après avoir atteint 15 régions, la diminution de k_{eff} devient faible. La meilleure valeur de k_{eff} , compte tenu de la mémoire des machines, a été obtenue pour 20 régions (Tableau 2.1), ce qui donne $\cong 56000$ inconnues par groupe d'énergie. Cette étude a été faite pour une température de $20^\circ C$, un nombre de groupes d'énergie de 6 et en utilisant la bibliothèque de sections efficaces WIMSLIB.

Tableau 2.1 Variation de k_{eff} en fonction du nombre de régions axiales

Nombre de régions axiales	k_{eff}
9	1.04794
10	1.02958
11	1.02656
12	1.01995
13	1.01971
14	1.01713
15	1.01456
16	1.01336
17	1.01116
18	1.01072
19	1.00950
20	1.00867

De la même façon, le nombre de groupes nécessaire pour la convergence en énergie de k_{eff} a été étudié pour les 20 régions axiales et cela pour un nombre de groupes d'énergie variant de 2 à 8. Plus on augmente le nombre de groupe, plus la valeur de k_{eff} diminue jusqu'à ce qu'on atteigne un nombre de groupes de 8 pour lequel le coefficient k_{eff} est sensiblement égal à la valeur obtenue pour 6 groupes d'énergie (Figure 2.3). Les intervalles des groupes d'énergie ont été choisis de façon à ce que leur limites figurent parmi les valeurs données dans la bibliothèque des sections efficaces, et aussi pour bien représenter le spectre d'énergie. Le fait d'avoir un nombre égal de groupes pour les neutrons thermiques et rapides a aussi été pris en considération.

Nous avons donc gardé une condensation à 6 groupes d'énergie pour tous nos calculs, ce qui permet de limiter le temps de calcul. Les intervalles des six groupes d'énergie sont donnés en eV dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 Groupes d'énergie

groupe	intervalle d'énergie(eV)	
1	1.0E+07	8.2085E+05
2	8.2085E+05	5.5308E+03
3	5.5308 E+03	4.0E+00
4	4.0E+00	6.25E-01
5	6.25E-01	1.E-01
6	1.E-01	2.0E-04

Notons aussi que dans DONJON il y a possibilité de faire les calculs de diffusion avec 1, 6 et 24 points par hexagone. Cependant, à cause du nombre important d'inconnues et de la limitation en mémoire des machine, le calcul avec plus d'un point par hexagone n'a pas abouti.

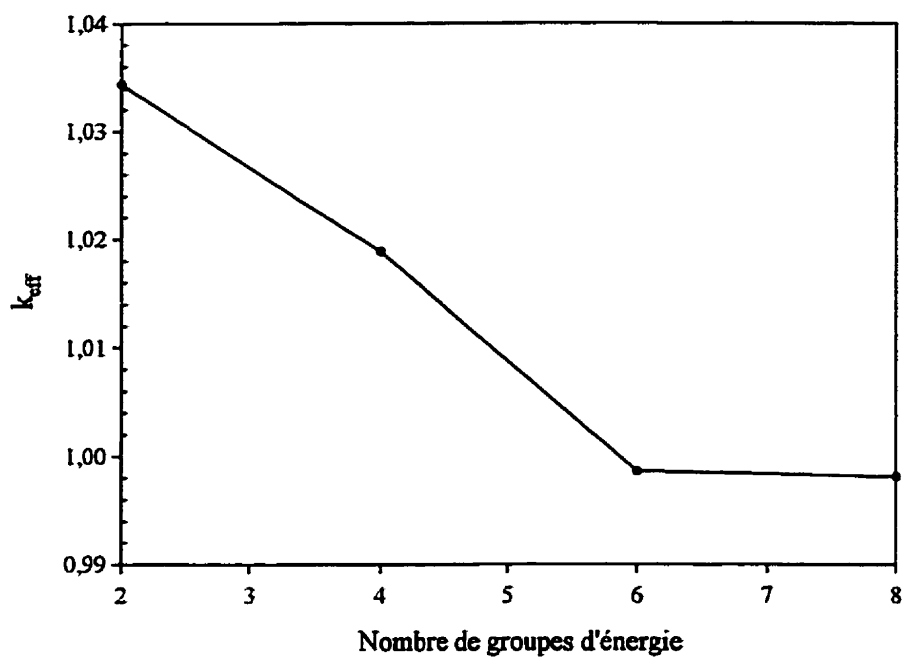


Figure 2.3 Valeurs de k_{eff} en fonction du nombre de groupes d'énergie

La procédure de calcul DRAGON/DONJON est schématisée dans la figure 2.4.

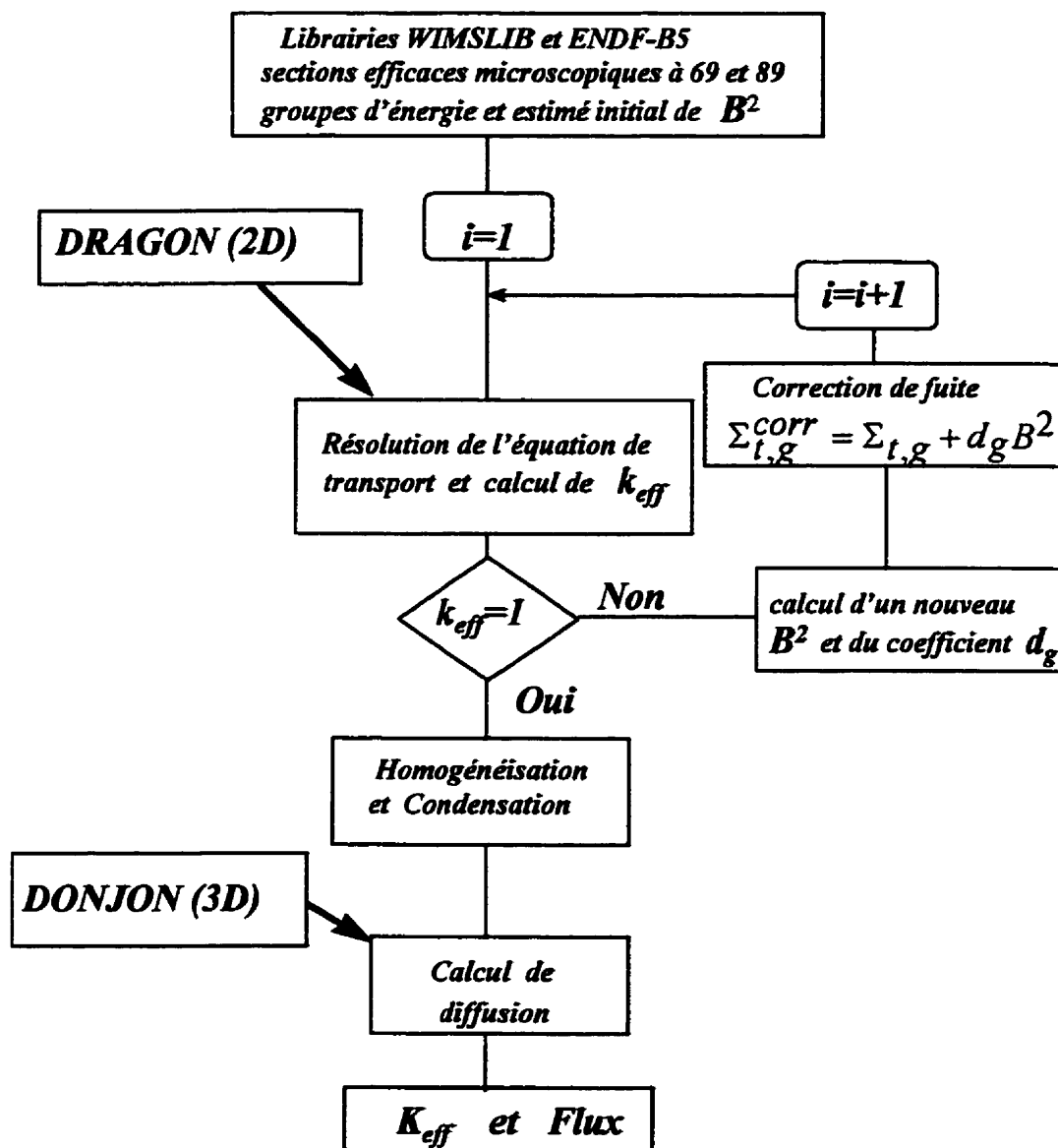


Figure 2.4 Procédure de calcul par DRAGON/DONJON des flux et k_{eff}

Les figures 2.5 et 2.6 illustrent la répartition de la maille de calcul dans le plan 10, en géométrie hexagonale pour HEU et LEU. Les numéros 1,2,... correspondent aux différentes régions dans le réacteur. Les propriétés de ces régions ont été obtenues par homogénéisation des propriétés dans le code DRAGON. Pour ne pas surcharger la figure, chaque fois qu'on a une succession de zones identiques, le numéro de la zone n'est pas marqué jusqu'à ce qu'on trouve une zone différente.

1. éléments de combustible;
2. réflecteur de béryllium;
3. eau à l'extérieur du réflecteur/béryllium;
4. trous d'eau;
5. couche d'eau entre le combustible et le réflecteur;
6. site d'irradiation;
- 0 zones externes virtuelles pour avoir la frontière du cœur la plus circulaire possible.

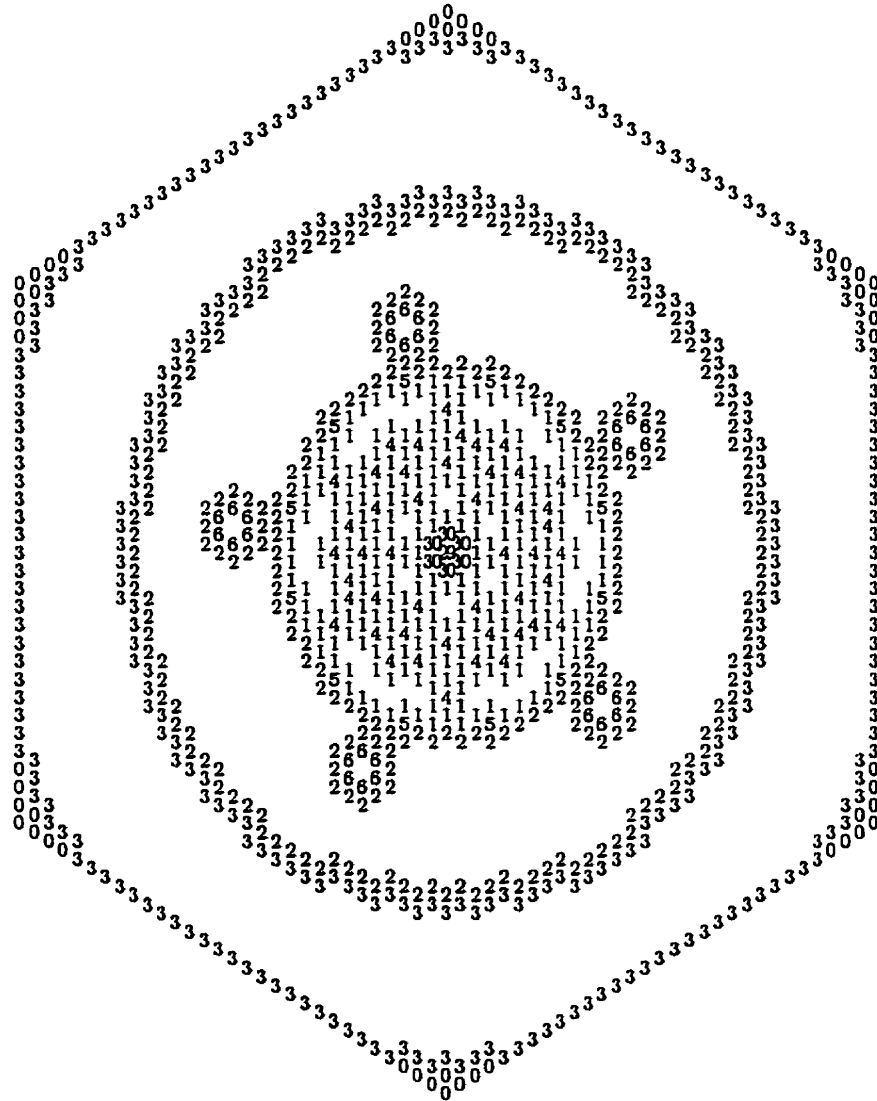


Figure 2.5 Plan 10: modèle de diffusion (HEU)

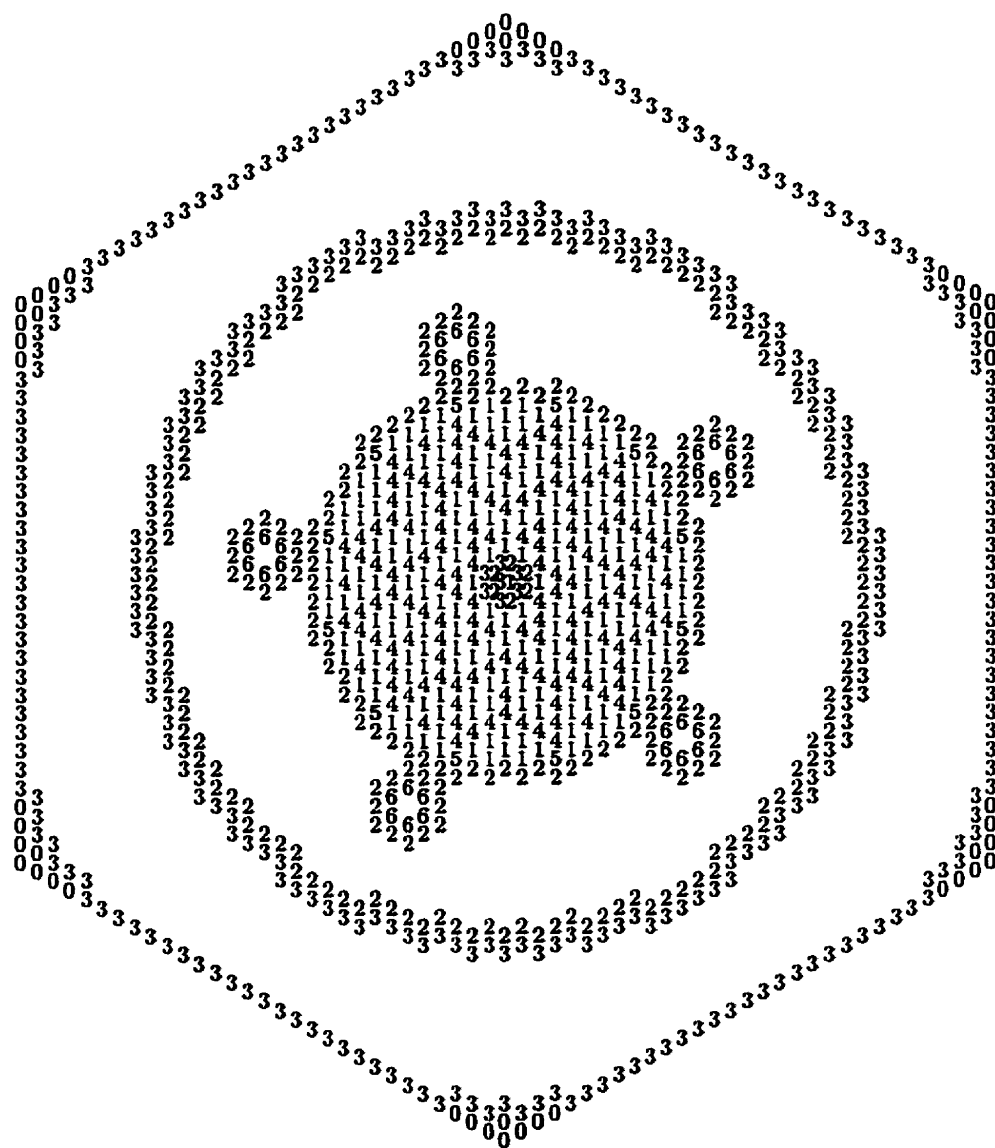


Figure 2.6 Plan 10: modèle de diffusion (LEU)

2.5.2 Normalisation du flux

En principe, l'équation statique de diffusion 2.14 sert à simuler un réacteur critique, avec $k_{eff} = 1.0$.

L'équation statique est une équation homogène, car en multipliant le flux par une constante, le bilan n'est pas affecté. Ceci reflète le fait que le niveau du flux est arbitraire dans un réacteur critique. En pratique, le niveau de flux dans le réacteur sera ajusté jusqu'à ce que la puissance désirée soit atteinte, ou bien jusqu'à ce que la lecture des détecteurs du système de régulation atteigne la valeur de consigne.

Ainsi l'équation statique 2.14 ne nous permet seulement de déterminer la distribution du flux en valeur relative.

Pour connaître le flux en valeur absolue, il faudra donc normaliser les flux à la puissance totale du réacteur, que l'on postule.

Puisque l'équation 2.14 s'applique à tous les points du domaine, la puissance d'un crayon de combustible de coordonnées (x_i, y_j, z_k) et occupant un volume V_{ijk} sera donnée par:

$$P_{ijk} = \int_{V_{ijk}} \sum_{g=1}^G H_g(r) \Phi_g(r) d^3r = \langle H, \Phi \rangle_{V_{ijk}} \quad (2.21)$$

avec $H_g(r) = \kappa \Sigma_{fg}(r)$;

où κ est l'énergie moyenne produite par fission dans l'élément de combustible ijk . Elle est de l'ordre de 200 MeV/fission.

Le facteur H_g du groupe g permet donc de calculer la puissance de fission produite à partir des neutrons du groupe g .

La puissance totale est alors définie par :

$$P_{tot} = \langle H, \Phi \rangle_{V_{cœur}} \quad (2.22)$$

Supposons que Φ^{calc} représente la distribution calculée du flux, non normalisée. Pour normaliser le flux à la puissance totale désirée, on calculera la constante de normalisation suivante:

$$f_n = \frac{P_{tot}}{\langle H, \Phi^{calc} \rangle} \quad (2.23)$$

et le flux normalisé Φ^{norm} sera simplement:

$$\Phi^{norm} = f_n \cdot \Phi^{calc} \quad (2.24)$$

Dans le réacteur SLOWPOKE-2 en fonctionnement, la puissance du réacteur est automatiquement contrôlée par le déplacement de la barre de contrôle jusqu'à ce que la valeur mesurée au site du détecteur de contrôle (Figure 1.4) atteigne la valeur désirée.

Soit $\Phi_d^{fixé}$ la valeur imposée du flux thermique au site du détecteur ($\Phi_d^{fixé} = 10^{12} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$), et Φ_d^{calc} la valeur du flux calculée dans DONJON au même endroit.

La puissance thermique du réacteur est alors donnée par :

$$P = \langle H, \Phi \rangle \times f_n \quad (2.25)$$

où la constante de normalisation f_n est simplement :

$$f_n = \frac{\Phi_d^{fixe}}{\Phi_d^{calc}} \quad (2.26)$$

2.6 Équation de la cinétique

La simulation des excursions de puissance provoquées lors de la mise en service du réacteur SLOWPOKE-2 ont été présimulées en 1997 (Rozon, 1997). La simulation sera reprise dans la thèse, en utilisant les coefficients de réactivité obtenues à l'aide de la chaîne de calcul DRAGON/DONJON décrite plus haut.

Ces simulations reposent sur la cinétique ponctuelle et sur un ensemble d'équations qui permettent de calculer la distribution de la température dans les différentes régions du réacteur. Les équations de température seront décrites plus loin. Nous décrivons ici les équations de la cinétique ponctuelle.

Les équations de la cinétique peuvent être obtenues à partir de l'équation de diffusion dépendante du temps. Elles s'écrivent en notation continue comme suit (Rozon, 1992):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, E, t)}{\partial t} = (F_p - M) \phi(\vec{r}, E, t) + S_d(\vec{r}, E, t) \quad (2.27)$$

avec:

$$F_p \phi = \chi_p(E) \int_0^\infty \nu_p \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \phi(\vec{r}, E', t) dE';$$

$$M \phi = -\vec{\nabla} \cdot D \vec{\nabla} \phi + \Sigma_a \phi - \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t) \phi(\vec{r}, E', t) dE';$$

$$S_d = \sum_k \chi_{dk}(E) \lambda_k C_k(\vec{r}, t).$$

F_p est le terme de production des neutrons prompts, M le terme d'élimination, S_d la source des neutrons retardés et C_k la concentration des précurseurs des neutrons retardés pour la famille k .

Cette équation est couplée à l'équation des précurseurs:

$$\frac{\partial C_k(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\lambda_k C_k(\vec{r}, t) + \int_0^\infty \nu_{dk} \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \phi(\vec{r}, E', t) dE' \quad (2.28)$$

$$(k = 1, \dots, K)$$

K est le nombre de familles des précurseurs de neutrons retardés.

Les équations 2.27 et 2.28 permettent d'étudier la variation temporelle du flux lorsque les paramètres locaux tels que les températures et les densités du réacteur sont soumis à des perturbations. Le concept de départ pour la dérivation des équations de la cinétique ponctuelle est la factorisation du flux neutronique en une partie ne dépendant que du temps ($p(t)$) et en une autre dépendante de l'espace, de l'énergie et du temps ($\psi(\vec{r}, E, t)$):

$$\phi(\vec{r}, E, t) = \psi(\vec{r}, E, t) \cdot p(t) \quad (2.29)$$

- $p(t)$: amplitude neutronique dépendante du temps (flux neutronique ou puissance de fission);
- $\psi(\vec{r}, E, t)$: fonction de forme du flux.

En introduisant cette factorisation du flux dans l'équation 2.27, en la multipliant par l'adjoint du flux initial ϕ_0^* solution de l'équation de diffusion adjointe à l'état statique initial:

$$(M_0^* - \lambda_0 F_0^*)\phi_0^* = 0 \quad (2.30)$$

et en intégrant par rapport à l'énergie et l'espace, on obtient l'équation pour l'amplitude suivante (Ott, 1985):

$$\frac{dp(t)}{dt} = \frac{(\rho(t) - \beta(t))}{\Lambda(t)} p(t) + \sum_{k=1}^K \lambda_k C_k(t) \quad (2.31)$$

$$\frac{dC_k(t)}{dt} = -\lambda_k C_k(t) + \frac{\beta_k(t)}{\Lambda(t)} p(t)$$

$$k = 1, \dots, K$$

Les paramètres de cinétiques $\rho(t)$, $\beta(t)$ et $\Lambda(t)$ sont définis à partir d'intégrales sur l'espace et l'énergie de la fonction de forme $\psi(\vec{r}, E, t)$. On retrouvera les expressions de ces paramètres dans la section suivante.

2.6.1 Paramètres de cinétique

2.6.1.1 Fraction de neutrons retardés $\beta(t)$

La plupart des produits de fission sont des noyaux instables qui se désintègrent par émission β^- . Certain de ces produits de fission sont des précurseurs de neutrons

qu'on appelle neutrons retardés (delayed neutrons), car ils sont émis après un certain délai après la fission, par opposition à l'émission des neutrons de fission appelés neutrons prompts. Le comportement cinétique des réacteurs est largement déterminé par les neutrons retardés. Le nombre moyen total de neutrons produits à la suite de la fission est la somme du nombre de neutrons prompts (ν_p) et du nombre de neutrons retardés (ν_d):

$$\nu = \nu_p + \nu_d$$

Chaque famille k de précurseurs de neutrons retardés est caractérisée par sa propre fraction de neutrons retardés β_k donnée par:

$$\beta_k = \frac{\nu_{dk}}{\nu}$$

La fraction de neutrons retardés pour un noyau fissile (fraction isotopique) est donnée en fonction des fractions β_k des familles de précurseurs par:

$$\beta = \sum_{k=1}^K \beta_k$$

Elle dépend de l'isotope qui se fissionne et de l'énergie du neutron incident (Keepin, 1965).

Compte tenu de (2.27), la fraction effective totale des neutrons retardés $\beta(t)$ apparaissant dans l'équation de cinétique 2.31 peut s'écrire:

$$\beta(t) = \sum_{k=1}^K \beta_k(t) = \sum_{k=1}^K \frac{\langle \Phi_o^*, F_{dk} \psi \rangle}{\langle \Phi_o^*, F \psi \rangle} \quad (2.32)$$

avec

$$F\psi(r, E, t) = (F_p + F_d)\psi(r, E, t) \quad (2.33)$$

où:

- L'opérateur F_p représente la source de neutrons prompts :

$$F_p\psi(r, E, t) = \chi_p(E) \int_0^\infty dE' \nu_p \Sigma_f(r, E', t) \psi(r, E', t) \quad (2.34)$$

- et

$$F_d\psi(r, E, t) = \sum_{k=1}^K F_{dk}\psi(r, E, t) = \sum_{k=1}^K \chi_{dk}(E) \int_0^\infty dE' \nu_{dk} \Sigma_f(r, E', t) \psi(r, E', t) \quad (2.35)$$

Les sections efficaces macroscopiques de fission $\nu_p \Sigma_f$ et $\nu_{dk} \Sigma_f$ sont définies par la somme sur tous les isotopes fissiles comme suit:

$$\nu_p \Sigma_f = \sum_{i=1} \nu_{pi} N_i \sigma_{fi} \quad ; \quad \nu_{dk} \Sigma_f = \sum_{i=1} \nu_{dki} N_i \sigma_{fi}$$

- N_i est la concentration de l'isotope fissile i (noyaux/cm³);
- σ_{fi} est la section efficace microscopique de fission de l'isotope i (b).

Les équations 2.33, 2.34 et 2.35 s'écrivent en formalisme multigroupe comme suit :

$$(F\psi)_g = \chi_p^g \sum_{g'=1}^G (\nu_p \Sigma_f)_{g'} \psi_{g'} + \sum_{k=1}^K \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'} \psi_{g'} \quad (2.36)$$

avec:

$$(F_p \psi)_g = \chi_p^g \sum_{g'=1}^G (\nu_p \Sigma_f)_{g'} \psi_{g'} \quad (2.37)$$

$$(F_{dk} \psi)_g = \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'} \psi_{g'} \quad (2.38)$$

Les termes des équations 2.32 s'écrivent alors:

$$< \Phi_o^*, F_{dk} \psi > = \sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} V_r \quad (2.39)$$

$$< \Phi_o^*, F \psi > = \sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* \left[\chi_{pr}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_p \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} + \sum_{k=1}^K \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} \right] V_r \quad (2.40)$$

d'où :

$$\beta_k = \frac{\sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* \chi_{dk}^g \nu_{dk} \sum_{g'=1}^G (\Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} V_r}{\sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* \left[\chi_{pr}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_p \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} + \sum_{k=1}^K \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} \right] V_r} \quad (2.41)$$

- N_{reg} : nombre de régions dans le cœur;
- V_r : volume de la région r ;
- G : nombre total de groupes d'énergie;
- K : nombre total de familles des précurseurs de neutrons retardés.

2.6.1.2 Temps de génération moyen $\Lambda(t)$

Le temps de génération moyen est la durée qui s'écoule entre la naissance d'un neutron et celle des k_{eff} neutrons qu'il va produire. Les valeurs de $\Lambda(t)$ varient entre $10^{-3}s$ pour les réacteurs thermiques et $10^{-7}s$ pour les réacteurs rapides (Bussac, 1978). La dépendance temporelle de $\Lambda(t)$ est généralement négligeable, mais il existe des transitoires très rapides où la fonction de forme change beaucoup et la négligence du changement de $\Lambda(t)$ peut introduire des erreurs. De la même façon que pour $\beta(t)$, $\Lambda(t)$ est défini par :

$$\Lambda(t) = \frac{\langle \Phi_o^*, v^{-1}\psi \rangle}{\langle \Phi_o^*, F\psi \rangle} \quad (2.42)$$

en formalisme multigroupe le numérateur de l'équation 2.42 s'écrit:

$$\langle \Phi_o^*, v^{-1}\psi \rangle = \sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* v_{gr}^{-1} \psi_{gr} V_r \quad (2.43)$$

en tenant compte de l'expression 2.40, le temps de génération moyen $\Lambda(t)$ s'écrit:

$$\Lambda = \frac{\sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* v_{gr}^{-1} \psi_{gr} V_r}{\sum_{g=1}^G \sum_{r=1}^{N_{reg}} \Phi_{ogr}^* \left[\chi_{pr}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_p \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} + \sum_{k=1}^K \chi_{dk}^g \sum_{g'=1}^G (\nu_{dk} \Sigma_f)_{g'r} \psi_{g'r} \right] V_r} \quad (2.44)$$

2.6.1.3 Réactivité dynamique $\rho(t)$

La réactivité dynamique apparaissant dans l'équation de cinétique s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho(t) = 1 - \lambda &= \frac{\langle \phi_o^*, (F - M)\psi \rangle}{\langle \phi_o^*, F\psi \rangle} \\ &= \rho(0^+) + \frac{\langle \phi_o^*, (\delta M(t) - \lambda_0 \delta F(t))\psi \rangle}{\langle \phi_o^*, F\psi \rangle} \end{aligned} \quad (2.45)$$

- Les opérateurs $\delta M(t)$ et $\delta F(t)$ contiennent la variation des sections efficaces macroscopiques après le temps $t=0^+$, i.e les variations introduites par les changements de températures durant la transitoire (par rapport à l'état de référence).

Si $\psi(\vec{r}, E, t)$ peut être calculée et utilisée pour trouver les valeurs de $\rho(t)$, $\beta(t)$ et $\Lambda(t)$ à partir de leur définition, la fonction d'amplitude $p(t)$ serait connue avec précision à partir des équations 2.31. Cependant, la génération de $\psi(\vec{r}, E, t)$ présente d'énormes difficultés puisqu'il faut résoudre les équations à chaque intervalle de temps, ce qui demande des ressources informatiques importantes. Parmi les

méthodes d'approximation introduites pour simplifier la résolution des équations de la cinétique espace-temps, nous allons en citer deux qui sont basées sur la méthode de séparation de variables : la cinétique ponctuelle et la méthode adiabatique.

2.6.2 Cinétique ponctuelle

L'approximation majeure de la cinétique ponctuelle consiste à négliger entièrement la dépendance temporelle de la fonction de forme ψ . On la considère constante et égale à sa valeur initiale:

$$\psi(\vec{r}, E, t) \simeq \psi_0(\vec{r}, E) = \phi_0(\vec{r}, E) \text{ (pour } p_0 = 1.0) \quad (2.46)$$

D'autres approximations moins importantes (Ott, 1985) permettent de négliger la faible dépendance en temps de la fraction de neutrons retardés β et du temps de génération moyen Λ . Le seul paramètre de cinétique qui varie, en fonction du temps dans ce cas, est la réactivité dynamique $\rho(t)$. Les équations 2.31 deviennent:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \frac{(\rho(t) - \beta)}{\Lambda} p(t) + \sum_{k=1}^K \lambda_k C_k(t) \quad (2.47)$$

$$\frac{dC_k(t)}{dt} = -\lambda_k C_k(t) + \frac{\beta_k}{\Lambda} p(t)$$

La cinétique ponctuelle donne de bons résultats dans le cas où le réacteur se trouve dans sa période asymptotique (Koclas, 1994), c'est-à-dire dans le cas des transitoires lentes où les perturbations sont faibles, relativement constantes spa-

tialement dans le cœur, et n'introduisent que de petites variations de la réactivité dynamique $\rho(t)$.

2.6.3 Méthode adiabatique

La méthode adiabatique permet de remédier en partie aux erreurs introduites par la cinétique ponctuelle. En tenant compte de la variation de la fonction de forme en fonction du temps, elle permet de résoudre les équations pour le réacteur statique avec des opérateurs et des paramètres qui reflètent les conditions instantanées régnant dans le cœur.

$$(M - \frac{1}{(k_{eff})_t} F) \phi_t = 0 \quad (2.48)$$

$(k_{eff})_t$ est la valeur du coefficient k_{eff} à l'instant t .

En remplaçant 2.48 dans l'expression de $\rho(t)$ on obtient:

$$\rho(t) = 1 - \lambda_t = \frac{\langle \phi_o^*, (F - M \phi_t) \rangle}{\langle \phi_o^*, F \phi_t \rangle} = (1 - \frac{1}{(k_{eff})_t}) = \frac{(k_{eff})_t - 1}{(k_{eff})_t} \quad (2.49)$$

Donc, dans cette approche, la réactivité peut être obtenue en faisant la différence entre les k_{eff} de deux calculs statiques. L'un avec le réacteur en état de référence, l'autre avec le réacteur en état de perturbation (Henry, 1958). La méthode adiabatique est d'autant plus précise que le terme de sources de neutrons retardés est relativement faible. Dans ce cas, la forme du flux sera très près de celle obtenue par les calculs statiques.

2.7 Les équations de température dans SLOWKIN

Dans SLOWKIN, que nous allons utiliser pour simuler les transitoires de mise en service, la cinétique ponctuelle est utilisée. Cette approche est justifiée du fait que les perturbations sont relativement faibles et que le couplage neutronique dans le réacteur SLOWPOKE-2 est très important, vu sa petite taille. Ceci entraîne une variation lente de la puissance, et surtout, une forme de flux qui varie peu. On retrouve ainsi les conditions qui rendent la cinétique ponctuelle généralement applicable (Rozon, 1992).

Le modèle SLOWKIN utilise donc la cinétique ponctuelle pour prédire la variation de la puissance en fonction du temps lors d'une excursion de puissance. Le taux de changement de l'amplitude $p(t)$ dans l'équation de la cinétique 2.47 est en particulier sensible à la valeur de la réactivité dynamique $\rho(t)$. Au lieu de recalculer $\rho(t)$ par l'expression 2.45, les coefficients de réactivité seront calculés par des différences entre les valeurs propres k_{eff} calculées par diffusion pour des états statiques différents

(i.e changement de température dans les régions matérielles) (eq. 2.49). Cette approche (adiabatique) évite la pondération de l'équation 2.45 tout en tenant compte, pour l'état statique, de la forme du flux introduite par les perturbations.

Dans SLOWKIN, la réactivité dynamique $\rho(t)$ est considérée comme une fonction d'un certain nombre de paramètres:

$$\rho(t) = \rho_0 + \rho_{cont}(t) + \rho_{temp}(t) + \rho_{vide}(t) + \rho_{xenon}(t) \quad (2.50)$$

avec :

- ρ_0 : valeur initiale de la réactivité à l'arrêt du réacteur;
- $\rho_{cont}(t)$ la réactivité de contrôle donnée par:

$$\rho_{cont}(t) = \rho_b(z_b(t) - z_0)/100 \quad (2.51)$$

- z_0 : position critique de la barre à la puissance zéro;
- ρ_b : réactivité de la barre calculée par DRAGON/DONJON.

On suppose donc un profil linéaire d'insertion de réactivité de la barre dans SLOWKIN. On verra dans la section 4.2 que ce profil n'est pas tout à fait linéaire.

- $\rho_{temp}(t)$: la rétroaction de température

Dans le modèle original de SLOWKIN (Rozon, 1997), la rétroaction de température était donnée, pour I régions distinctes, par:

$$\rho_{temp}(t) = \sum_{i=1}^I a_{i1} \Delta T_i + a_{i2} \Delta T_i^2 \quad (2.52)$$

où les a_{ij} sont les coefficients de lissage, I le nombre de régions de température et les ΔT_i sont simplement :

$$- \Delta T_i = (T_i(t) - T_{ref}).$$

$T_i(t)$: température de la région i ;

T_{ref} : température de référence.

On suppose donc dans 2.52, la superposition linéaire des effets de réactivité dans chaque région i . Comme on le verra au chapitre 3, les coefficients de réactivité seront obtenus à partir de la variation du k_{eff} calculé dans DRAGON/DONJON pour différentes températures T_i .

Pour mieux refléter cette approche, nous avons modifié SLOWKIN pour faire :

$$\rho_{temp}(t) = \sum_{i=1}^I \rho_i(T) = \sum_{i=1}^I \frac{k_i(T) - k_i(T_{ref})}{k_i(T) \cdot k_i(T_{ref})}$$

avec $k_i(T) = k_{effi}(T) = a_i T^2 + b_i T + c_i$

En procédant de cette façon, les coefficients deviennent indépendants du choix de T_{ref} (la température à laquelle la réactivité s'annule).

● $\rho_{vide}(t)$: la rétroaction du vide est donnée par :

$$\rho_{vide}(t) = b \cdot \alpha(t) \quad (2.53)$$

où:

- b : coefficient de réactivité du vide;
- $\alpha(t)$: fraction de vide moyenne dans le cœur.

- $\rho_{\text{xenon}}(t)$: rétroaction du xénon.

Elle est calculée dans SLOWKIN par (Rozon, 1992):

$$\rho_{\text{xenon}}(t) = -1.5 \times 10^{-18} N_X(t) \quad (2.54)$$

$N_X(t)$: concentration du xénon à l'instant t .

SLOWKIN comprend aussi un modèle de thermohydraulique qui, à partir de la connaissance des différents paramètres (coefficients de transfert, débit de circulation naturel, enthalpie,...) reliés à la thermohydraulique du SLOWPOKE-2, permet de déterminer les températures moyennes T_i dans les différentes régions i du domaine. Ces températures sont nécessaires pour l'évaluation de la rétroaction de température donnée par l'équation 2.52.

2.7.1 Équations de température

La source de chaleur dans les réacteurs nucléaires est la fission. La quantité d'énergie dégagée par fission se situe autour de 200 MeV. Dans les réacteurs hétérogènes, l'énergie dégagée par la fission dans les crayons de combustible est transmise à la surface par conduction et ensuite transférée au caloporteur par convection. Le caloporteur conduit cette chaleur en dehors du cœur. Par ailleurs, une fraction de l'énergie de fission est déposée directement dans le modérateur par les radiations et les neutrons rapides qui accompagnent la fission.

Chaque réacteur est donc caractérisé par la portion de l'énergie de fission déposée directement dans le combustible. Ainsi, dans un réacteur CANDU, près de

95% de l'énergie est déposée dans le combustible, le reste apparaissant dans le modérateur (Rozon, 1992).

Dans le cas du réacteur SLOWPOKE-2, le réchauffement de l'eau entraîne une baisse de sa densité et introduit une réactivité négative qui augmente avec le temps. Le calcul de cette rétroaction nécessite la connaissance de la distribution de puissance et donc de la fraction d'énergie de fission déposée dans les différentes régions du réacteur. Dans le modèle SLOWKIN, qui simule ces effets de rétroaction, on a supposé que la fraction d'énergie déposée directement dans le combustible est $f_{rc} \cong 0.95$, alors qu'il est de $\left(\frac{1-f_{rc}}{2}\right)$ dans le caloporteur, et de $\left(\frac{1-f_{rc}}{4}\right)$ dans chacun des réflecteurs béryllium et eau.

Au démarrage, le réacteur SLOWPOKE-2 est sous-critique ou critique à une puissance très faible (quelques Watt). La température dans le réacteur est uniforme et égale à la température ambiante. En retirant la barre de contrôle, le réacteur devient surcritique et la puissance de fission produite augmente jusqu'au moment où la puissance thermique devient importante, et le combustible commence à s'échauffer. Quelques secondes plus tard, la chaleur produite dans le combustible est transférée à l'eau du modérateur/caloporteur qui lui même s'échauffe. Quand l'énergie livrée au caloporteur devient importante, sa température augmente et sa densité diminue. Une partie de cette chaleur est transférée aux autres régions du réacteur.

Considérons le modèle de température décrit à la figure 2.7. Le volume du réacteur SLOWPOKE-2 est subdivisé en un certain nombre de sous-volumes à l'intérieur desquels on suppose la température uniforme. On considère le transfert

thermique à travers les surfaces entourant ces régions, ainsi que par convection à l'intérieur de la cuve. Pour prendre en compte la forme axiale du flux de chaleur dans le cœur, ce dernier a été subdivisé en M régions axiales de volume égal. Le transfert de chaleur entre les différentes régions du réacteur ne se fait, dans SLOWKIN, que latéralement. En effet, une partie de l'eau chaude sortant du cœur est entraînée vers le bas sans se mélanger à l'eau de la cuve.

Considérons maintenant les équations de température dans chacune des régions, telles qu'elles sont programmées dans SLOWKIN (Rozon, 1997).

2.7.1.1 Combustible $T_1(t)$

L'équation de température du combustible pour l'élévation m tient compte de la puissance produite à cette élévation et du transfert thermique vers l'eau du modérateur (caloporteur). L'équation s'écrit:

$$\frac{\kappa_{1,m}}{H_m} \cdot \frac{dT_{1,m}(t)}{dt} = q_m(t) - \frac{1}{R_{tot,m}} [T_{1,m}(t) - T_{2,m}(t)] \quad (2.55)$$

où:

- $\kappa_{1,m}$: capacité thermique du combustible incluant la gaine (J);
- $R_{tot,m}$: résistance thermique incluant les effets de conductivité de l' UO_2 , de la résistance de contact et du coefficient de transfert thermique au caloporteur (m^0C/kW);
- $H_m = H/M$: longueur de la région d'élévation m (m);

- $q_m(t)$: puissance linéique (kW/m) donnée par:

$$q_m(t) = \frac{f_{rc} f_{\phi m}}{N_c H_m} P(t) \quad (2.56)$$

avec:

- $f_{rc} \simeq 0.95$: fraction de l'énergie de fission déposée dans le combustible;
- N_c : nombre de crayons de combustible dans le cœur;
- $f_{\phi m}$: fraction de puissance produite à l'élévation m , déterminée à partir du profile axial de puissance calculé dans DRAGON/DONJON;
- $P(t)$: puissance thermique.

La puissance $P(t)$ est déterminée dans SLOWKIN à partir de la puissance initiale P_0 et de l'amplitude $p(t)$ calculée par la cinétique ponctuelle. Compte tenu de la normalisation (eq. 2.25) et de la différence entre les formes de flux dans les deux cœurs, la pleine puissance 100% ne correspond pas à la même valeur de P_0 pour HEU et LEU. C'est pour cela nous avons calculé, par DRAGON/DONJON, le rapport $P_0(LEU)/P_0(HEU)$.

La température moyenne du combustible $T_1(t)$ sera simplement:

$$T_1(t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M T_{1,m}(t) \quad (2.57)$$

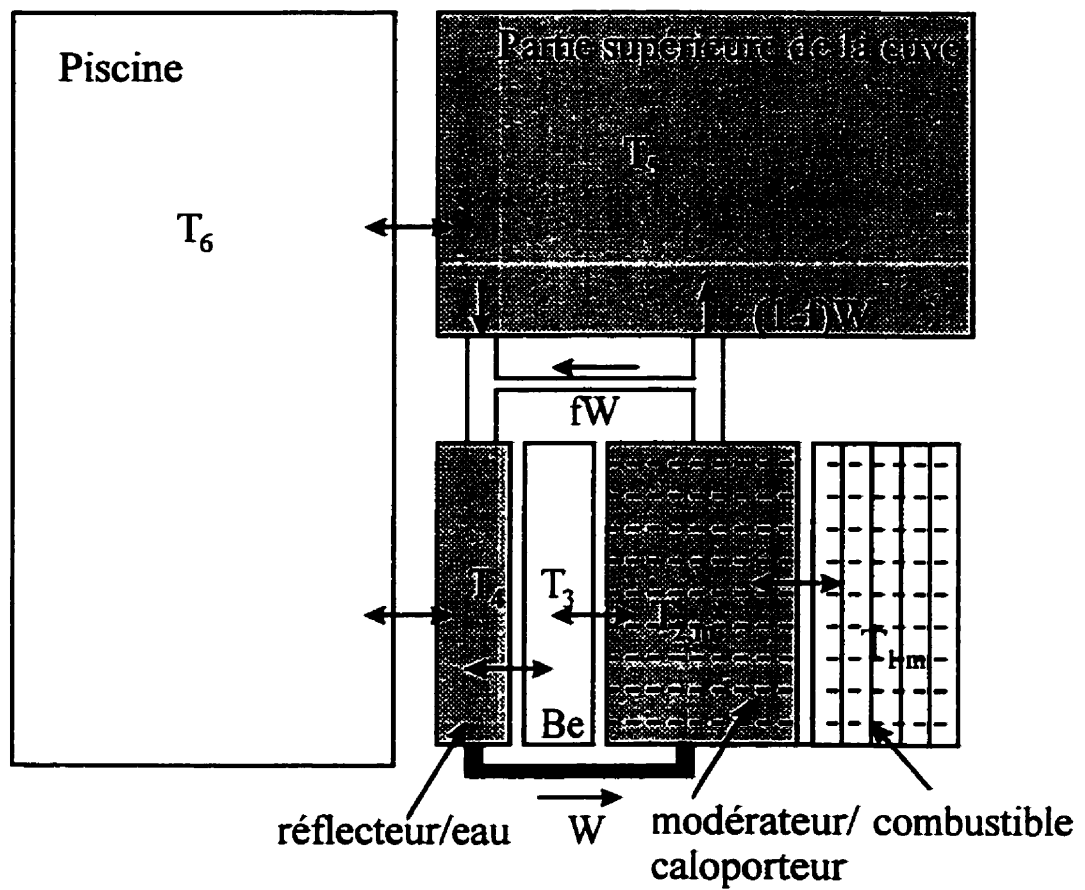


Figure 2.7 Modèle de température dans SLOWKIN

- T_i : température de la région i ($^{\circ}C$);
- W : débit de la circulation naturelle (kg/s);
- f : fraction de recirculation d'une partie de l'eau sortante de l'orifice de sortie.

2.7.1.2 Modérateur/Caloporteur $T_2(t)$

Pour le modérateur/caloporteur, l'équation de température pour l'élévation m tient compte du dépôt d'énergie, du transfert thermique avec le combustible à la même élévation, du transfert thermique avec le réflecteur béryllium et de la convection de l'eau (vers le haut) avec un débit W . On écrit alors:

$$\kappa_{2m} \frac{dT_{2,m}(t)}{dt} = \left(\frac{1 - f_{rc}}{2} \right) f_{\phi m} P(t) + \frac{N_c H_m}{R_{tot,m}} [T_{1,m}(t) - T_{2,m}(t)] - \quad (2.58)$$

$$h_{Be} A_{1,m} [T_{2,m}(t) - T_3(t)] + W C_p [T_{2,m-1}(t) - T_{2,m}(t)]$$

où:

- κ_{2m} : capacité thermique du modérateur/caloporteur (J);
- T : température ($^{\circ}C$);
- $\frac{1-f_{rc}}{2}$: fraction de l'énergie de fission déposée dans le modérateur;
- h_{Be} : coefficient de transfert de chaleur par convection entre le modérateur/caloporteur et le réflecteur/béryllium ($kW/m^2 \ ^{\circ}C$);
- $A_{1,m}$: section de transfert de chaleur entre le caloporteur et le réflecteur/béryllium au niveau m (m^2);
- W : débit de la circulation naturel (kg/s);
- C_p : chaleur massique à pression constante ($J/kg^{\circ}C$).

De la même façon que pour le combustible, la température moyenne du caloporteur est calculée par:

$$T_2(t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M T_{2,m}(t) \quad (2.59)$$

2.7.1.3 Réflecteur/béryllium $T_3(t)$:

Pour le réflecteur/béryllium, l'équation de température tient compte du dépôt direct d'énergie et du transfert thermique avec l'eau circulant vers le haut dans le cœur (T_2) ainsi qu'avec l'eau circulant vers le bas à l'extérieur (T_4). On écrit:

$$\kappa_3 \frac{dT_3(t)}{dt} = h_{Be} A_1 [T_2(t) - T_3(t)] - h_{Be} A_2 [T_3(t) - T_4(t)] + \frac{1 - f_{rc}}{4} P(t) \quad (2.60)$$

- $\frac{1-f_{rc}}{4}$: fraction de l'énergie de fission déposée dans le béryllium;
- h_{Be} : coefficient de transfert thermique entre le caloporteur/béryllium (A_1)
ou béryllium/cuve (A_2) ($kW/m^2 \text{ } ^\circ C$)

2.7.1.4 Réflecteur/eau $T_4(t)$:

Pour l'eau circulant vers le bas à l'extérieur du réflecteur béryllium, l'équation de température tient compte du dépôt d'énergie, du transfert thermique avec le réflecteur béryllium (T_3) et l'eau de la piscine (T_6), ainsi que de la convection vers le bas de l'eau provenant de la partie supérieure de la cuve (T_5) et de la recirculation de l'eau à la sortie du cœur (T_4). L'équation s'écrit :

$$\kappa_4 \frac{dT_4(t)}{dt} = h_{Be} A_{Be} [T_3(t) - T_4(t)] - h_{RP} A_{RP} [T_4(t) - T_6(t)] \quad (2.61)$$

$$+ W C_p [(1 - f_{rec}) T_5(t) + f_{rec} T_{2,M}(t) - T_4(t)] + \frac{1 - f_{rc}}{4} P(t)$$

- h_{RP} : coefficient de transfert thermique global entre la cuve du réacteur et la piscine ($kW/m^2 \text{ } ^\circ C$);
- f_{rec} : facteur de recirculation du débit de circulation W .

2.7.1.5 Partie supérieure de la cuve $T_5(t)$:

Pour l'eau de la cuve, l'équation de température tient compte du transfert thermique vers la piscine (T_6) ainsi que de la convection de l'eau provenant du cœur ($T_{2,M}$). On note que seulement une fraction ($1-f_{rec}$) du débit de circulation W parvient jusqu'à la partie supérieure de la cuve. L'équation s'écrit alors:

$$\kappa_5 \frac{dT_5(t)}{dt} = (1 - f_{rec}) W C_p [T_{2,M}(t) - T_5(t)] - h_{CP} A_{CP} [T_5(t) - T_6(t)] \quad (2.62)$$

- h_{CP} : coefficient de transfert thermique entre la partie supérieure de la cuve et la piscine ($kW/m^2 \text{ } ^\circ C$);
- A_{CP} : section de transfert de chaleur entre la partie supérieure de la cuve et la piscine (m^2).

2.7.1.6 Eau de la piscine $T_6(t)$:

L'eau de la piscine s'échauffe graduellement par le transfert thermique avec l'eau de la cuve (partie supérieure T_5 et partie inférieure T_4). On néglige donc les fuites thermiques vers l'extérieur, et l'on considère qu'il n'y a pas de circuit de refroidissement de la piscine. L'équation s'écrit simplement:

$$\kappa_5 \frac{dT_6(t)}{dt} = h_{RP} A_{RP} [T_4(t) - T_6(t)] + h_{CP} A_{CP} [T_5(t) - T_6(t)] \quad (2.63)$$

La connaissance de la valeur de ces températures ainsi que des coefficients de réactivité a_i dans 2.52 nous permettra de tenir compte de la rétroaction de température dans SLOWKIN.

2.7.2 Fraction du vide

Si la puissance du réacteur est suffisamment élevée, il est possible que la température de la gaine des crayons du combustible devienne légèrement supérieure à la température de saturation de l'eau. Des bulles de vapeur se formeront sur la paroi de la gaine, sur des sites de nucléation : c'est l'ébullition nucléée sous-refroidie. Comme le sous-refroidissement est élevé initialement, les bulles resteront attachées à la paroi et sont dans un cycle de gonflement et de dégonflement. Si la température du liquide augmente pour s'approcher de la température de saturation, les bulles pourront atteindre, sans se condenser, la taille nécessaire pour se détacher de la paroi.

Le cycle de nucléation/condensation des bulles à la paroi du tube augmente l'agitation du fluide et améliore substantiellement le mécanisme de transfert de chaleur. Plus la température de la surface du combustible aux sites de nucléation augmente, plus des bulles se forment à la surface du combustible aux sites de nucléation. Le détachement des bulles ainsi que le nombre de sites de nucléation augmente avec le degré de surchauffe de la paroi, défini par :

$$\Delta T_{sur} = T_{paroi} - T_{sat} \quad (2.64)$$

- T_{paroi} : température de la paroi ($^{\circ}C$);

- T_{sat} : température de saturation ($^{\circ}C$).

Avant le détachement des bulles, la fraction de vide est très faible, mais non négligeable. Lorsque le détachement a lieu, l'ébullition nucléée sous-refroidie est complètement développée et la fraction de vide devient plus importante (Tapucu, 1994).

Le coefficient du vide utilisé dans SLOWKIN pour calculer la rétroaction du vide est calculé par DRAGON/DONJON en introduisant une fraction de vide dans le cœur. Comme le coefficient de réactivité du vide est élevé dans le réacteur sous modéré, un petit volume de vapeur pourra introduire une rétroaction non négligeable.

Dans le modèle de température 2.7.1, la distribution axiale $T_{2,m}(t)$ de la température du modérateur/caloporteur est obtenue à partir de l'équation 2.58 pour un crayon moyen. Elle est ensuite appliquée à tous les crayons du cœur. Comme la

production de l'ébullition nucléée dépend de la température de la gaine, la formation du vide est un effet local. À cause de la distribution radiale non uniforme du flux, la température de la gaine peut dépasser la température de saturation pour certains crayons sans toutefois le dépasser en moyenne. Si l'on ne tient pas compte de cet effet, la fraction du vide sera sous-estimée puisqu'il y aurait alors des crayons dont la température de la gaine dépasse la température de saturation. Pour ce faire, il faut connaître la distribution radiale de la puissance des crayons de combustible. Cette distribution est obtenue des calculs de diffusion en 3D dans DONJON. Elle est utilisée dans SLOWKIN avec les coefficients de vide pour calculer la rétroaction du vide $\rho_{vide}(t)$.

Le calcul des coefficients de température et de vide nécessaires à l'évaluation de la rétroaction de température et de vide dans SLOWKIN sera décrit au chapitre 3, alors que le calcul de la distribution de puissance sera présenté au chapitre 4.

2.8 Évolution du combustible

Au fur et à mesure qu'un réacteur nucléaire fonctionne, les propriétés du combustible changent. Ce changement est dû à l'évolution des isotopes fissiles initiaux, à la formation simultanée de produits de fission dont certains sont des absorbants importants de neutrons (Xe, Sm,...), ainsi qu'à la formation de nouveaux noyaux lourds transuraniens par capture neutronique, et dont certains sont fissiles. Ces variations dans les propriétés du combustible entraînent généralement une diminution de la réactivité. Ainsi, selon le type du réacteur cette diminution peut être

compensée de différentes façons. Nous allons nous intéresser dans cette section à la chaîne d'évolution des noyaux qui se trouvent initialement, ou après évolution, dans le cœur du réacteur SLOWPOKE-2.

2.8.1 Noyaux fissiles

2.8.1.1 Évolution du ^{235}U

La concentration de l' ^{235}U diminue continuellement sous irradiation. Toutefois, puisque sa demi-vie radioactive est très grande (7.1×10^8 années) son élimination est provoquée uniquement par :

- capture neutronique (15%), menant à l' ^{236}U .
- fission nucléaire (85%).

en notant que¹ $\sigma_{25} = \sigma_{25}^a = \sigma_{25}^f + \sigma_{25}^c$

L'équation d'évolution de l' ^{235}U s'écrit alors :

$$\frac{dN_{25}}{dt} = -N_{25}\sigma_{25}\phi \quad (2.65)$$

d'où :

$$N_{25}(t) = N_{25}^0 e^{-\sigma_{25}\phi t} \quad (2.66)$$

¹Pour désigner les isotopes de l'uranium du plutonium et des autres actinides ($Z > 89$), on utilise deux chiffres (Benedict, 1981). Le premier correspond au nombre atomique Z moins 90, et le second au dernier chiffre de la masse atomique. ex : 25 pour $^{235}_{92}\text{U}$.

Le taux de la diminution des noyaux d' ^{235}U est d'autant plus important que le flux neutronique est grand.

2.8.1.2 Évolution du ^{239}Pu

Lors de l'évolution du combustible, l'isotope 238 de l'uranium, de longue période radioactive ($T_{1/2} = 4.51 \times 10^9$ années) capture un neutron pour conduire à la formation du ^{239}Pu ($T_{1/2} = 24.40 \times 10^3$ années) (Benedict, 1981). Ceci est illustré dans la figure 2.8.

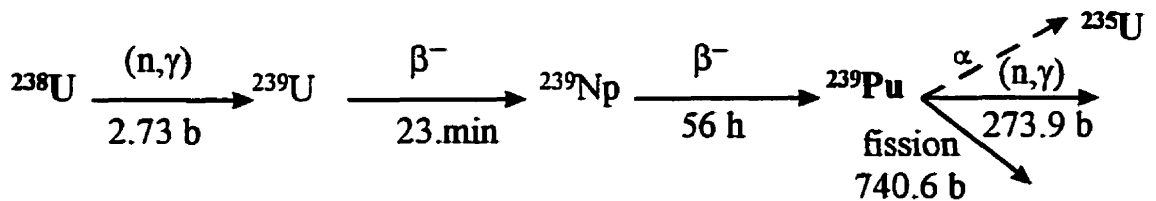


Figure 2.8 Formation du Pu-239 dans le réacteur

Étant donné la faible période de l' ^{239}U , on peut supposer que l' ^{238}U donne directement le ^{239}Np . Par conséquent, l'équation d'évolution du ^{239}Np devient :

$$\frac{dN_{39}}{dt} = N_{28}^0 \sigma_{28} \phi - \lambda_{39} N_{39} \quad (2.67)$$

En intégrant l'équation 2.67 on obtient :

$$N_{39}(t) = \frac{N_{28}^0 \sigma_{28} \phi}{\lambda_{39}} (1 - e^{-\lambda_{39} t}) \quad (2.68)$$

L'équation de production de ^{239}Pu s'écrit alors:

$$\frac{dN_{49}}{dt} = \underbrace{\lambda_{39}N_{39}(t)}_{\text{production}} - \underbrace{N_{49}(t)\sigma_{49}\phi}_{\text{élimination}} \quad (2.69)$$

Pour un réacteur fortement enrichi (HEU; 93%), l'effet du ^{239}Pu est très faible.

2.8.2 Produits de fission

La plupart des produits de fission sont instables et se désintègrent par β^+ ou β^- suivi d'un photon γ pour atteindre l'état fondamental. Les produits de fission sont caractérisés par deux paramètres:

- leur abondance de production par fission γ appelée rendement de fission;
- leur section efficace microscopique d'absorption thermique σ_a .

Plus le produit $(\gamma.\sigma_a)$ d'un produit de fission est grand, plus sa contribution dans l'absorption des neutrons est importante. À l'exception du ^{135}Xe et du ^{149}Sm , la majorité des produits de fission ont un produit $(\gamma.\sigma)$ faible (Barjon, 1993). Par ailleurs, ces deux isotopes jouent un rôle très important dans le comportement du réacteur.

2.8.2.1 Effet xénon

L'isotope ^{135}Xe ($T_{1/2} = 9.2$ heures) est le plus important de ces produits de fission à cause de son importante section efficace d'absorption dans le domaine

thermique ($\sigma_a = 3.5 \times 10^6$ b à 0.0025 eV (Rozon, 1992)). Il est formé de la façon illustrée dans la figure 2.9.

Les équations donnant les concentrations N_I et N_{Xe} des noyaux de l'iode ^{135}I ($T_{\frac{1}{2}} = 6.7$ heures) et du ^{135}Xe , s'écrivent:

$$\frac{dN_I(t)}{dt} = \gamma_I \Sigma_f \phi(t) - \lambda_I N_I(t) \quad (2.70)$$

$$\frac{dN_{Xe}(t)}{dt} = \gamma_{Xe} \Sigma_f \phi(t) + \lambda_I N_I(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t) - \sigma_{Xe} N_{Xe}(t) \phi(t) \quad (2.71)$$

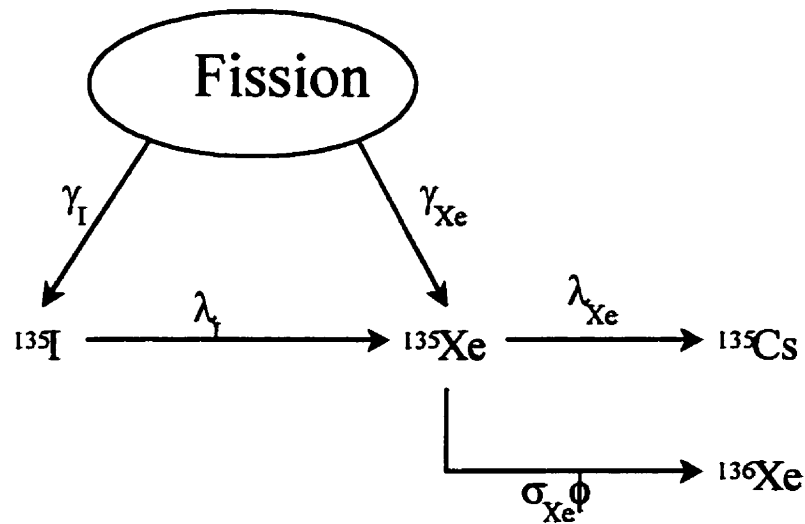


Figure 2.9 Schéma simplifié de la formation du Xe-135

2.8.2.2 Effet samarium

Le ^{149}Sm présente une section efficace pour les neutrons thermiques de $4.2 \times 10^4 \text{ b}$. Il est formé à partir de la désintégration du ^{149}Pm (Figure 2.10). Contrairement au xénon, le samarium est un isotope stable. Par conséquent, il s'accumule dans le réacteur.

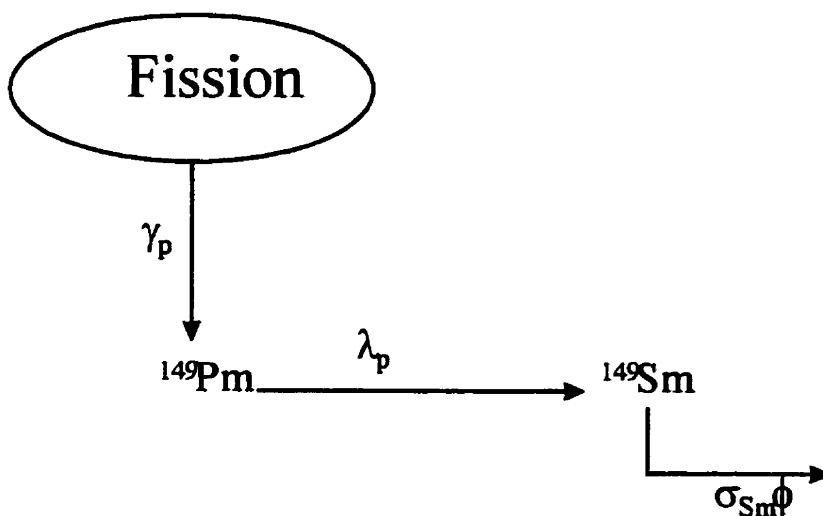


Figure 2.10 Schéma simplifié de la formation du Sm-149

De la même façon que pour le xénon, les équations donnant les concentrations N_{Pm} et N_{Sm} des noyaux ^{149}Pm et ^{149}Sm , s'écrivent:

$$\frac{dN_{\text{Pm}}(t)}{dt} = \gamma_{\text{Pm}} \Sigma_f \phi(t) - \lambda_{\text{Pm}} N_{\text{Pm}}(t) \quad (2.72)$$

$$\frac{dN_{Sm}(t)}{dt} = \lambda_{Pm}N_{Pm}(t) - \sigma_{Sm}\phi(t)N_{Sm}(t) \quad (2.73)$$

Pour des flux de neutrons importants, la concentration du ^{149}Sm atteint, en moins de 300h d'opération continue du réacteur, une valeur d'équilibre indépendante de la valeur du flux : $N_{Sm}^{eq} = \frac{\gamma_{pm}\Sigma_f}{\sigma_{Sm}}$ (Rozon, 1992).

- γ_{pm} : rendement de fission;
- Σ_f : section efficace macroscopique de fission (cm^{-1});
- σ_{Sm} : section efficace microscopique d'absorption du samarium (b).

2.8.3 Équation d'évolution

L'équation générale d'évolution d'un isotope i en théorie multigroupe s'écrit :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -(\lambda_i + \sum_g \sigma_{ai}^g \phi^g(t))N_i(t) + \sum_j \gamma_{1ij} \lambda_j N_j(t) + \sum_j \sum_g \gamma_{2ij} \sigma_{fj}^g N_j(t) \phi^g(t) + \dots \quad (2.74)$$

Les termes écrits dans l'équation 2.74 sont les termes dominants. Il peut y avoir d'autres termes, mais ils sont négligeables.

$N_i(t)$: concentration de l'élément i à l'instant t (noyaux/ cm^3);

σ_{ai}^g : section efficace microscopique d'absorption de l'élément i (b);

$\lambda_{i(j)}$: constante de désintégration de l'élément $i(j)$ (s^{-1});

$\phi^g(t)$: flux neutronique à l'instant t (neutrons. $cm^{-2}.s^{-1}$);

γ_{kij} : probabilité d'avoir l'élément i à partir de l'élément j par désintégration ($k = 1$), par fission ($k = 2$) ou par autre type de réaction (k);

σ_{fj}^g : section efficace microscopique de fission de l'élément j (b).

Comme il y a deux fragments par fission, la somme des γ_{2ij} sur tous les fragments est égale à 2.

Le terme de droite $\frac{dN_i(t)}{dt}$ dans l'équation 2.74 décrit le taux de changement de la concentration de l'isotope i en fonction du temps; le premier terme de gauche $(-(\sigma_{ai}^g \phi^g(t) N_i(t) + \lambda_i N_i(t)))$ se rapporte au taux de disparition de l'isotope i par absorption d'un neutron et par désintégration respectivement. Le deuxième et le troisième terme de droite donnent le taux de production de l'isotope i à partir de l'isotope j , par désintégration et à la suite d'une fission.

En intégrant l'équation 2.74 pour les différents isotopes, on peut déterminer les concentrations de ces isotopes pour chaque instant t . Ces équations sont résolues dans DRAGON pour l'ensemble des isotopes contenus dans la bibliothèque de sections efficaces.

CHAPITRE 3

CALCUL DES COEFFICIENTS DE RÉACTIVITÉ

Au cours d'une transitoire de réactivité (par ex : causée par le retrait de la barre de contrôle), le réacteur devient surcritique et la puissance augmente. Cette augmentation de puissance s'accompagnera d'une augmentation de la température du combustible et de l'eau et possiblement de la formation du vide, ce qui entraîne la rétroaction de réactivité. Cependant, la température n'augmente pas de façon uniforme durant la transitoire, et pour calculer correctement la rétroaction, il faudra connaître les coefficients de réactivité associés avec chacune des régions du système.

Les coefficients de réactivité ont été obtenus à partir des calculs de neutronique dans DRAGON/DONJON décrits au chapitre précédent, et seront généralement exprimés en terme des variations de k_{eff} calculées dans DONJON (El Hajjaji, 1997).

3.1 Calcul des coefficients de température

Les variations de puissance entraîneront une variation de température et de densité de l'eau circulant dans le réacteur. On distinguera:

- l'eau qui circule dans le cœur (modérateur/caloporteur);

- l'eau qui circule à l'extérieur du réflecteur/béryllium pour s'insérer dans le bas du cœur par les orifices inférieurs (réflecteur/eau).

Pour calculer les effets séparés de la température, nous avons défini 4 régions de température (Figure 3.1). Les coefficients de température seront calculés pour HEU et LEU en faisant varier séparément la température des différentes régions du domaine, et en observant les variations de la valeur propre (k_{eff}) dans le calcul DONJON (en 3D). On note que la présence ou l'absence de plaques de béryllium dans le plateau supérieur aura un effet sur la distribution axiale du flux dans le réacteur. Comme la distribution axiale de la température n'est pas uniforme, la présence des plaques pourra donc avoir un effet sur les coefficients de température.

Pour HEU, des plaques de béryllium sont présentes dans le plateau supérieur reflétant la situation de 1987, ce qui nous permettra de comparer nos calculs aux mesures de l'excès de réactivité faites à l'École Polytechnique de Montréal en 1987 (Figure 0.1), alors que pour LEU aucune plaque de béryllium n'est présente (situation initiale de RMC¹ et EPM). De plus, deux bibliothèques de sections efficaces seront utilisées et comparées (WIMSLIB et ENDF/BV).

Tous nos calculs DRAGON/DONJON ont été faits, pour les différentes températures des régions matérielles définies dans la figure 3.1, de la façon décrite dans les sections 2.4 et 2.5. Notons enfin, que les premiers calculs de notre étude sont faits avec la barre de contrôle complètement extraite du réacteur.

La réactivité en mk correspondante à chaque valeur de température est calculée en fonction du coefficient k_{eff} et relativement à une valeur de la température de

¹L'épaisseur des plaques au démarrage du réacteur SLOWPOKE de RMC était très faible

référence T_{ref} par l'expression suivante:

$$\rho(T) = 1000 \cdot \frac{k_{eff}(T) - k_{eff}(T_{ref})}{k_{eff}(T) \cdot k_{eff}(T_{ref})} \quad (3.1)$$

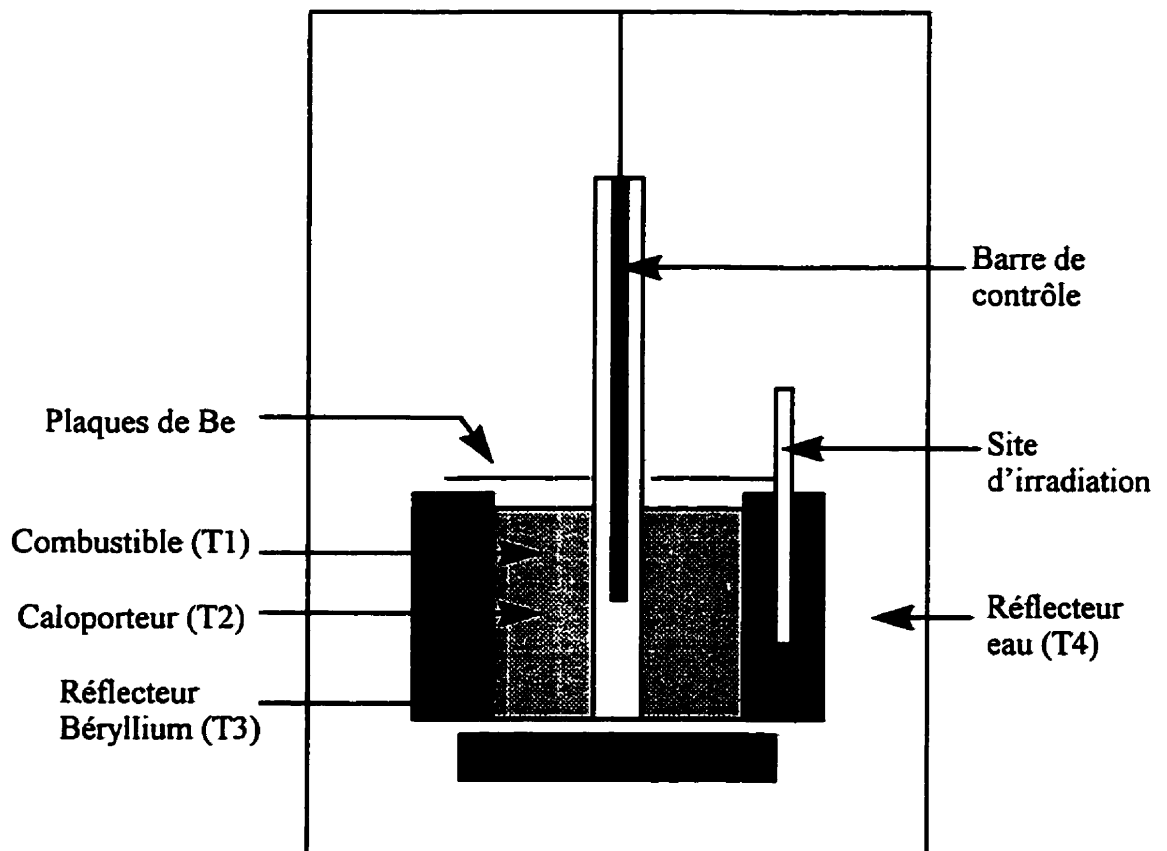


Figure 3.1 Domaine de températures

Il est très important de noter que dans tous nos calculs les effets en réactivité associés à un changement de température de l'eau comprennent les effets de la

dilatation associés avec le changement de température.

C'est en effet ce changement de densité de l'eau qui est principalement responsable des variations calculées de k_{eff} . Ce changement, en fonction de la température, de la densité de l'eau légère constituant le modérateur du réacteur SLOWPOKE-2 est calculé, dans DRAGON, par le module INFO (Marleau, 1993). Ce calcul est fait par interpolation entre les valeurs des densités en fonction de la températures, figurant dans la base de données de CRNL (Chalk River National Laboratory).

3.1.1 Cœur HEU avec plaques de béryllium d'épaisseur 3.64 cm

3.1.1.1 Calcul avec la bibliothèque WIMSLIB

Pour calculer les coefficients de température des différentes régions du réacteur (effets séparés), nous avons fait varier la température de la région considérée de 10°C jusqu'à 80°C , la température des autres régions était gardée constante à la température de référence de $T = 20^{\circ}\text{C}$.

Dans le tableau 3.1, nous dressons les résultats des calculs correspondants à une variation de la température du caloporteur de 10°C jusqu'à la température du combustible. On peut remarquer que la valeur de k_{eff} ne change pas avec la température du combustible, le coefficient de température correspondant est tellement petit qu'on peut le négliger ce qui ne sera pas le cas pour LEU, (voir section 3.1.2).

Nous avons effectué les mêmes calculs pour des variations de la température du réflecteur/béryllium et du réflecteur/eau, les résultats sont dressés dans le

tableau 3.2. On remarque que la valeur de k_{eff} ($k_{eff} \approx 1.00867$) correspondant au réflecteur/béryllium ne change pas avec la température .

Tableau 3.1 Variation du coefficient k_{eff} avec la température du combustible et du caloporteur (WIMSLIB, HEU)

Temp.Combustible $^{\circ}C$	10	20	40	60	80
Temp.Caloporteur $^{\circ}C$					
10	1.00903	1.00993	1.00992	1.00993	1.00993
20		1.00867	1.00867	1.00869	1.00869
30			1.00704	1.00705	1.00705
40			1.00506	1.00506	1.00507
50				1.00278	1.00279
60				1.00022	1.00022
70					0.99741
80					0.99433

Tableau 3.2 Variation du coefficient k_{eff} avec la température du réflecteur béryllium et du réflecteur/eau (WIMSLIB, HEU)

Température $^{\circ}C$	Réflecteur/béryllium	Réflecteur/eau
10	1.00868	1.00829
20	1.00867	1.00915
30	1.00868	1.00996
40	1.00867	1.01078
50	1.00868	1.01159
60	1.00868	1.01239
70	1.00868	1.01323
80	1.00868	1.01405

Dans la figure 3.2, on résume les résultats trouvés pour les différents effets séparés pour le cœur HEU. La réactivité en ordonnée est obtenue à partir de l'équation 3.1 avec les données des tableaux 3.1 et 3.2, pour la température de référence $T_{ref} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

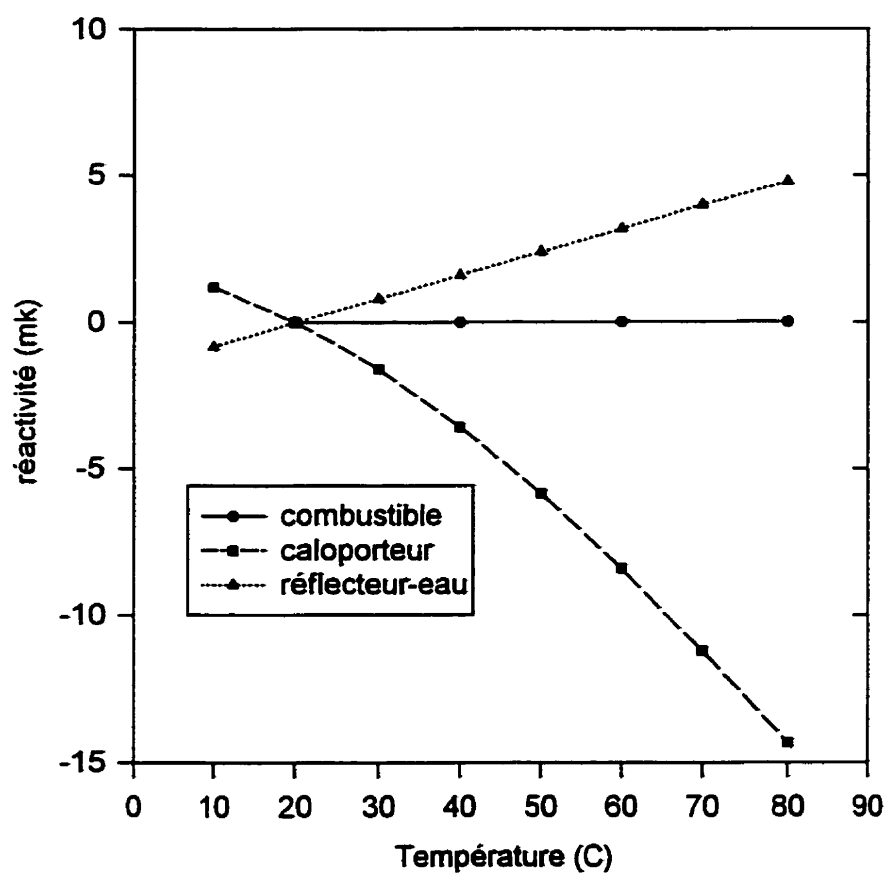


Figure 3.2 Effet de la température sur la réactivité pour HEU (WIMSLIB)

Remarques :

1- Les calculs de la densité de l'eau dans DRAGON sont effectués pour $P=1$ bar.
 Dans notre cas, le cœur du réacteur SLOWPOKE-2 se trouve à une profondeur de 451 cm, ce qui correspond à une pression P_1 (Figure 3.3) donnée par :

$$P_1 = P + \rho_{eau}gh$$

pour $T = 20$ °C; $P = 1$ bar ; $\rho_{eau} = 998$ kg/m³; $g = 9.8$ m/s²
 et $h = 4.51$ m

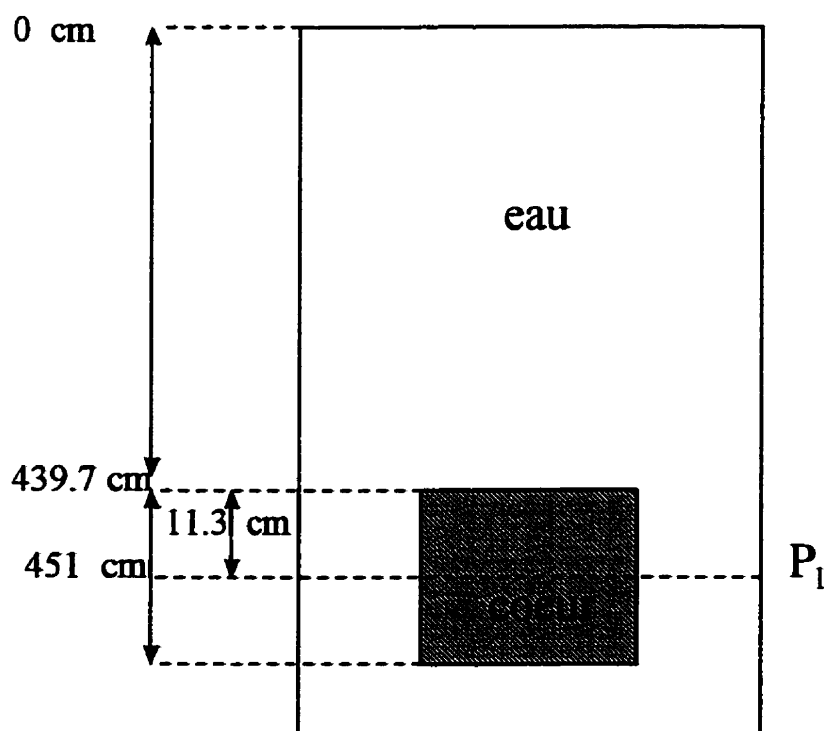


Figure 3.3 Domaine de la pression

La valeur de la pression à la mi-hauteur du cœur est alors : $P_1 = 1.435 \text{ bar}$. En cherchant , dans les tables de thermodynamique (Schmidt, 1981), la densité de l'eau correspondante à la pression 1.4 bar pour des températures variables, nous avons trouvé (comme il a été attendu à cause de l'incompressibilité de l'eau) que ces densités varient très peu avec la variation de la pression. La valeur de la densité pour $P = 1.4 \text{ bar}$ et $T = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$ est : $\rho_{\text{eau}} = 998 \text{ kg/m}^3$.

2- Dans le modèle initial du réacteur (Noceir, 1996), la frontière extérieure (où des conditions de vide sont appliquées dans TRIVAC) se situe à un diamètre de 71 cm , elle inclut l'eau de la cuve (diamètre 60 cm (Boisvert, 1976)) et une partie de l'eau de la piscine (Figure 2.2). Or, la cuve est séparée de la piscine par une paroi et le transfert de chaleur de la cuve vers la piscine prend un certain temps. En utilisant le premier modèle pour calculer le coefficient de température de l'eau de la cuve, on surestime cette valeur puisqu'en variant la température de l'eau de la cuve on fait varier aussi celle de la piscine étant donné que les deux forment la même région matérielle. Pour tenir compte de cela, nous avons subdivisé, dans un nouveau modèle, le réflecteur/eau en deux parties : la cuve et la piscine, et cela en rajoutant une cinquième région de température pour la piscine (Figure 3.4). Ce modèle sera utilisé pour calculer les coefficients de température du réflecteur/eau (cuve) et les calculs DRAGON/DONJON seront ensuite faits pour la cuve et la piscine séparément.

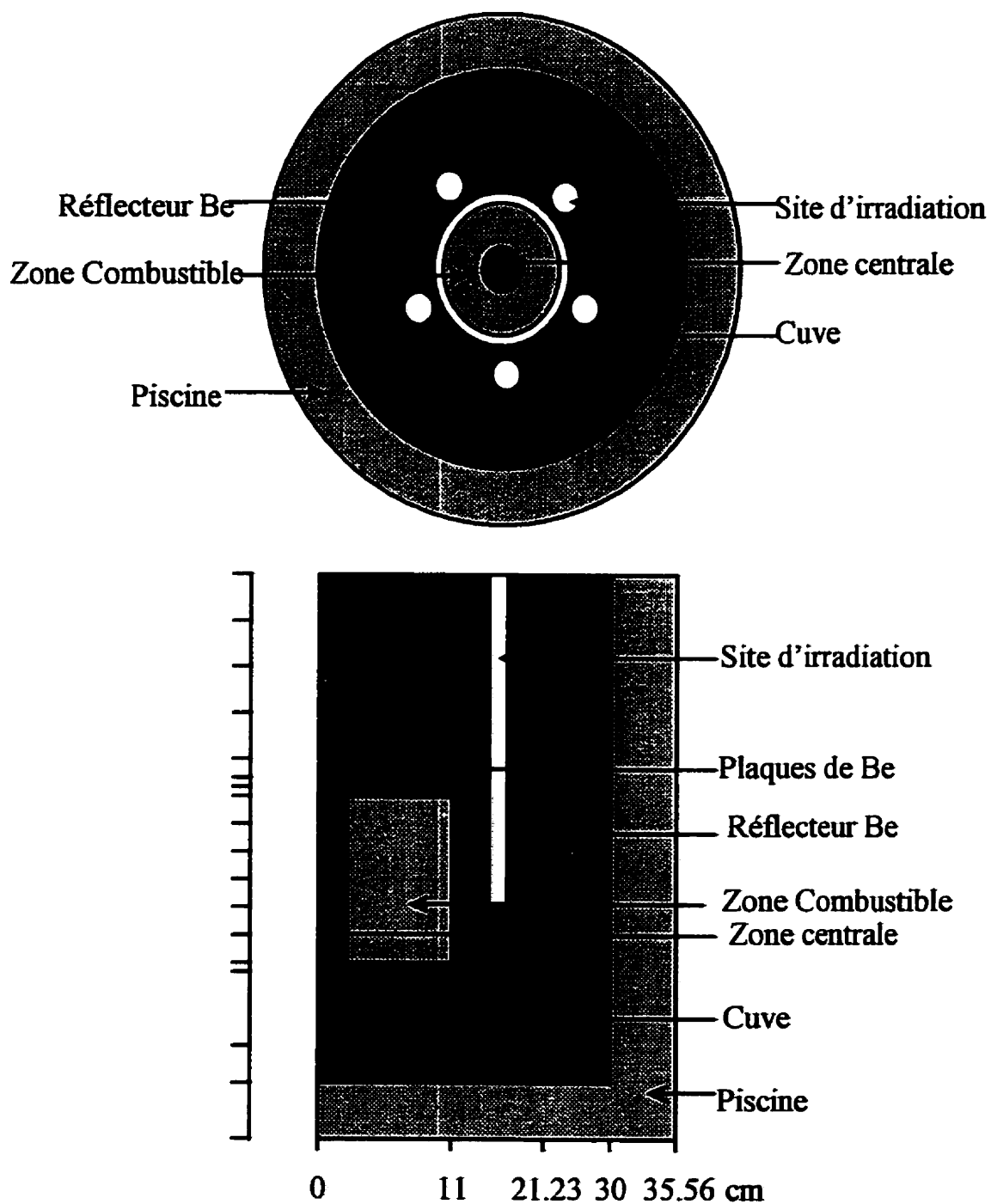


Figure 3.4 Modèle à 9 régions circulaires

Dans la figure 3.5, on représente les valeurs des réactivités du réflecteur/eau issues des deux modèles à 4 régions de température (cuve et piscine) et à 5 régions de température (cuve). On remarque qu'il y a une légère différence, due au volume d'eau, entre les deux calculs. En effet, puisque le réflecteur/eau a une rétroaction positive (Figure 3.2), la rétroaction positive augmente avec l'augmentation du volume d'eau.

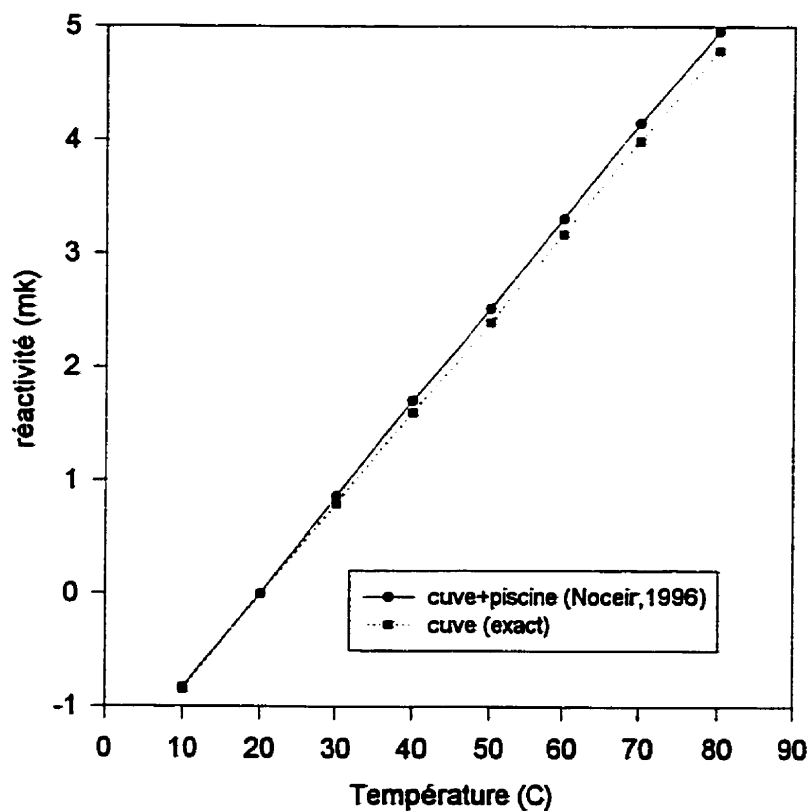


Figure 3.5 Effet de la température sur la réactivité pour différents volumes du réflecteur/eau pour HEU (WIMSLIB)

3.1.1.2 Calcul avec la bibliothèque ENDF/BV

Tous les calculs faits avec WIMSLIB ont été repris avec ENDF/BV. Les résultats sont représentés dans la figure 3.6. On constate d'après cette figure que dans le cas de ENDF/BV, le réflecteur/béryllium a un effet de température positif non négligeable. Les valeurs constantes de k_{eff} obtenues à partir de WIMSLIB peuvent s'expliquer par le fait que dans la bibliothèque WIMSLIB, les sections efficaces microscopiques du béryllium sont données pour une seule température. Donc, même si on augmente la température du béryllium dans le calcul de transport, la valeur de k_{eff} ne changera pas puisque les sections efficaces microscopiques du béryllium seront toujours les mêmes, et égales à celles correspondantes à $T = 20^{\circ}C$. Dans ENDF/BV, ces sections efficaces sont données pour plusieurs températures et quand on change la température dans le modèle, les sections efficaces correspondantes seront obtenues par interpolation entre les sections efficaces de la bibliothèque.

Tableau 3.3 Variation du coefficient k_{eff} avec la température (ENDF/BV, HEU)

Temp $^{\circ}C$	Comb	Calop	Réflecteur/Be	Réflecteur/eau
10	1.00339	1.00452	1.00335	1.00307
20	1.00345	1.00345	1.00345	1.00389
30	1.00347	1.00195	1.00355	1.00470
40	1.00346	1.00007	1.00363	1.00556
50	1.00343	0.99791	1.00371	1.00623
60	1.00351	0.99548	1.00379	1.00659
70	1.00350	0.99278	1.00385	1.00769
80	1.00346	0.98980	1.00393	1.00840

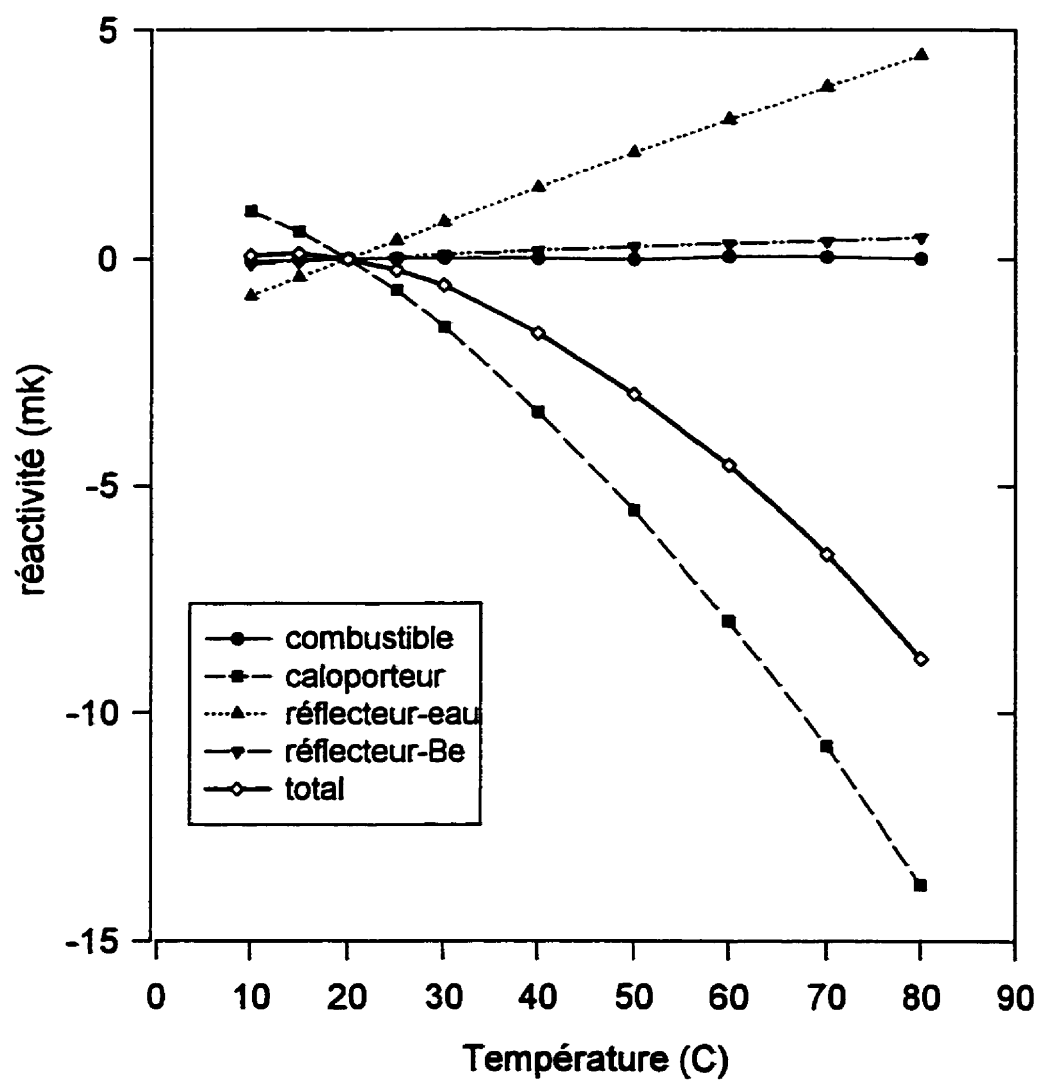


Figure 3.6 Effet de la température sur la réactivité pour HEU (ENDF/BV)

3.1.2 Cœur LEU sans plaques de béryllium

L'augmentation de la longueur des crayons de combustible dans le cas du cœur LEU (Tableau 1.2), se traduit dans le modèle de diffusion par l'élimination du plan 7 présent dans la figure 2.2. Les mêmes calculs faits pour HEU ont été repris pour LEU avec les bibliothèques WIMSLIB et ENDF/BV. Les valeurs des k_{eff} en fonction de la température sont fournies aux tableaux 3.4, 3.5 et 3.6, alors que les valeurs de la réactivité obtenues de ces calculs (eq. 3.1) pour les différentes régions de température sont représentées dans les figures 3.7 et 3.8.

On observe dans le tableau 3.4 que le k_{eff} varie avec la température du combustible d'environ 1.5 mk sur le domaine de variation escompté (i.e jusqu'à $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$)². Par ailleurs, pour une température du combustible donnée, on constate que la variation de k_{eff} avec la température du caloporteur est la même. Ceci confirme donc l'hypothèse de la superposition linéaire dans l'équation 2.52. Ainsi, lorsque l'on applique l'équation 3.1 au tableau 3.4, la même courbe est obtenue en figure 3.7, indépendamment de la température du combustible.

Un autre aspect de la linéarité est le suivant : en faisant la somme des composantes dans les figures 3.7 et 3.8, on obtient la même courbe (total) que l'on trouve en calculant avec DRAGON/DONJON le changement de k_{eff} en faisant varier uniformément la température dans tout le réacteur. Il s'agit donc bien de composantes indépendantes.

²Pour $T_{calo} = 10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ et $T_{comb} = 10 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $k_{eff} = 1.00355$

Tableau 3.4 Variation du coefficient k_{eff} avec la température du combustible et du caloporteur (WIMSLIB, LEU)

T(Comb) °C	20	40	80	120	200	240	300
T(Calo) °C							
10	1.00425	1.00406	1.00369	1.00332	1.00266	1.00235	1.00190
20	1.00399	1.00378	1.00342	1.00306	1.00239	1.00209	1.00162
30		1.00309	1.00271	1.00236	1.00169	1.00138	1.00093
40		1.00206	1.00169	1.00133	1.00066	1.00035	0.99990
50			1.00036	1.00000	0.99933	0.99902	0.99856
60			0.99873	0.99838	0.99771	0.99739	0.99694
70			0.99683	0.99648	0.99581	0.99550	0.99505
80			0.99470	0.99435	0.99368	0.99337	0.99292

Tableau 3.5 Variation du coefficient k_{eff} avec la température du réflecteur béryllium et du réflecteur/eau (WIMSLIB, LEU)

Température °C	Réflecteur/béryllium	Réflecteur/eau
10	1.00399	1.00353
20	1.00399	1.00440
30	1.00399	1.00526
40	1.00399	1.00612
50	1.00399	1.00681
60	1.00399	1.00762
70	1.00399	1.00849
80	1.00399	1.00933

Tableau 3.6 Variation du coefficient k_{eff} avec la température (ENDF/BV, LEU)

Temp °C	Comb	Calop	Réflecteur/Be	Réflecteur/eau
10	0.99772	0.99782	0.99758	0.99722
20	0.99763	0.99763	0.99763	0.99804
30	0.99754	0.99701	0.99767	0.99885
40	0.99743	0.99604	0.99769	0.99966
50	0.99732	0.99477	0.99772	1.00046
60	0.99722	0.99322	0.99773	1.00125
70	0.99712	0.99141	0.99774	1.00202
80	0.99702	0.98934	0.99775	1.00266

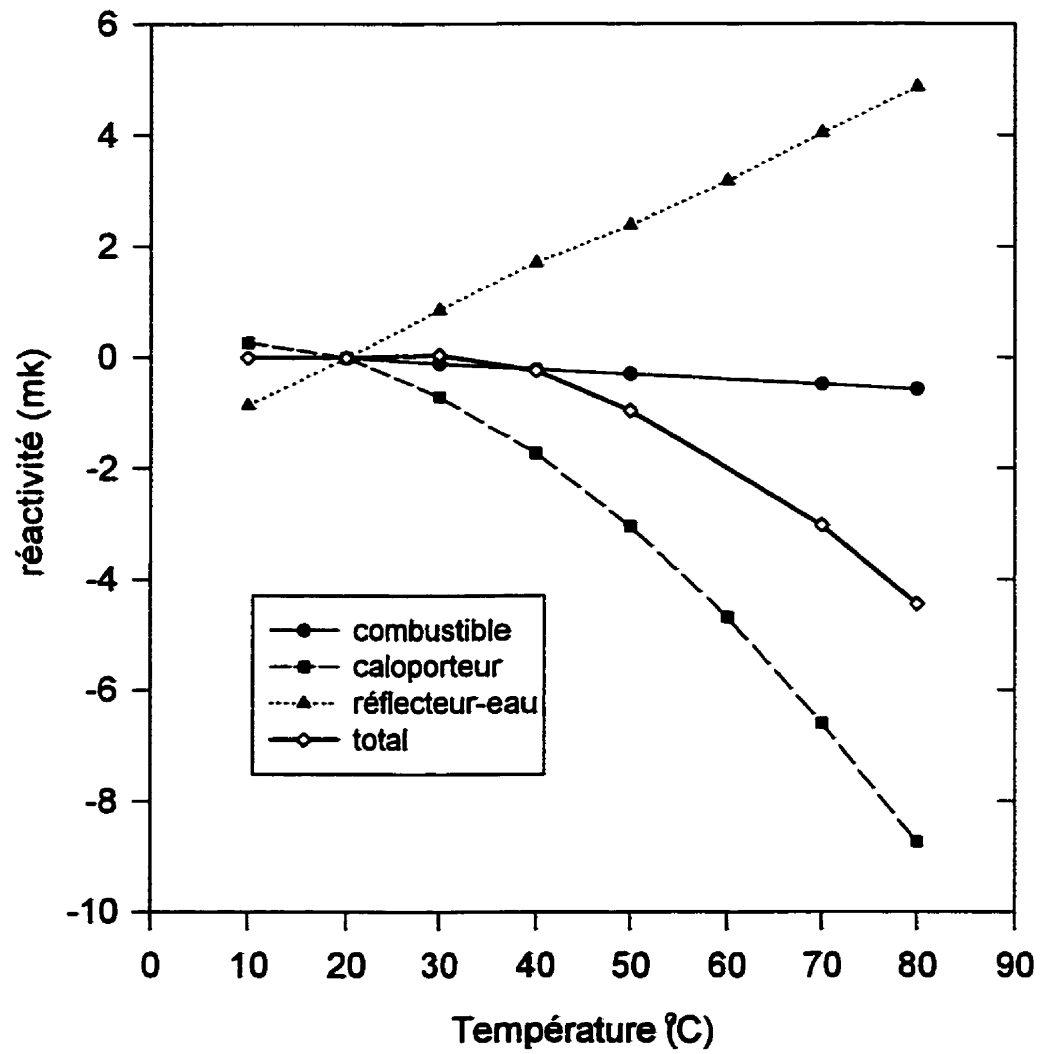


Figure 3.7 Effet de la température sur la réactivité pour LEU (WIMSLIB)

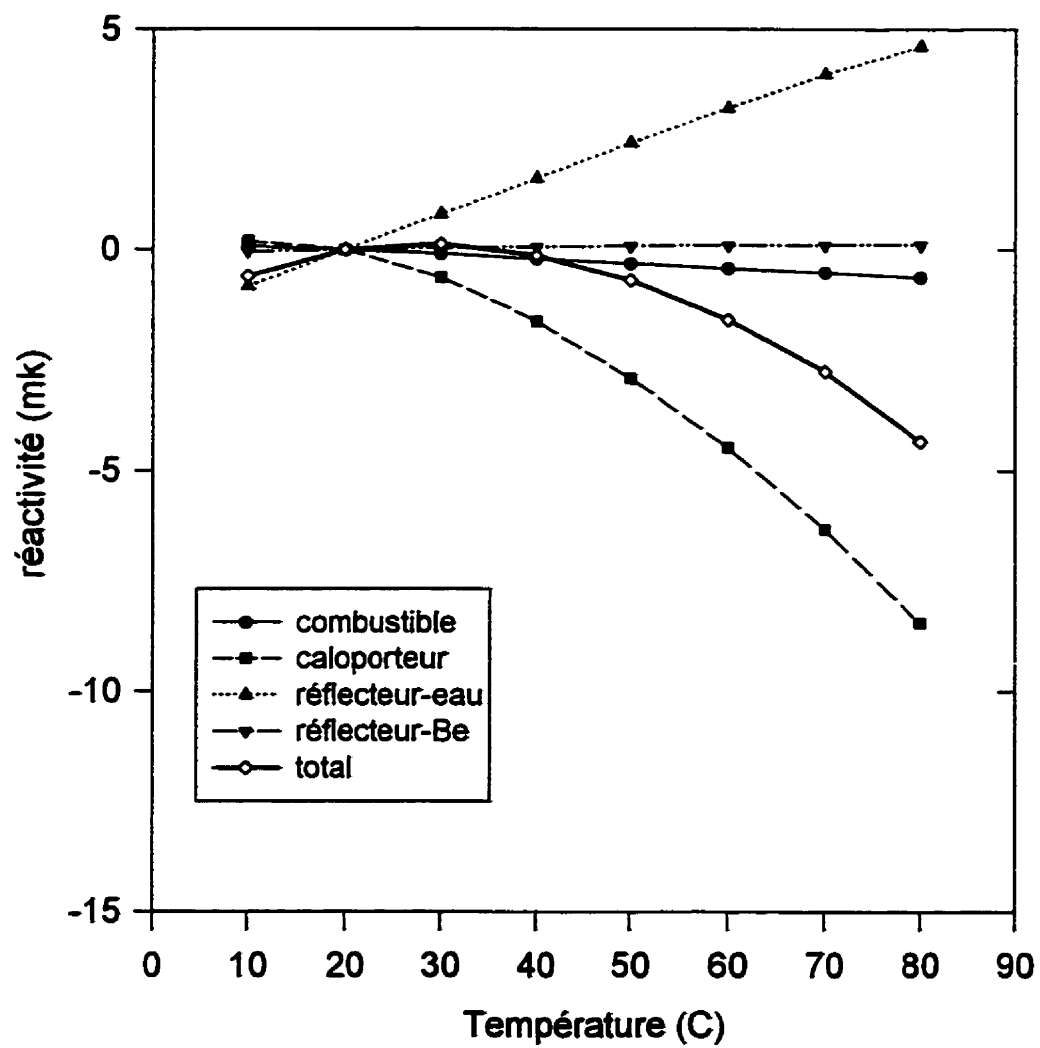


Figure 3.8 Effet de la température sur la réactivité pour LEU (ENDF/BV)

3.1.3 Coefficients de réactivité

Près de 200 calculs de diffusion différents ont dû être effectués dans DONJON pour obtenir les données des tableaux précédents, qui caractérisent les variations de réactivité avec la température dans différentes régions du domaine.

Pour déterminer les coefficients de température des différentes régions matérielles pour les deux cœurs HEU et LEU, nous avons fait un lissage par la méthode des moindres carrés des coefficients k_{eff} données dans les tableaux présentés dans la section précédente. Pour cela nous avons utilisé un programme qui fait appel aux sous-programmes donnés dans Numerical Recipes (Press, 1990). Selon le comportement de k_{eff} avec la température, il est représenté par un polynôme de second degré $k_{eff}(T) = a \cdot T^2 + b \cdot T + c$, ou par une droite linéaire $k_{eff}(T) = b \cdot T + c$. Les valeurs de ces coefficients sont regroupées dans les tableaux suivants :

Tableau 3.7 Coefficients de température pour HEU avec plaques de béryllium

Coef	Combustible		Caloporteur		Réfl/Be	Réfl/eau	
	WIMLIB	ENDF5	WIMLIB	ENDF5	ENDF5	WIMLIB	ENDF5
$a(^{\circ}C^{-2})$			-1.50E-06	-1.53E-06			
Δa			0.04E-06	0.05E-06			
$b(^{\circ}C^{-1})$	4E-07	9E-07	-8.9E-05	-7.4E-05	8.2E-06	8.19E-05	7.61E-05
Δb	1E-07	4E-07	0.4E-05	0.5E-05	0.2E-06	0.02E-05	0.08E-05
c	1.00866	1.00342	1.01103	1.00551	1.00328	1.00749	1.00238
Δc	0.00008	0.00002	0.00007	0.00007	0.00001	0.00001	0.00004

Tableau 3.8 Coefficients de température pour LEU sans plaques de béryllium

Coef	Combustible		Caloporteur		Réfl/Be	Réfl/eau	
	WIMLIB	ENDF5	WIMLIB	ENDF5	ENDF5	WIMLIB	ENDF5
$a(^{\circ}C^{-2})$			-1.52E-06	-1.53E-06			
Δa			0.04E-06	0.03E-06			
$b(^{\circ}C^{-1})$	-9.4E-06	-10.1E-06	7.2E-06	1.4E-05	2.3E-06	8.19E-05	7.86E-05
Δb	0.2E-06	0.1E-06	0.4E-06	0.3E-05	0.3E-06	0.08E-05	0.08E-05
c	1.00417	0.99783	1.00383	0.99730	0.99758	1.00276	0.99650
Δc	0.00007	0.00006	0.00007	0.00006	0.00001	0.00004	0.00004

Δa , Δb et Δc sont les incertitudes sur les coefficients a , b et c respectivement.

3.1.4 Interprétation et comparaison des résultats

3.1.4.1 Interprétation des composantes de réactivité pour les deux cœurs

On observe tout d'abord dans les tableaux 3.7 et 3.8 que les coefficients de températures relatifs aux deux cœurs sont sensiblement différents. À partir des figures (3.6 et 3.8) représentant les effets séparés de la température pour HEU et LEU, on constate que la tendance de la variation de la réactivité des différentes régions avec la température est la même pour les deux cœurs, et que la composante de réactivité la plus importante est celle du modérateur/caloporteur.

- Modérateur/caloporteur

Le modérateur/caloporteur a un coefficient de température négatif et sa contribution dans l'effet global est la plus importante. Sur le plan neutronique, l'eau légère, constituée du noyau le plus léger (isotope ^1_1H de l'hydrogène), est le matériau le plus ralentisseur pour les neutrons, avec une section efficace

de diffusion très élevée pour les neutrons. D'autre part l'oxygène a une capture des neutrons extrêmement faible, l'hydrogène est également un noyau relativement absorbant ($\sigma_a = 0.32$ barns). D'ailleurs, l'eau légère possède la section efficace macroscopique la plus forte des modérateurs utilisés dans les réacteurs ($\Sigma_a = 1.91 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) (Reuss, 1978). C'est la raison pour laquelle il faut enrichir les réacteurs à eau légère à un niveau plus élevé que les réacteurs modérés au graphite ou à l'eau lourde.

Ainsi, l'eau légère joue deux rôles différents dans un réacteur. Elle permet de ralentir les neutrons et elle en absorbe une partie.

Étant donné le rapport des volumes combustible/modérateur dans le réacteur SLOWPOKE-2, le réacteur est sous-modéré (la quantité d'eau qui sépare les crayons de combustible n'est pas suffisante pour thermaliser entièrement les neutrons). Donc, l'effet du ralentissement des neutrons est plus important dans le modérateur/caloporteur que l'effet de l'absorption. Une augmentation de la température de l'eau du modérateur/caloporteur entraîne une diminution de sa densité, et par conséquent, une diminution de la thermalisation des neutrons (diminution du nombre de chocs des neutrons avec les atomes d'eau). Ceci se traduit par une diminution de la réactivité. Cet effet domine l'effet de réactivité positif dû aux changements des sections efficaces avec la température.

On remarque des figures 3.6 et 3.8 que cette diminution n'est pas la même pour les deux cœurs, car le rapport modérateur/combustible est plus élevé

dans LEU (moins de crayons), et donc le spectre de neutrons est plus thermalisé que dans HEU. On observe donc que le coefficient de température du caloporteur dans LEU (voir coefficient b) est sensiblement plus faible que dans HEU, et une diminution de la densité de l'eau du modérateur accompagnant l'augmentation de la température aura donc un effet moindre sur la réactivité pour LEU. Les principales conséquences sont:

- Le maximum de l'excès de réactivité se produit à une température plus grande pour LEU;
- La durée de fonctionnement du réacteur à pleine puissance est plus grande pour LEU.

Par ailleurs, lors d'une transitoire rapide, l'effet de température du combustible aura une plus grande influence.

- Combustible

La rétroaction de température du combustible, essentiellement négligeable pour HEU (Tableau 3.7) devient significative pour LEU (Tableau 3.8). Cela est dû à l'effet Doppler. En effet avec l'augmentation de la température, les résonances de l'U-238 s'élargissent et l'absorption des neutrons dans le combustible augmente. L'effet Doppler cause une diminution de la probabilité d'échappement aux résonances pour des températures importantes. Plus la concentration de l'U-238 dans le combustible est importante (uranium naturel ou faiblement enrichi (LEU)) plus les conséquences de l'effet Doppler sont

importantes et plus le coefficient de température négatif est grand (Glasstone, 1981). Comme le combustible HEU comprend moins de 7% de U-238, les conséquences de l'élargissement sont presque nulles.

- Réflecteur/béryllium

Un des rôles du réflecteur/béryllium (cf. section 1.1) est de réfléchir les neutrons vers le cœur du réacteur. Son coefficient de température positif (Tableaux 3.7 et 3.8) est plus petit pour LEU comparé à HEU, car la présence en grande quantité de l'eau dans le cœur LEU a pour effet de réduire le flux de neutrons accédant au réflecteur/béryllium.

Le changement de la densité et du volume du béryllium, par rapport à la température de référence 20°C , a été étudié par Guertin (1991). Cette étude a utilisé le programme DILREA, conçu spécialement pour SLOWPOKE-2. Elle a montré que ces changements sont très faibles dans la gamme de température expérimentale (10°C à 40°C) et peuvent être négligés.

- Réflecteur/eau

Les neutrons qui parviennent à l'eau qui circule à l'extérieur du réflecteur béryllium (i.e réflecteur/eau) sont complètement thermalisés. D'un point de vue neutronique, son impact sera donc de réfléchir ces neutrons vers le cœur du réacteur. À l'inverse du caloporteur, le volume du réflecteur/eau est très important. Par conséquent les changements de réactivité dus à l'effet de densité sont minimes. L'accroissement de la réactivité du réflecteur/eau résulte principalement de la dépendance sur la température des sections efficaces.

En effet, dans le domaine thermique la section efficace d'absorption de l'eau est inversement proportionnelle à la vitesse. Une augmentation de la vitesse moyenne des neutrons résultant d'une augmentation de température entraînera une diminution de l'absorption.

3.1.4.2 Comparaison des bibliothèques de sections efficaces

Dans le tableau 3.9, nous donnons les valeurs des facteurs de multiplication effectifs k_{eff} , à la température de référence 20 °C pour les deux bibliothèques WIMSLIB et ENDF/BV.

Tableau 3.9 Facteur de multiplication k_{eff} pour HEU et LEU

bibliothèque	HEU	LEU
WIMSLIB	1.00867	1.00399
ENDF/BV	1.00345	0.99763

On remarque que ces valeurs diffèrent d'environ 6 *mk* entre les deux bibliothèques pour les deux cœurs. Il ne faut pas s'en étonner, car les bibliothèques ont été construites à des époques différentes et ne reposent pas sur les mêmes mesures. Il est difficile de dire à priori quelle bibliothèque est la meilleure.

Cependant, nous avons choisi la bibliothèque ENDF/BV, pour nos prochains calculs, pour les raisons suivantes:

- l'excès de réactivité calculé en utilisant ENDF/BV se compare mieux aux

mesures, pour les deux cœurs, que pour WIMSLIB, comme on le verra plus loin (Figures 3.11 et 3.12);

- elle contient les propriétés de certains isotopes, essentiellement le béryllium, pour plusieurs températures;
- il s'agit d'une bibliothèque plus récente que WIMSLIB.

3.1.5 Dépendance du maximum de la réactivité excédentaire sur la température

3.1.5.1 Mesures de l'excès de réactivité

La variation de l'excès de réactivité avec la température uniforme a déjà été mesurée pour en 1987 pour le cœur HEU de l'École Polytechnique (Beeley, 1987b). Avant d'effectuer les mesures, de la glace a été introduite dans la piscine pour refroidir l'eau à 12 °C. La température dans le cœur a été mesurée à l'aide de deux thermocouples placés à l'entrée et à la sortie du cœur.

Après quelques jours, la température de la piscine a atteint 12 °C. L'eau du bas de la piscine est chauffée, par la suite, par injection de vapeur chaude; sa température augmente d'environ 1 °C/heure. L'excès de réactivité est mesuré à chaque heure de deux façons différentes, par la méthode de la position critique de la barre de contrôle avec une puissance de 100 W (le réacteur est rendu critique par le déplacement de la barre, et la réactivité est calculée en fonction de la position initiale et finale de la barre) et par la mesure de la période du réacteur. Lors de la

mesure de la période, la puissance ne dépassait pas 2 kW afin d'éviter de chauffer le cœur au delà de la température de la piscine.

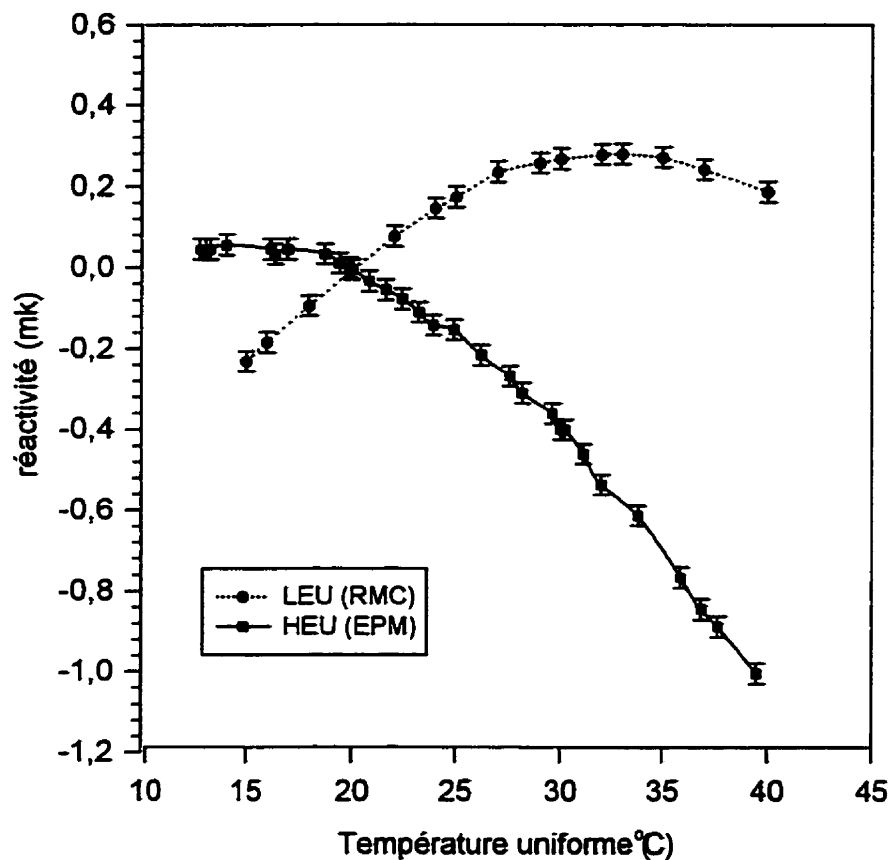


Figure 3.9 Variation mesurée de l'excès de réactivité (normalisée à $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$)

La figure 3.9 présente les valeurs de l'excès de réactivité (méthode de la côte critique), relative à la réactivité correspondante à $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, trouvées pour la moyenne des températures d'entrée et de sortie. Ces valeurs sont celles déterminées à partir

de la courbe d'étalonnage de la barre de contrôle (Beeley, 1987b). Pendant toutes ces mesures, la température de l'eau de la piscine était supérieure d'environ 1 °C à celle du cœur .

Les mesures de RMC ont été effectuées d'une façon similaire (Burbidge, 1986), sauf qu'au lieu de mesurer la réactivité en chauffant la piscine, on tout d'abord chauffé l'eau de la piscine jusqu'à 47 °C. En laissant la piscine se refroidir, l'excès de réactivité est mesuré par la méthode de la position critique de la barre de contrôle avec une puissance du réacteur de 10 W . Pour les mesures de RMC, les erreurs expérimentales sont faibles : ± 1 °C pour la température et ± 0.025 mk pour la réactivité (De Wit ,1989a). Pour HEU, on ne dispose pas des erreurs expérimentales. Cependant, puisque les deux mesures ont été effectuées par la même méthode (côte critique) nous présumons que les erreurs expérimentales seraient les mêmes que pour RMC.

Les données expérimentales de l'excès de réactivité relatives à 20 °C (Figure 3.9) peuvent être représentées par les polynômes suivants ($\rho(T)$ en mk et T en °C) :

$$(\rho(T) - \rho(20))_{HEU} = (-0.24 \pm 0.05) + (4.5 \pm 0.2) \times 10^{-2} * T - (1.65 \pm 0.08) \times 10^{-3} * T^2 \quad (3.2)$$

$$(\rho(T) - \rho(20))_{LEU} = (-1.50 \pm 0.03) + (10.8 \pm 0.2) \times 10^{-2} * T - (1.65 \pm 0.04) \times 10^{-3} * T^2 \quad (3.3)$$

Le lissage est fait par la méthode des moindres carrés.

À partir de ces équations nous avons déterminé les températures correspondantes au maximum de l'excès de réactivité et par suite la valeur de l'excès de réactivité normalisée à $T = 20^{\circ}\text{C}$ (Tableau 3.10).

3.1.5.2 Calcul de l'excès de réactivité

À partir d'un calcul DRAGON/DONJON pour différentes températures uniformes du réacteur, nous avons déterminé la variation de la réactivité pour les cœurs HEU et LEU (Figure 3.10).

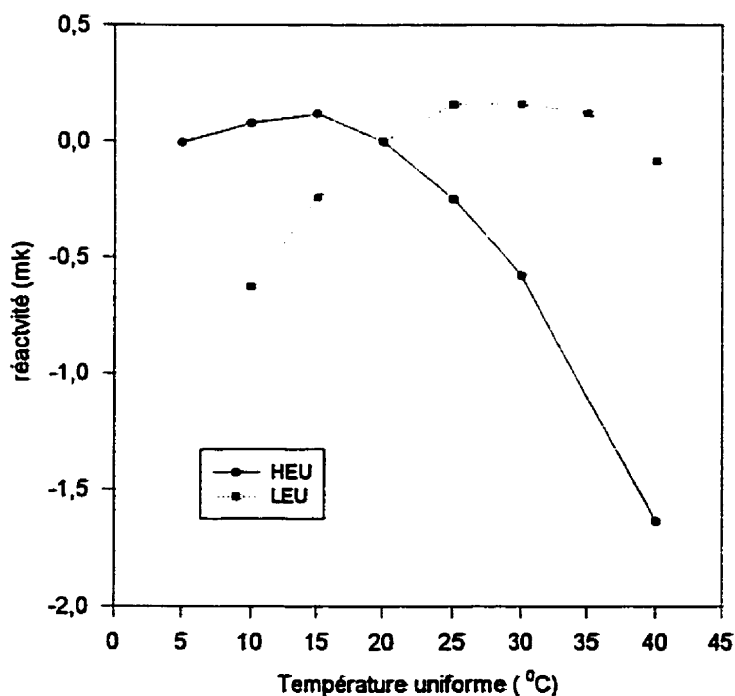


Figure 3.10 Variation calculée de la réactivité avec la température uniforme (normalisée à 20°C , ENDF/BV)

En faisant un lissage (par la méthode des moindres carrés) par un polynôme de second degré des courbes de la figure 3.10, nous trouvons les équations suivantes ($\rho(T)$ en mk et T en $^{\circ}C$):

$$(\rho(T) - \rho(20))_{HEU} = (-0.25 \pm 0.02) + (5.9 \pm 0.2) \times 10^{-2} * T - (2.34 \pm 0.05) \times 10^{-3} * T^2 \quad (3.4)$$

$$(\rho(T) - \rho(20))_{LEU} = (-1.68 \pm 0.04) + (12.9 \pm 0.3) \times 10^{-2} * T - (2.21 \pm 0.07) \times 10^{-3} * T^2$$

À partir de ces équations nous avons pu déterminer la température correspondant au maximum de l'excès de la réactivité ainsi que la valeur de l'excès de réactivité normalisée à $T = 20^{\circ}C$ (Tableau 3.10). Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant:

Tableau 3.10 Réactivité excédentaire maximum et température du maximum de réactivité pour HEU (EPM) et LEU (RMC)

Cœur	HEU			LEU		
	mesurées	calculées	autres calculs ³	mesurées	calculées	autres calculs ⁴
$T(\rho_{max})(^{\circ}C)$	13.6	12.6	10.3	32.7	29.2	12
$\rho_{max} (mk)$ normalisée à $20^{\circ}C$	0.066	0.119	0.088	0.267	0.184	

³(Guertin, 1991)

⁴(Burbidge, 1986)

3.1.6 Discussion des résultats et comparaison avec les mesures

Les figures (3.11, 3.12) montrent qu'à partir d'une température de 10°C jusqu'à 25°C , l'écart entre les mesures et les calculs est faible, mais cet écart augmente pour des températures supérieures à 25°C . Cette tendance a été trouvée dans des calculs précédents utilisant les codes WIMS/CITATION (Burbidge, 1986). Cependant, les écarts entre les mesures et les calculs étaient plus important que ceux que nous avons calculés (Tableau 3.10).

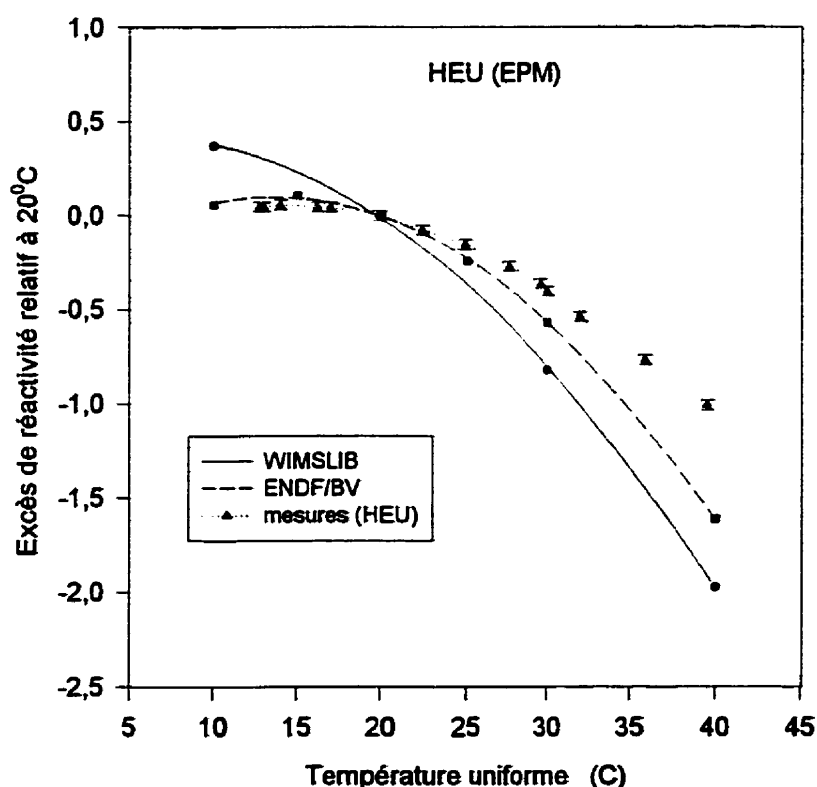


Figure 3.11 Variation mesurée et calculée de l'excès de réactivité pour HEU (EPM)

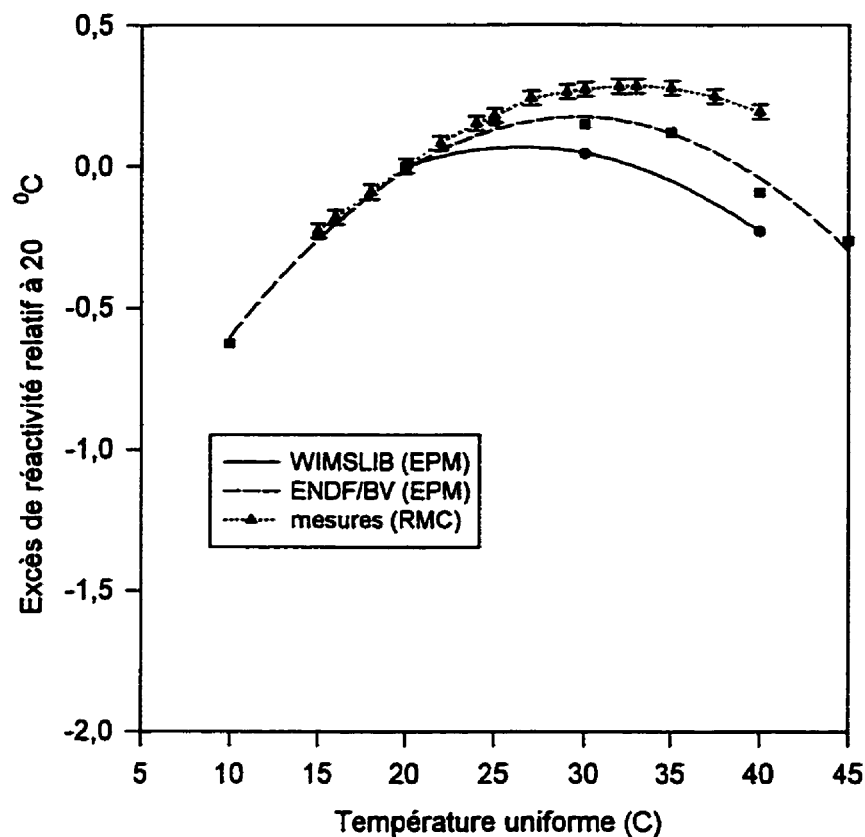


Figure 3.12 Variation mesurée et calculée de l'excès de réactivité pour LEU (RMC)

Comme il a été mentionné dans l'introduction, le réacteur SLOWPOKE-2 est un réacteur de petite taille où les fuites des neutrons sont importantes et dont la modélisation est difficile.

Afin de réduire cet écart, nous avons pensé à introduire une amélioration dans le modèle en subdivisant la région du combustible en 3 zones.

En effet dans le modèle original (Noceir, 1996), la région du combustible était

représentée par une seule zone, i.e l'homogénéisation et la condensation étaient faites sur cette seule zone. Une des façons d'améliorer le modèle est de diviser la région du combustible en plusieurs zones. Nous avons donc introduit 3 zones annulaires (Figure 3.13), et après avoir fait les changements nécessaires dans les fichiers géométrie et bibliothèque, nous avons effectué des calculs DRAGON/DONJON pour le caloporteur et pour une variation uniforme de température pour tout le cœur LEU.

Les résultats de ces calculs sont représentés dans les figures 3.14 et 3.15. En les comparant aux résultats du modèle initial, nous remarquons une amélioration des valeurs. Cependant cette amélioration reste faible comparée au coût de calcul très important pour le nouveau modèle. Par conséquent, nous avons gardé le premier modèle pour tous nos autres calculs.

Parmi les sources d'erreurs liées aux mesures pour HEU, nous pouvons citer:

- Comme nous l'avons vu dans la section 3.1.5.1, c'est l'eau du bas de la piscine qui a été chauffée, et une heure qui sépare les mesures peut ne pas être suffisante pour que la température mesurée au bas de la piscine soit uniforme dans tout le réacteur.
- Les valeurs de la réactivité sont calculées à partir de la courbe d'étalonnage de la barre de contrôle. Les erreurs sur cette courbe introduisent donc des erreurs sur les valeurs de la réactivité.

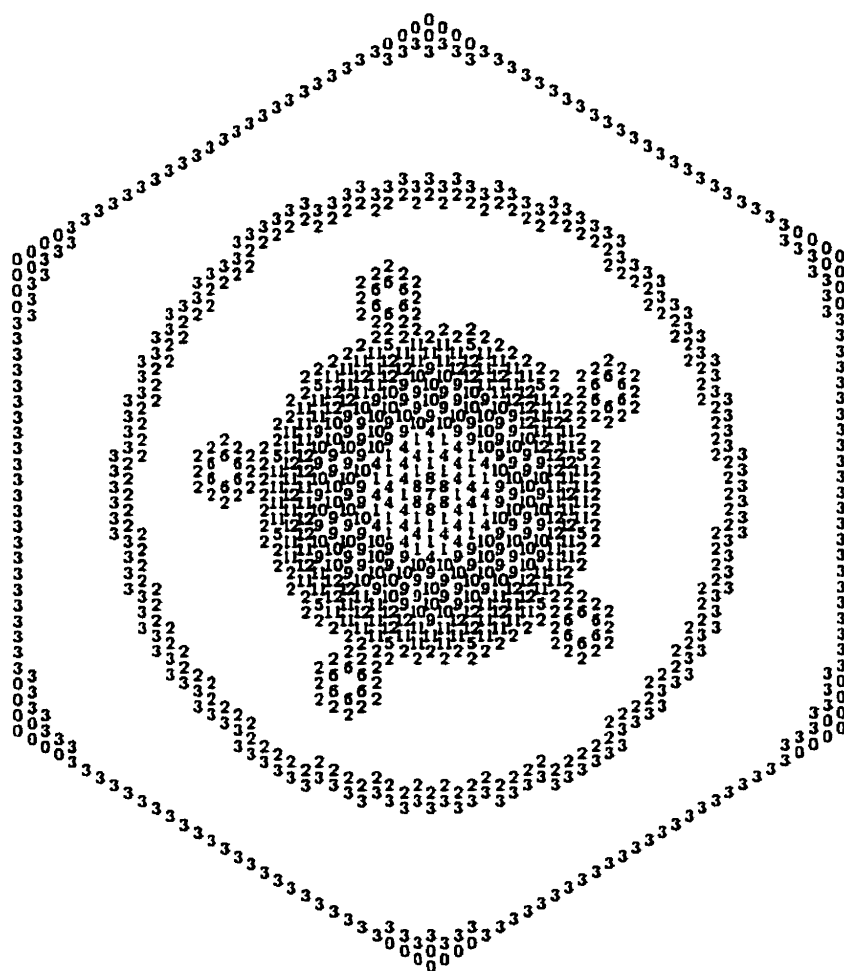


Figure 3.13 Plan 10 dans le modèle de diffusion amélioré (LEU)

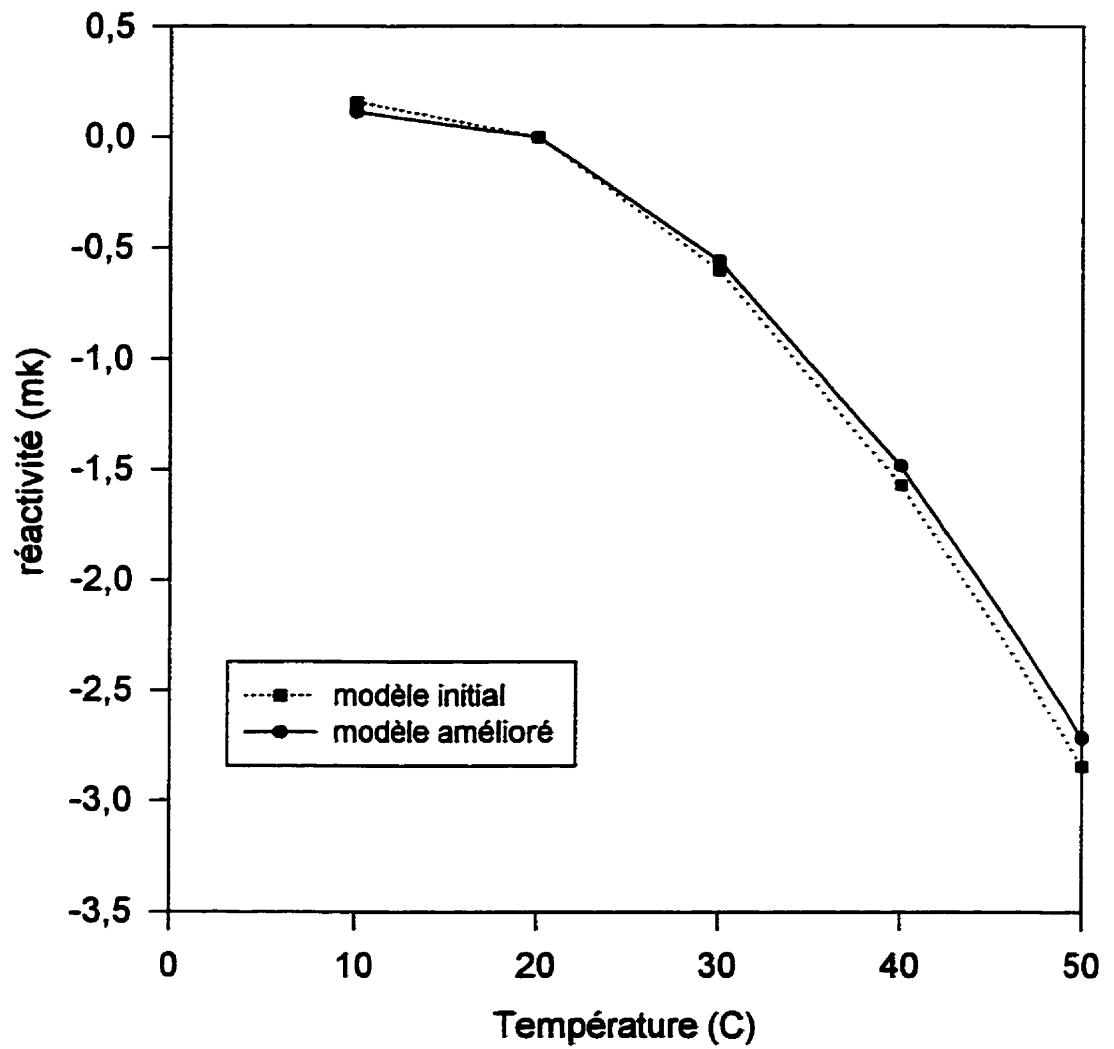


Figure 3.14 Variation de la réactivité du caloporteur en fonction de la température pour LEU (ENDF/BV)

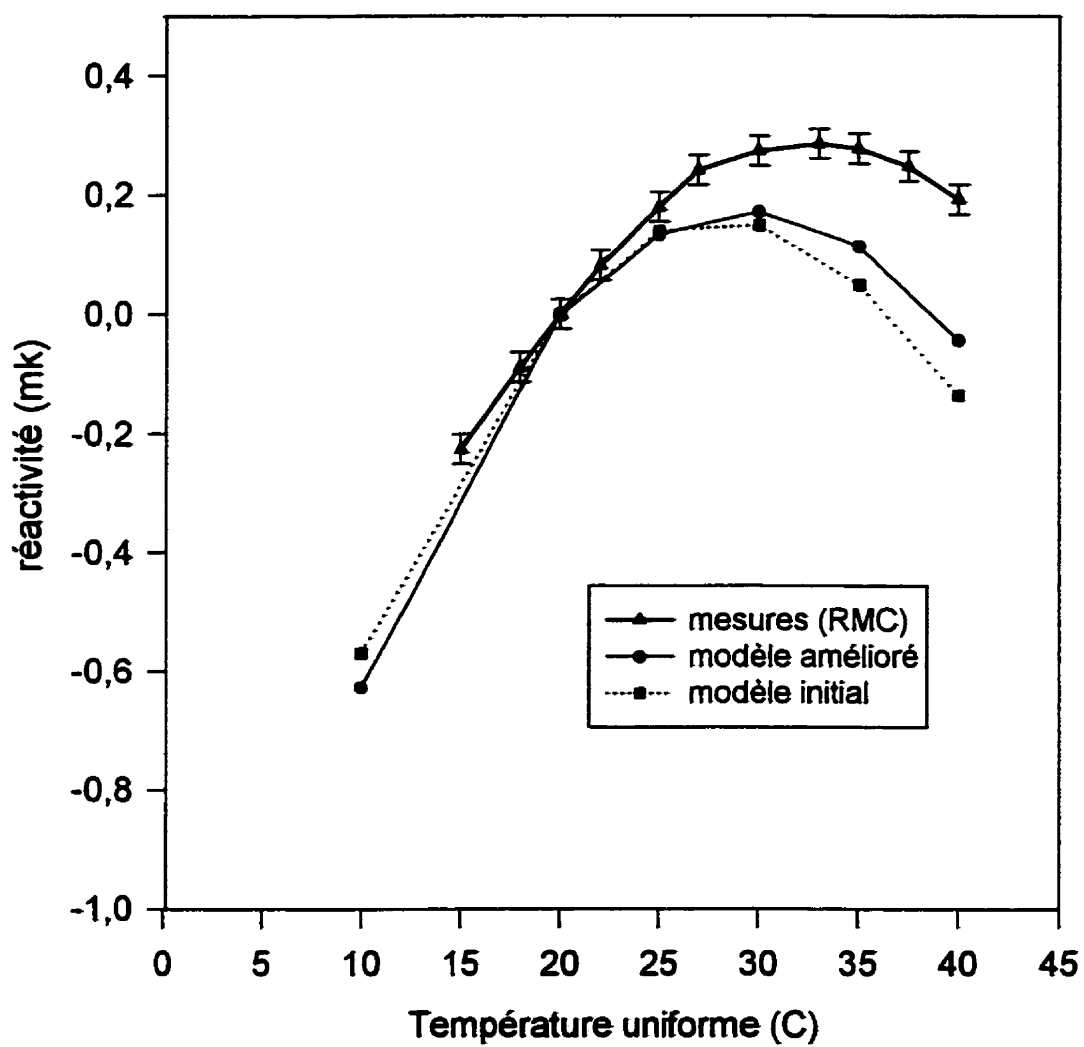


Figure 3.15 Variation de la réactivité totale en fonction de la température pour LEU (ENDF/BV)

3.1.7 Sensibilité des coefficients de température à la présence de la barre de contrôle

Tous les calculs précédents ont été faits dans DONJON avec un modèle de diffusion en 3D à 6 groupes d'énergie, et avec la barre de contrôle extraite du cœur.

L'introduction de la barre absorbante provoquera une légère distorsion de la forme du flux. Comme les coefficients de réactivité peuvent être sensibles à des variations dans la forme du flux, il nous faudra tenir compte de la position de la barre lors des mesures.

Pour étudier la sensibilité des coefficients de température à la présence de la barre de contrôle dans le cœur, nous avons effectué une série de calculs pour le cœur LEU, avec la bibliothèque ENDF/BV. Pour les calculs avec la barre, nous l'avons insérée dans le modèle jusqu'à l'endroit où le flux neutronique est maximum (Figure 3.16). Ceci correspond, d'après nos calculs, à 79 % de la pleine insertion. Dans le calcul de diffusion 3D (DONJON), les propriétés de la barre absorbante sont introduites sous forme d'incrément $\Delta\Sigma$ rajoutés aux sections efficaces homogènes des régions où la barre s'insère. Cette variation $\Delta\Sigma$ (due à la présence de la barre) est obtenue en faisant la différence des sections efficaces homogènes calculées dans DRAGON, avec et sans la barre absorbante.

La valeur de $\Delta\Sigma$ ainsi calculée dépendra de la température du milieu. Afin de vérifier la sensibilité de $\Delta\Sigma$ sur la température, nous avons effectué deux calculs DRAGON/DONJON différents avec la barre insérée à 79 %:

- Dans le premier, nous avons effectué un calcul DRAGON pour la température

uniforme 20°C , avec les propriétés nucléaires du combustible homogénéisées pour former une pâte de combustible homogène. Un deuxième calcul DRAGON, avec la barre présente nous permet de calculer les propriétés de la barre à $T = 20^{\circ}\text{C}$. Dans cette première approche, nous supposons $\Delta\Sigma$ constant. La variation des propriétés du cœur avec la température est ensuite calculée par une série de calculs DRAGON, en l'absence de la barre, et conservées dans un fichier de composition (COMPO).

Avec le fichier COMPO contenant les propriétés de la barre à $T = 20^{\circ}\text{C}$, et les fichiers COMPO des différentes températures des régions du réacteur, nous avons enfin effectué les calculs DONJON en 3D pour déterminer la variation de k_{eff} avec la température.

- Dans le deuxième calcul, on a refait les mêmes calculs DRAGON/DONJON sauf que les propriétés de la barre dans ce cas sont calculées pour toutes les températures de l'eau dans le cœur. Les résultats sont illustrés en figure 3.17.

Pour le calcul avec les propriétés de la barre à $T = 20^{\circ}\text{C}$, on observe une diminution plus importante de la réactivité avec l'augmentation de la température du caloporteur. En revanche, lorsque l'on utilise le $\Delta\Sigma$ variable avec la température, les résultats se comparent mieux aux mesures, comme il se doit.

Pour faire le calcul de diffusion, les propriétés de toutes les régions matérielles du réacteur y compris la barre sont condensées à six groupes d'énergie par rapport au spectre de neutrons. On peut alors expliquer la différence entre les deux calculs (Figure 3.17) par le fait que quand on fait un calcul de transport à une température uniforme de 20°C , les propriétés de la barre sont condensées par rapport au spectre de neutrons à 20°C ; or quand on augmente la température de la zone d'eau qui

entoure la barre, le spectre de neutrons change et par conséquent les propriétés de la barre doivent être condensées par rapport à ce nouveau spectre. Donc, cette différence entre les deux calculs peut être attribuée au changement de spectre de neutrons plutôt qu'au changement, avec la température, des sections efficaces du cadmium.

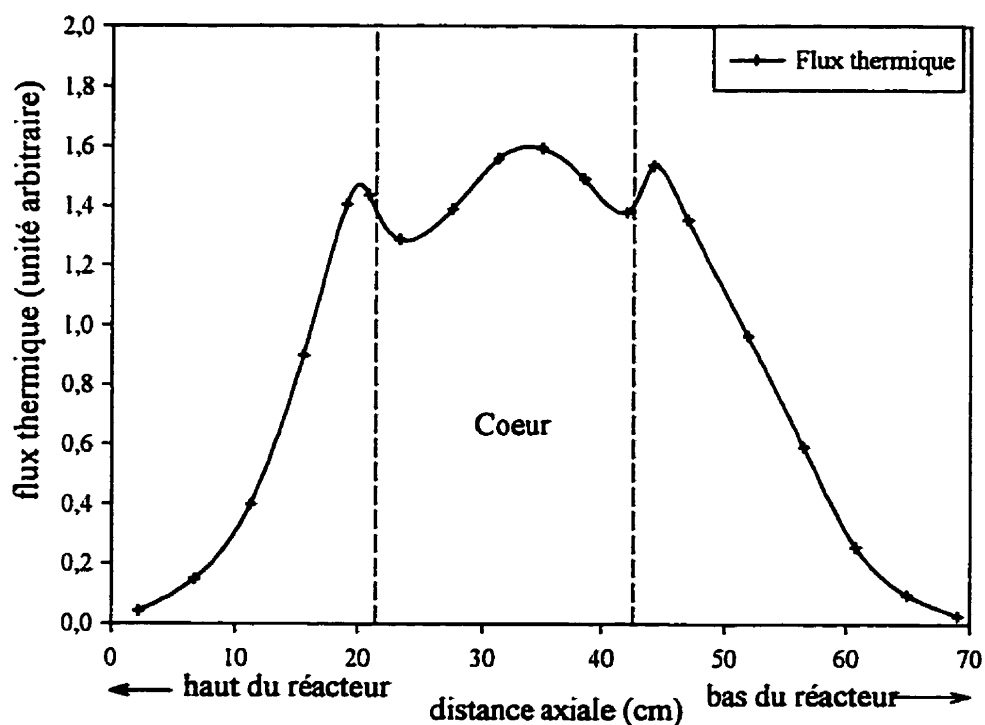


Figure 3.16 Flux thermique axial calculé dans la zone centrale du cœur LEU

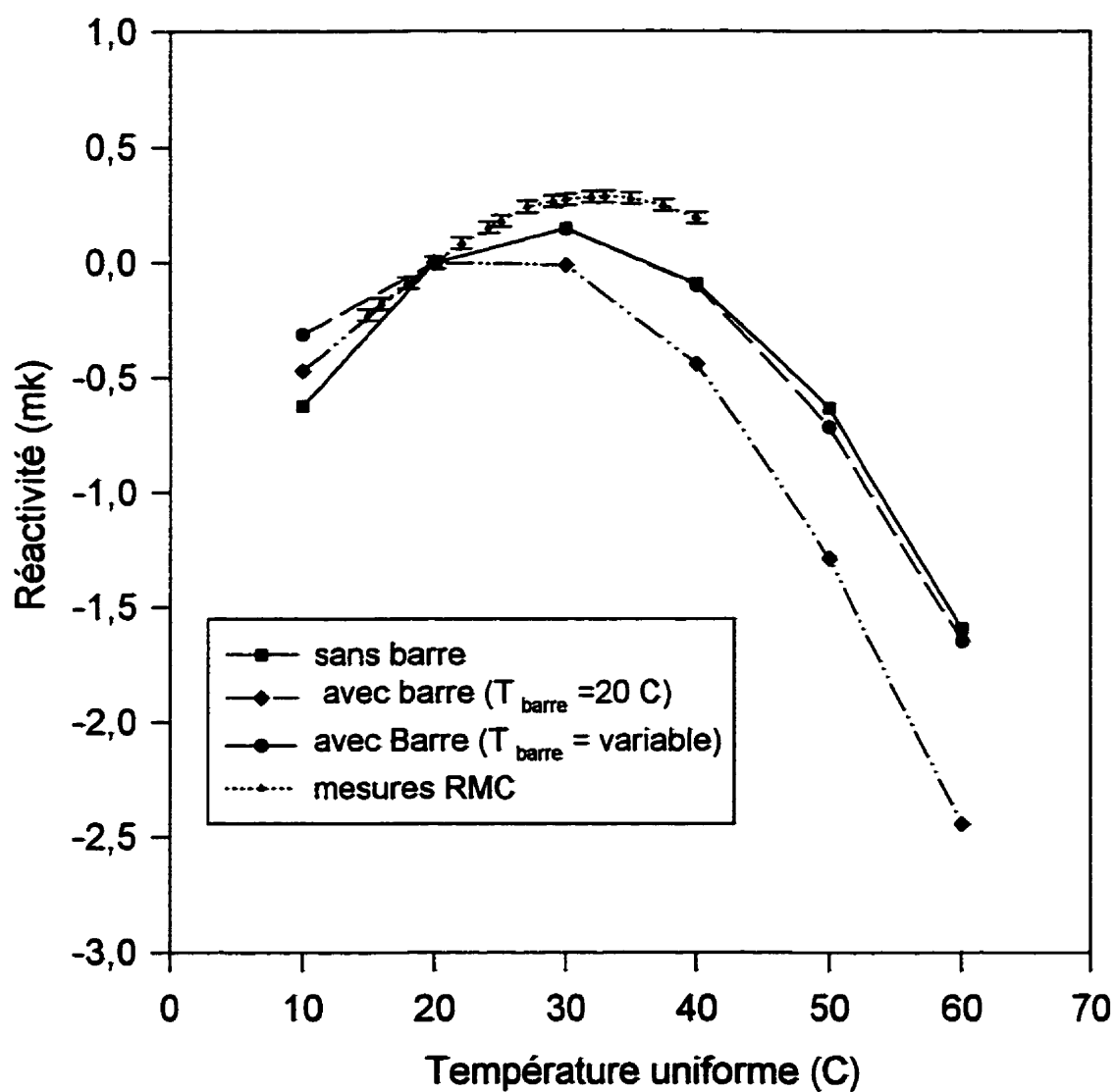


Figure 3.17 Effet de la barre sur la réactivité pour le combustible LEU (ENDF/BV, sans plaques de béryllium)

3.2 Réactivité du vide

En opération normale à pleine puissance (20 kW), la température de l'eau du cœur (modérateur/caloporteur) est généralement largement en dessous de la température de saturation qui est de l'ordre de 111 °C au niveau d'eau où se trouve le cœur ($P \simeq 1.453 \text{ bar}$ (Ražnjević, 1976)).

Pendant une excursion de puissance provoquée par le retrait de la barre, la puissance dans le cœur HEU augmente, mais elle est limitée par la rétroaction négative de l'eau qui se réchauffe. À cause de la bonne conductivité de l'uranium métallique (U-Al), la température maximale de surface des éléments de combustible ne dépasse jamais 111 °C lorsque la puissance maximale est atteinte. Le cœur LEU a un coefficient de température plus faible que le cœur HEU. Mais surtout à cause de la conductivité de l'UO₂ qui est beaucoup plus faible que celle de l'uranium métallique, la probabilité que la température des éléments de combustible dépasse 111 °C est plus grande.

Si la puissance maximale est suffisamment grande, il est toujours possible pour les deux cœurs que les températures de surface du combustible dépassent 111 °C et que l'ébullition sous-refroidie se produise. Cependant, l'ébullition se produira toujours pour des réactivités moins importantes dans le cas de LEU. Les excursions de puissance prévues pour la mise en service sont provoquées pour des variations de réactivité allant jusqu'à 4.3 mk. Quoique les mesures effectuées avec le cœur HEU en 1976 ne fournissaient pas d'indication de la présence d'ébullition, il était prévisible que pour le cœur LEU, la formation de bulles de vapeur en surface

des crayons avec le début de l'ébullition nucléée introduirait une fraction de vide significative, avec un effet de rétroaction sensible.

Ainsi, les coefficients de réactivité de vide jouent donc un rôle important lors des excursions de puissance dans le réacteur SLOWPOKE-2. Nous allons calculer ces coefficients pour les cœurs HEU et LEU.

3.2.1 Calcul de la réactivité du vide

Durant les excursions de puissance dues à de fortes réactivités excédentaires introduites dans le réacteur SLOWPOKE, la température de la gaine entourant les éléments de combustible peut excéder la température de saturation de l'eau, par conséquent la formation de l'ébullition nucléée aura lieu, et le vide se formera autour des éléments de combustible. Cependant, étant donné le degré élevé de sous-refroidissement, ces bulles resteront attachées au combustible et auront tendance à se condenser avant de se détacher. Ainsi, le vide n'est pas distribué uniformément dans le caloporteur. Pour vérifier l'effet de vide expérimentalement (voir section suivante), des calculs préliminaires dans DRAGON ont été effectués (Marleau, 1997) en insérant dans le cœur un volume du vide équivalent au volume d'eau occupé par l'eau dans la région du tube guide, cela correspond à une réduction du volume total de l'eau dans le cœur de 1.214% pour LEU et 1.292% pour HEU. Les résultats de ces calculs (Tableau 3.11) ont montré que:

- L'effet du vide est important même si la quantité introduite est faible (ex : fraction de vide de 1% seulement).

- Localiser le vide dans le tube guide de la barre de contrôle (Centre) est sensiblement équivalent à le distribuer uniformément dans le caloporteur en réduisant la densité de l'eau (Densité).

Tableau 3.11 Effet du vide pour les cœurs LEU et HEU

Type	cœur LEU		cœur HEU	
	k_{eff}	Δk_{eff}	k_{eff}	Δk_{eff}
Référence	0.9989	0.	0.9985	0.
Densité	0.9949	-3.9	0.9944	-4.1
Centre	0.9948	-4.1	0.9948	-3.6

Pour étudier l'effet du vide en 3D, nous avons fait des calculs de transport DRAGON avec une densité d'eau réduite à 99 % et 98 % dans tout le cœur, c'est à dire un vide de 1 % et 2 %. L'eau prise en compte dans nos calculs est celle entourant le combustible. Pour la zone centrale dans laquelle se déplace la barre de contrôle, la densité de l'eau n'est pas changée. À partir des propriétés nucléaires récupérées de ce calcul de transport, nous avons calculé par DONJON le coefficient de multiplication k_{eff} (Tableaux 3.12 et 3.13).

Étant donné que la température de l'eau est plus importante dans la partie supérieure du cœur, le vide est susceptible d'apparaître dans cette région en premier. Pour vérifier cet effet, nous avons effectué un deuxième calcul DONJON en divisant le cœur en deux parties pratiquement égales. Dans le modèle de diffusion (Figure 2.2), le cœur du réacteur est divisé en 6 régions axiales. Nous avons choisi les régions (8,9 et 10, pour HEU et 7,8 et 9 pour LEU) comme partie supérieure dans ce deuxième calcul, son volume correspond à 52.75 % du volume total pour

LEU, alors que pour HEU il n'est que de 51.13 % du volume total. Nous avons introduit 1 % puis 2 % du vide dans cette partie, tout en gardant la partie inférieure à la densité normale. Les résultats pour les deux cœurs HEU et LEU (Noceir, 1997) sont regroupés dans les tableaux 3.12 et 3.13.

Tableau 3.12 Réactivité du vide (mk) pour HEU (ENDF/BV) avec une épaisseur de plaques de béryllium de 3.643 cm

Réduction de la densité du caloporteur	$T_{calo} = 40^{\circ}C$	$T_{calo} = 70^{\circ}C$
1 % dans la partie supérieure du cœur	-2.46	-2.51
2 % dans la partie supérieure du cœur	-4.94	-5.03
1 % dans tout le cœur	-3.85	-3.95
2 % dans tout le cœur	-7.81	-7.99

Tableau 3.13 Réactivité du vide (mk) pour LEU (ENDF/BV) sans plaques de béryllium

Réduction de la densité du caloporteur	$T_{calo} = 40^{\circ}C$	$T_{calo} = 70^{\circ}C$
1 % dans la partie supérieure du cœur	-2.31	-2.33
2 % dans la partie supérieure du cœur	-4.55	-4.59
1 % dans tout le cœur	-3.56	-3.53
2 % dans tout le cœur	-7.00	-7.02

On remarque des tableaux 3.12 et 3.13 que la réactivité du vide est directement liée au pourcentage du vide inséré dans le cœur et que l'effet est plus important dans la partie supérieure. De plus, l'introduction de 2% de vide dans la partie supérieure n'est pas équivalent à 1% de vide inséré dans tout le cœur, même s'il s'agit essentiellement de la même quantité de vide. L'effet en réactivité est de 1 *mk* plus élevé, ce qui représente plus de 25% de l'effet. Cela est dû à la présence du réflecteur/béryllium dans le bas du cœur qui réfléchit les neutrons vers le cœur et par conséquent, diminue les fuites des neutrons. Une meilleure modélisation en transitoire sera donc de calculer séparément la fraction de vide dans les parties supérieure et inférieure, en leur attribuant chacun leur propre coefficient de réactivité. C'est ce qui sera fait dans nos calculs SLOWKIN au chapitre 6.

À partir des tableaux 3.12 et 3.13, nous avons calculé les coefficients de vide pour les deux combustibles (Tableau 3.14).

Tableau 3.14 Coefficient du vide pour les cœurs HEU et LEU

cœur	Coef (<i>mk</i> /%)
HEU	-3.85
LEU	-3.56

Ce tableau montre que le coefficient du vide est moins important pour LEU, comparé à HEU, à cause de la quantité d'eau plus importante dans le cas de LEU (moins de crayons). En effet, le volume de l'eau dans le cœur HEU est 90.7 % de celui de LEU.

3.2.2 Mesure de la réactivité du vide

Une mesure a été effectuée lors de la mise en service en 1997 afin de vérifier nos calculs de réactivité du vide. D'un point de vue purement expérimental, insérer du vide uniformément autour des éléments de combustible ou dans le caloporteur ne peut pas être réalisé. Par ailleurs, nous avons vu que l'insertion d'un volume de vide dans le tube guide est équivalent à le distribuer uniformément dans le caloporteur. Une façon de réaliser cette étude expérimentale est d'insérer une barre d'un métal peu absorbant de neutron dans le centre du cœur de telle façon à ce que l'effet de la réactivité soit dominée par le déplacement de l'eau. L'aluminium qui est un élément de faible section efficace d'absorption pour les neutrons thermiques ($\sigma_a = 0.23 \text{ b}$), peut être considéré comme transparent aux neutrons thermiques (Figure 3.18). Donc, du point de vue neutronique, l'introduction d'un même volume de vide ou d'aluminium aura sensiblement le même effet. Cela a été confirmé par un calcul de transport DRAGON (Marleau, 1997) où un volume identique de vide et d'aluminium a été inséré dans le centre du cœur. Les résultats de ce calcul sont résumés dans le tableau 3.15.

Tableau 3.15 Effet du vide pour un même volume de vide et d'aluminium dans le centre du cœur

Type	cœur LEU	
	k_{eff}	$\Delta k_{eff}(mk)$
Référence	0.9989	0.
Al (centre)	0.9948	-4.1
vide (centre)	0.9948	-4.1

Lors de la mise en service du nouveau cœur LEU dans l'École Polytechnique de

Montréal, l'effet du vide a été mesuré par le déplacement d'une barre d'aluminium de longueur 35 cm et de diamètre 1.5 cm.

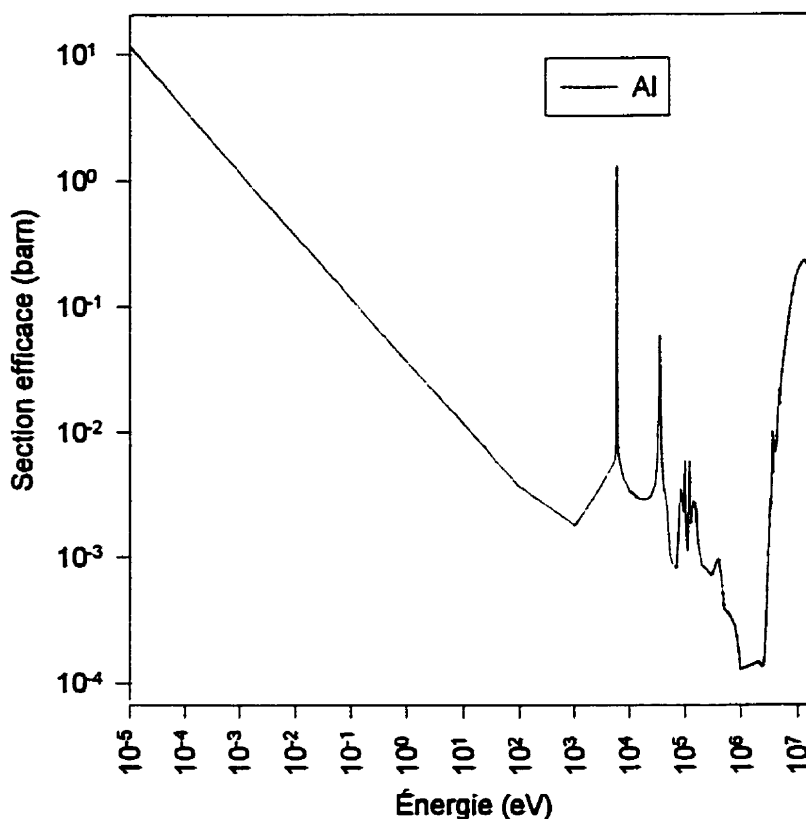


Figure 3.18 Section efficace microscopique d'absorption de l'aluminium

Le changement de réactivité a été mesuré à partir du déplacement de la barre de démarrage (Edwards, 1998) insérée dans le site d'irradiation n°5. Au début de l'expérience, la barre de démarrage est retirée jusqu'à ce que le réacteur atteigne une puissance de 50 mW. Après, on insère complètement, dans le tube guide, la

barre d'aluminium jusqu'au réflecteur/béryllium du bas du réacteur. Ainsi, la puissance décroît et la barre de démarrage se retire pour maintenir la puissance initiale constante. On retire ensuite la barre d'aluminium par pas de 5 *cm* et à chaque fois on note la nouvelle position de la barre de démarrage. L'utilisation de la courbe d'étalonnage de la barre de démarrage (Edwards, 1998) a permis de déterminer le changement de réactivité pour chaque position de la barre d'aluminium. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.16.

Tableau 3.16 Équivalent des réactivités de vide mesurées

Position de la barre d'aluminium	Insertion (<i>cm</i>)	Vide (%)	Valeur en réactivité ⁵ (<i>mk</i>)
Complètement insérée	22.7	0.52	$-1.43 \pm 0.02 \text{ mk}$
retirée de 5 <i>cm</i>	15.7	0.36	$-1.26 \pm 0.02 \text{ mk}$
retirée de 10 <i>cm</i>	11.9	0.27	$-0.97 \pm 0.02 \text{ mk}$
retirée de 15 <i>cm</i>	6.1	0.14	$-0.51 \pm 0.02 \text{ mk}$
retirée de 20 <i>cm</i>	2.4	0.05	$-0.18 \pm 0.02 \text{ mk}$
retirée de 25 <i>cm</i>	0	0	négligeable

3.2.3 Interprétation et comparaison des résultats

La position complètement insérée de la barre d'aluminium (Tableau 3.16) correspond à une insertion de 0.52% du vide dans le cœur. Pour une distribution uniforme de la même quantité du vide (0.52%), nous avons effectué un calcul DRAGON/DONJON. La valeur de la réactivité du vide trouvée est -1.80 mk .

⁵(Edwards, 1998)

À partir des 3 valeurs de réactivité calculées pour 0.52%, 1% et 2%, nous avons pu obtenir par interpolation les valeurs correspondantes aux pourcentages de vide introduits par la barre d'aluminium. Les résultats sont regroupés dans le tableau 3.17 et représentés dans le graphique 3.19.

Tableau 3.17 Réactivité en fonction du volume inséré de la barre d'aluminium et du vide

Vide (%)	Mesurées (mk)	Calculées (mk)
0.52	-1.430	-1.80
0.36	-1.260	-1.43
0.27	-0.970	-1.02
0.14	-0.510	-0.62
0.05	-0.180	-0.22

Afin d'améliorer notre modèle et de mieux simuler l'effet de la barre d'aluminium, nous avons effectué un nouveau calcul de transport DRAGON en introduisant, dans la zone centrale du cœur, un vide équivalent au volume de la barre. Dans un calcul de diffusion DONJON, utilisant les propriétés obtenues de ce calcul de transport, nous avons déplacé ce vide graduellement dans les 6 plans du cœur (Figure 2.2).

La figure 3.19 montre que les résultats obtenus du deuxième calcul (vide au centre) suivent la même tendance que les mesures effectuées avec la barre d'aluminium lors de la mise en service. L'écart entre ce deuxième calcul et les mesures est dû au fait que dans les mesures, en plus du déplacement d'eau, il y a une faible absorption des neutrons par l'aluminium. On remarque aussi que quand la barre d'aluminium atteint la partie inférieure du cœur, la réactivité change de façon moins importante. Cela s'explique par le fait que dans cette zone du cœur le réflecteur du bas

du réacteur, réfléchissant une partie des neutrons, est plus proche. Le même effet se produit pour le vide localisé dans le centre du cœur. Par contre dans le cas où le vide est distribué uniformément dans le cœur, ce changement dans la courbe ne se produit pas, car dans ce cas l'effet du réflecteur du bas du cœur est pris en considération pour tous les points.

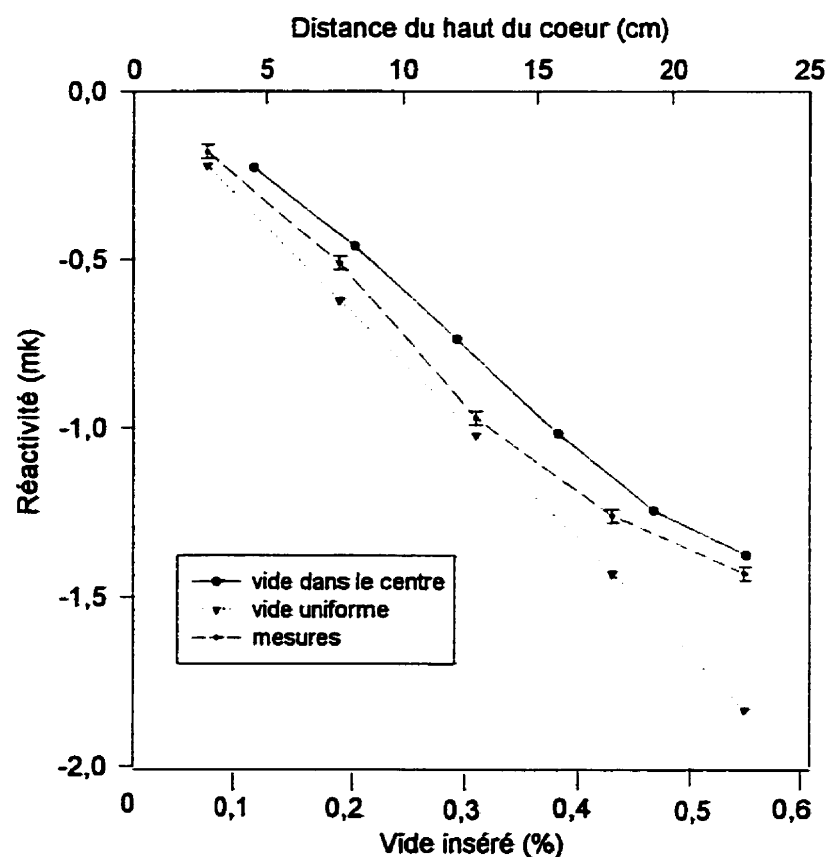


Figure 3.19 Réactivité du vide mesurée et calculée pour le cœur LEU (Barre de contrôle extraite du cœur)

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DE LA BARRE DE CONTRÔLE ET CALCUL DES AUTRES PARAMÈTRES DE CINÉTIQUE

Les coefficients de réactivité du chapitre précédent nous permettent de calculer la réactivité dynamique au cours d'une transitoire. Comme nous utiliserons la cinétique ponctuelle, il faudra également calculer les deux autres paramètres de cinétique,

β et Λ . De plus, certaines transitoires seront provoquées par des déplacements de la barre de contrôle, ou encore, certaines mesures en réactivité seront établies en rapport au déplacement de la barre de contrôle en automatique.

Il nous faudra donc modéliser correctement la barre de contrôle. D'ailleurs, c'est par le retrait de la barre de contrôle que l'on a provoqué les excursions de puissance observées durant les essais de mise en service et qui seront simulées avec SLOWKIN au chapitre suivant.

Dans les calculs de sûreté, on doit s'assurer qu'il n'y aura jamais d'assèchement ("Dry out") de la gaine du combustible au cours d'une transitoire accidentelle. Pour LEU (RMC) avec une épaisseur de plaques de 1.6 mm, le retrait complet de la barre de contrôle peut insérer jusqu'à 3.15 mk (Burbidge, 1986) de réactivité positive : c'est la transitoire la plus forte envisageable.

Dans ce cas, la puissance augmenterait (divergence) jusqu'à ce que les effets de rétroaction prennent effet. On observe alors un maximum de puissance, d'en-

viron 4 fois la pleine puissance (à 3 *mk* la puissance atteinte à RMC est 72 *kW* (Burbidge, 1986)), avant qu'elle ne diminue due à l'augmentation continue de la température de l'eau de la cuve. Ce maximum est atteint après 4.5 minutes.

La simulation d'une telle transitoire lente est possible avec la cinétique ponctuelle, en utilisant les coefficients de réactivité calculés dans le chapitre précédent dans le modèle simplifié de SLOWKIN (Rozon, 1997). Cependant, l'assèchement est un phénomène local, et il nous faut donc connaître la distribution de la puissance, en particulier le rapport maximum/moyenne qui détermine la puissance au point chaud.

4.1 Calcul de la distribution de puissance (3D)

Dans le modèle SLOWKIN (cf. chapitre 5) le cœur du réacteur est subdivisé en M régions axiales. Afin de calculer la fraction de puissance $f_{\phi m}$ (eq. 2.56) produite à chaque élévation m , nous avons divisé le cœur axialement en 13 plans dans le modèle de diffusion (Figure 2.2). Après avoir fait le calcul DONJON, nous avons utilisé le module RESEAU de DONJON pour récupérer les flux, pour les six groupes d'énergie, de chacun des crayons de combustible dans chaque élévation du cœur. À partir de ces flux et du facteur H , obtenu de DRAGON et contenu dans le fichier COMPO, nous avons calculé la puissance, normalisée à 20 *kW*, de chaque crayon par l'expression (eq. 2.25) (Noceir, 1997) :

$$P = \langle H, \Phi \rangle \cdot f_n \quad (4.1)$$

où $H = \kappa \Sigma_f$ avec κ l'énergie totale produite par fission;

f_n : facteur de normalisation (eq. 2.26).

Nous avons ensuite calculé pour chaque plan, les puissances moyennes et maximales, normalisées à 20 kW. Le facteur de forme radial est défini par le rapport de la puissance maximale des crayons sur la puissance moyenne de tous les crayons, les valeurs trouvées pour HEU et LEU sont regroupées dans les tableaux 4.1 et 4.2. Dans le cas où l'ébullition a lieu, il faut s'assurer que le flux de chaleur ne dépasse, en aucune élévation m du crayon, le flux de chaleur critique. Cette vérification est faite dans SLOWKIN, et le rapport minimal du flux de chaleur critique $MCHFR$ est calculé par:

$$MCHFR = \min \left(\frac{CHF_m(t)}{\bar{f}_{rad} \cdot \bar{q}_m(t)} \right) \quad (4.2)$$

où:

- CHF_m (kW/m²) : flux de chaleur critique pour l'élévation m , qui peut être estimé pour SLOWPOKE par la corrélation suivante (Winfield, 1998):

$$\begin{aligned} CHF_m(t) &= 580 + 11 \cdot \Delta T_{sub}(t) \\ &= 580 + 11 \cdot (T_{sat} - T_{2,m}(t)) \end{aligned} \quad (4.3)$$

- $\Delta T_{sub}(t)$: température du sous-refroidissement du liquide (°C);

- T_{sat} : température de saturation (°C);

- $T_{2,m}(t)$: température de l'eau à l'élévation m ($^{\circ}C$);
- $q_m''(t)$: flux de chaleur pour l'élévation m (kW/m^2);
- f_{rad} : facteur de forme radial.

Donc l'assèchement à l'élévation m se produira si $f_{rad} \cdot q_m''(t) = CHF_m(t)$.

Tableau 4.1 Puissance maximale des crayons par plan et facteurs de forme radials (barre retirée)

	sans plaque Be		plaques Be e=3.64 cm	
Cœur	$P_{max}(W)$	f_{rad}	$P_{max}(W)$	f_{rad}
HEU	7.22	1.26	7.10	1.26
LEU	13.49	1.55	13.28	1.55

Tableau 4.2 Puissance maximale des crayons par plan et facteurs de forme radials (barre insérée à 79%)

	sans plaque Be		plaques Be e=3.64 cm	
Cœur	$P_{max}(W)$	f_{rad}	$P_{max}(W)$	f_{rad}
HEU	7.23	1.26	7.11	1.26
LEU	12.91	1.48	12.70	1.48

Pour étudier l'influence des plaques de béryllium et de la barre de contrôle sur la puissance des crayons, nous avons fait des calculs des puissances maximale et moyenne des crayons pour chaque plan avec et sans la présence des plaques et de la barre. Les résultats pour HEU et LEU sont représentés dans les figures 4.1 à 4.4.

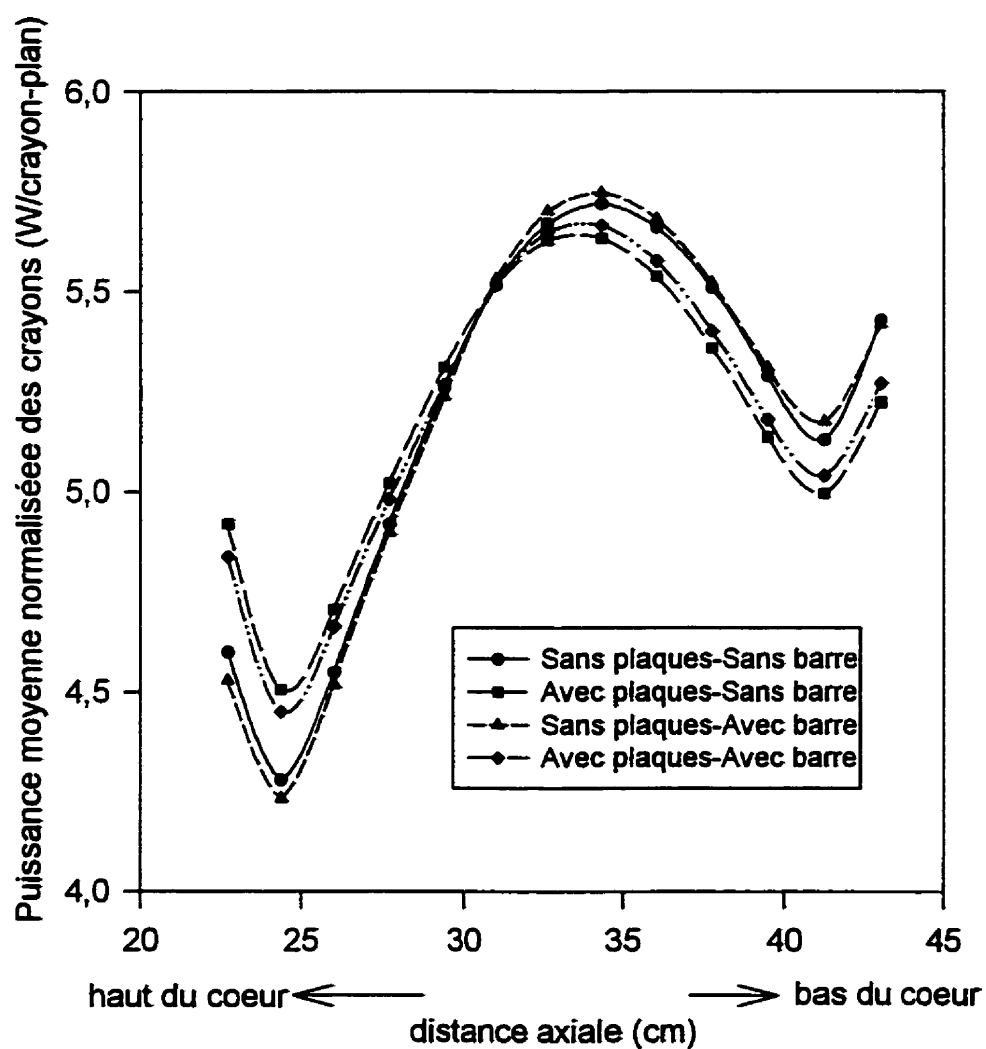


Figure 4.1 Puissance moyenne normalisée des crayons par plan (HEU)

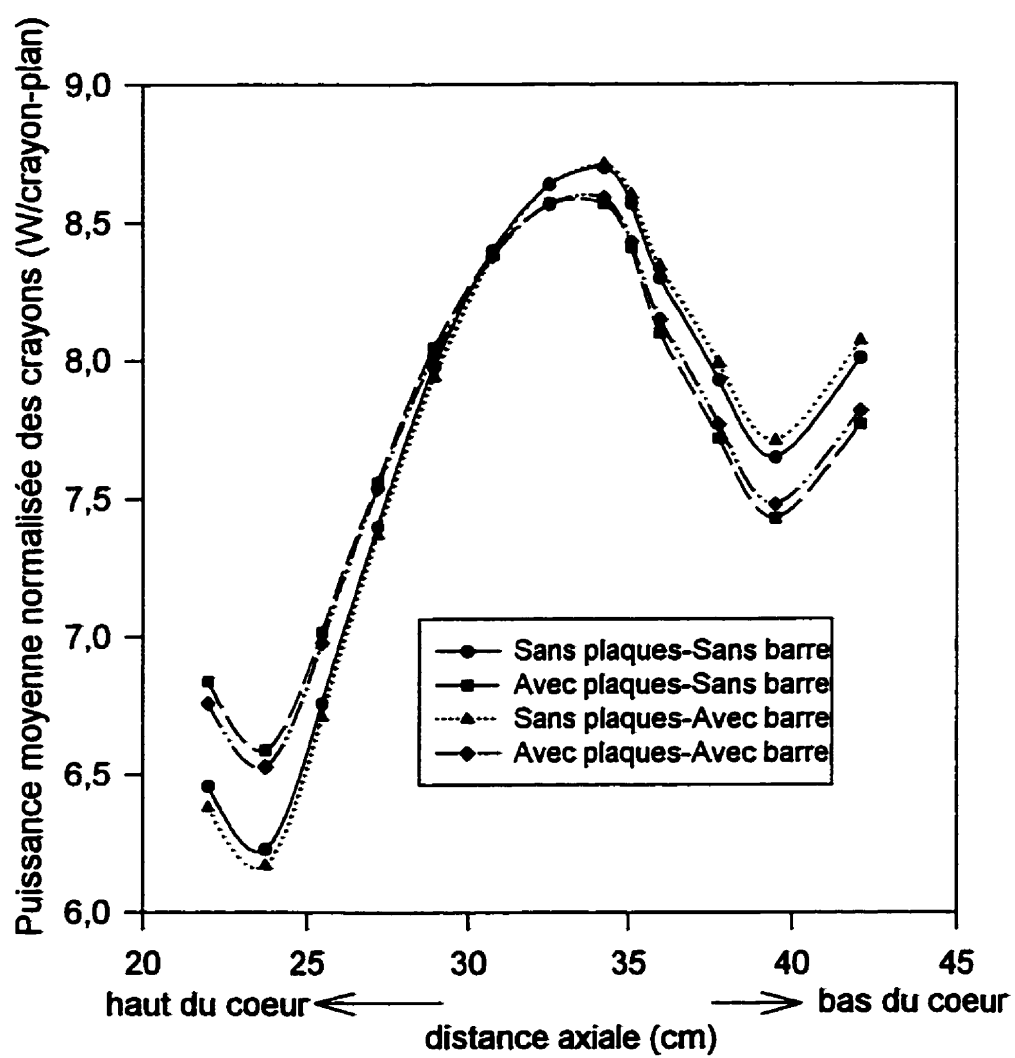


Figure 4.2 Puissance moyenne normalisée des crayons par plan (LEU)

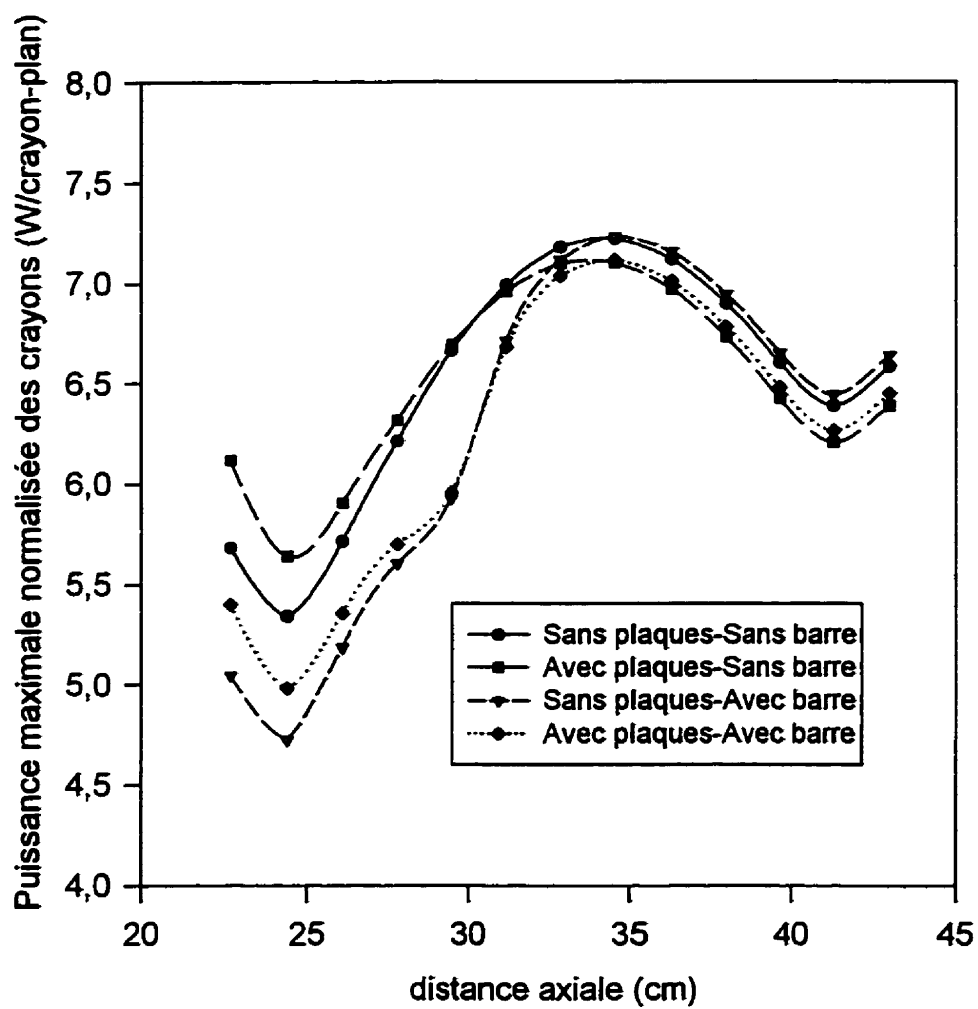


Figure 4.3 Puissance maximale normalisée des crayons par plan (HEU)

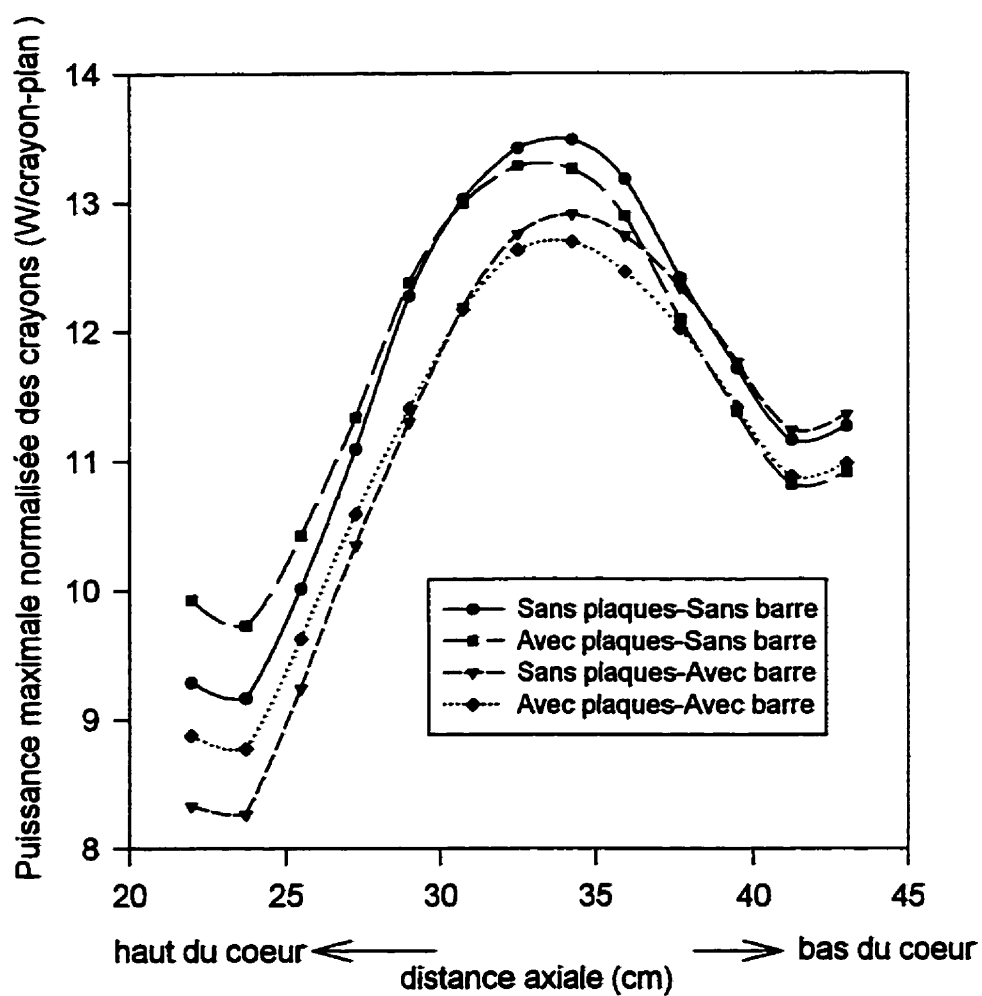


Figure 4.4 Puissance maximale normalisée des crayons par plan (LEU)

Nous constatons de ces figures que les puissances du premier et du dernier plan sont plus grandes que celles des plans avoisinants, et que cette différence est plus importante dans le cas de HEU pour le premier plan. Cela est dû à la présence de la couche d'eau (ou plaques de béryllium) réfléchissante de neutrons pour le premier plan et au réflecteur du bas du cœur dans le cas du dernier plan. Pour le premier plan, cette différence est plus importante dans le cas de HEU à cause de la présence de la couche d'eau du plan 7 (Figure 2.2). Nous avons déduit des ces calcul que le maximum de la puissance se produit, pour les crayons entourant la zone centrale du cœur, et pour le plan situé au dessous du milieu du cœur.

À cause du rapport modérateur/combustible plus important pour LEU, les neutrons sont plus thermalisés et par conséquent, la présence de la barre de cadmium, absorbante de neutrons thermiques, fait diminuer la puissance maximale (effet d'aplatissement) (Tableau 4.2).

4.1.1 Distribution de la puissance

La fraction de vide dans le cœur est calculée dans SLOWKIN pour un crayon moyen. Cependant, il y a des crayons dans le cœur qui ont une puissance supérieure à la puissance moyenne des crayons, d'où la possibilité d'ébullition nucléée pour ces crayons (cf. 2.7.2). Pour tenir compte de cet effet dans SLOWKIN, nous avons calculé, dans DONJON, la puissance de chaque crayon dans le cœur puis nous avons regroupé ces puissances dans un histogramme avec dix intervalles de puissance, de même largeur, comprises entre les valeurs minimales et maximales de ces puissances.

Les résultats pour le cœur HEU avec plaques de béryllium, et LEU sans plaque sont représentés dans les figures, 4.5 et 4.6 sous forme d'histogrammes.

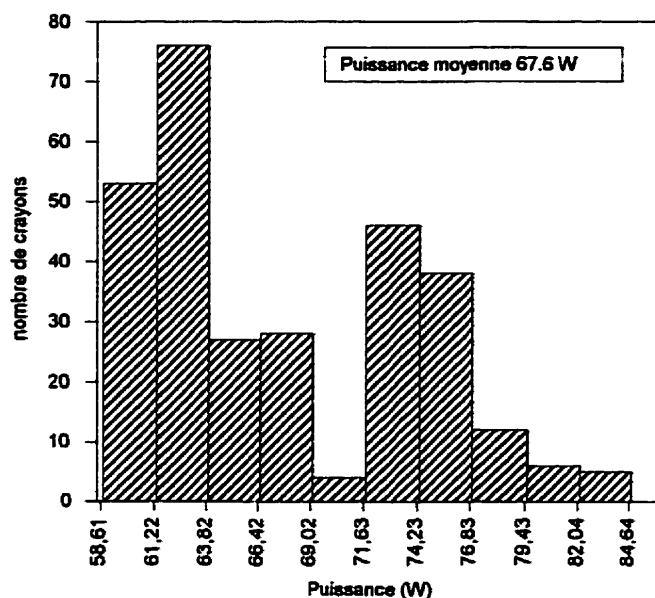


Figure 4.5 Distribution de la puissance des crayons pour HEU

4.1.2 Rapport de puissance P^{LEU}/P^{HEU}

La pleine puissance (100%) correspond à un flux de neutrons de $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$. Ce flux est lu par le détecteur de neutrons placé dans le réflecteur en béryllium près du site d'irradiation n°2 (Boisvert, 1976). À cause de la forme du flux, cette valeur n'est pas la même pour HEU et LEU. Pour déduire le rapport entre ces deux valeurs, nous avons utilisé le module DETECT dans DONJON pour calculer le flux dans le détecteur pour les deux cœurs. Le détecteur de neutrons est de type Cadmium

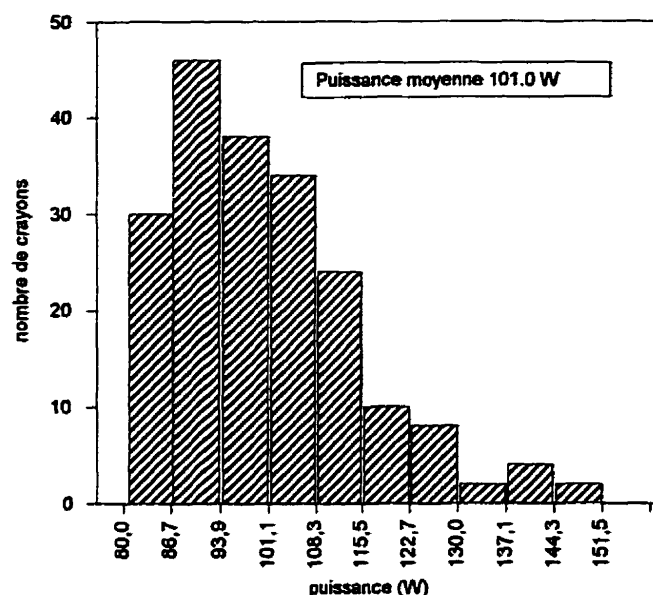


Figure 4.6 Distribution de la puissance des crayons pour LEU

dont la partie sensible fait 20.32 *cm* de longueur et 0.9 *mm* de diamètre. Les sections efficaces d'absorption du Cadmium-113 pour les six groupes d'énergie ont été calculées par activation du cadmium dans le site du détecteur par DRAGON (Varin, 1997). En introduisant ces valeurs de sections efficaces d'absorption, la longueur du détecteur ainsi que sa position dans le fichier DONJON et en utilisant le module DETECT, nous avons pu déterminer le rapport suivant :

$$P^{LEU}/P^{HEU} = 1.053 \quad (4.4)$$

D'après ce rapport, si la puissance du réacteur était de 20 *kW* dans le réacteur

LEU avec un flux de 10^{12} n/s/cm^2 au détecteur, elle sera de 18.99 kW dans le réacteur HEU.

4.1.3 Distribution radiale du flux pour LEU

La figure 4.4 montre que le maximum de la puissance se produit à la position $z = 34.23 \text{ cm}$ du cœur, ce qui correspond au plan 10 dans le modèle de diffusion (Figure 2.2). Nous avons choisi la diagonale qui passe par un des sites d'irradiation (Figure 4.7) pour étudier la variation du flux radialement dans le cœur LEU.

Les calculs ont été faits sans plaques de béryllium, sans barre et avec barre de contrôle insérée jusqu'à 79% (Figures 4.8 et 4.9). La figure 4.8 montre que:

- dans l'eau de la zone centrale, le nombre de neutrons thermiques est important. En effet cette zone agit comme ralentisseur de neutrons. Par conséquent les puissances des crayons qui l'entourent sont les plus importantes.
- la barre de contrôle a un effet local important sur le flux thermique dans la zone centrale. L'absorption des neutrons thermiques par la barre fait diminuer le flux dans cette zone, ce qui se traduit par une diminution de la puissance des crayons avoisinants la zone centrale (puissance maximale) et par suite le facteur de forme diminue : c'est l'effet d'aplatissement (Tableau 4.2).
- le flux thermique est maximum dans le site d'irradiation situé dans le réflecteur/béryllium.

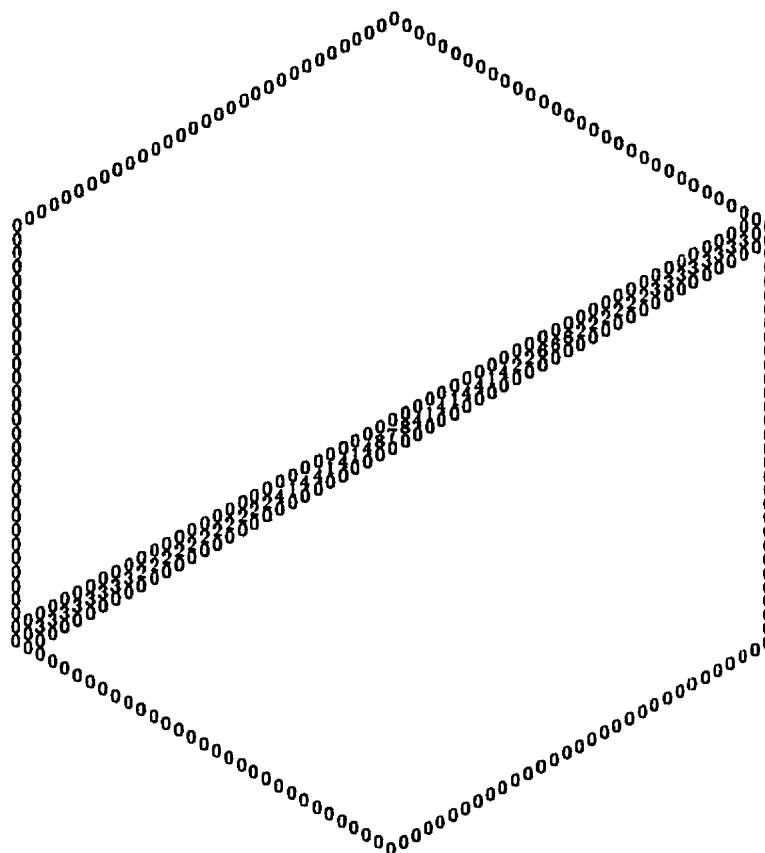


Figure 4.7 Configuration du plan 10 pour le calcul de la distribution radiale du flux (LEU)

Nous avons récupéré les flux dans les endroits de numéros différents de 0.

- 1 : combustible;
- 2 : réflecteur/béryllium;
- 3 : réflecteur/eau;
- 4 : modérateur/caloporteur;
- 6 : site d'irradiation;
- 7,8 : eau de la zone centrale.

- à cause de l'absorption des neutrons thermiques par le combustible, le flux de neutrons diminue dans les sites où il y a les crayons de combustible.

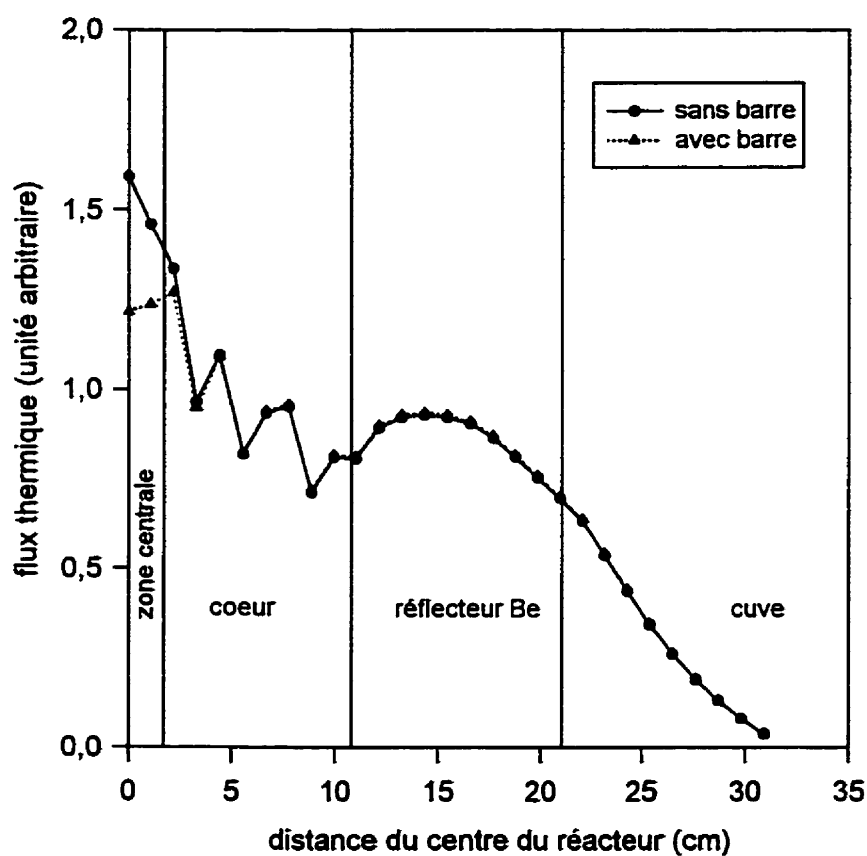


Figure 4.8 Distribution radiale du flux thermique pour LEU (plan 10)

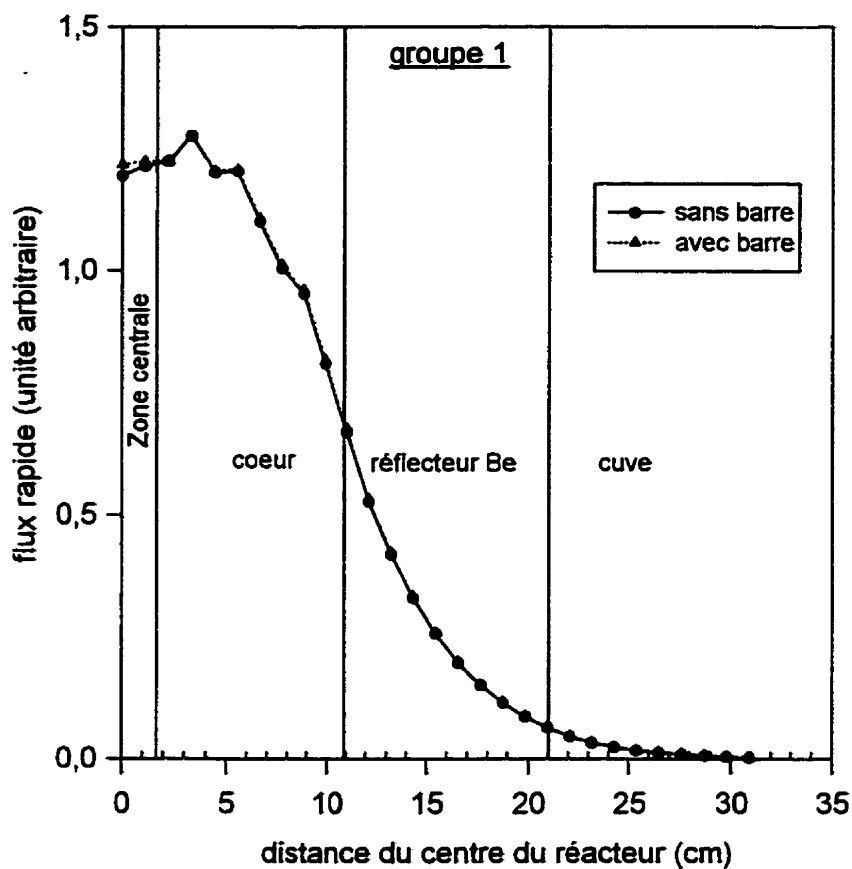


Figure 4.9 Distribution radiale du flux rapide pour LEU (plan 10)

4.1.4 Distribution axiale du flux pour LEU

Nous avons aussi étudié la distribution axiale du flux thermique. La figure 4.10 montre la distribution axiale du flux calculée pour LEU avec la barre à l'extérieur du cœur et sans plaques de béryllium et cela pour un crayon de combustible

situé à un rayon de 4.4 cm . Le calcul pour ce rayon est plus représentatif que pour le centre du cœur pour $r = 0\text{ cm}$ comme on peut le voir dans la figure 3.16.

Les effets du réflecteur de béryllium du bas de réacteur et de la zone d'eau du haut du cœur sont bien distingués dans la figure 4.10. En effet dans ces deux zones les neutrons sortants du cœur du réacteur se thermalisent.

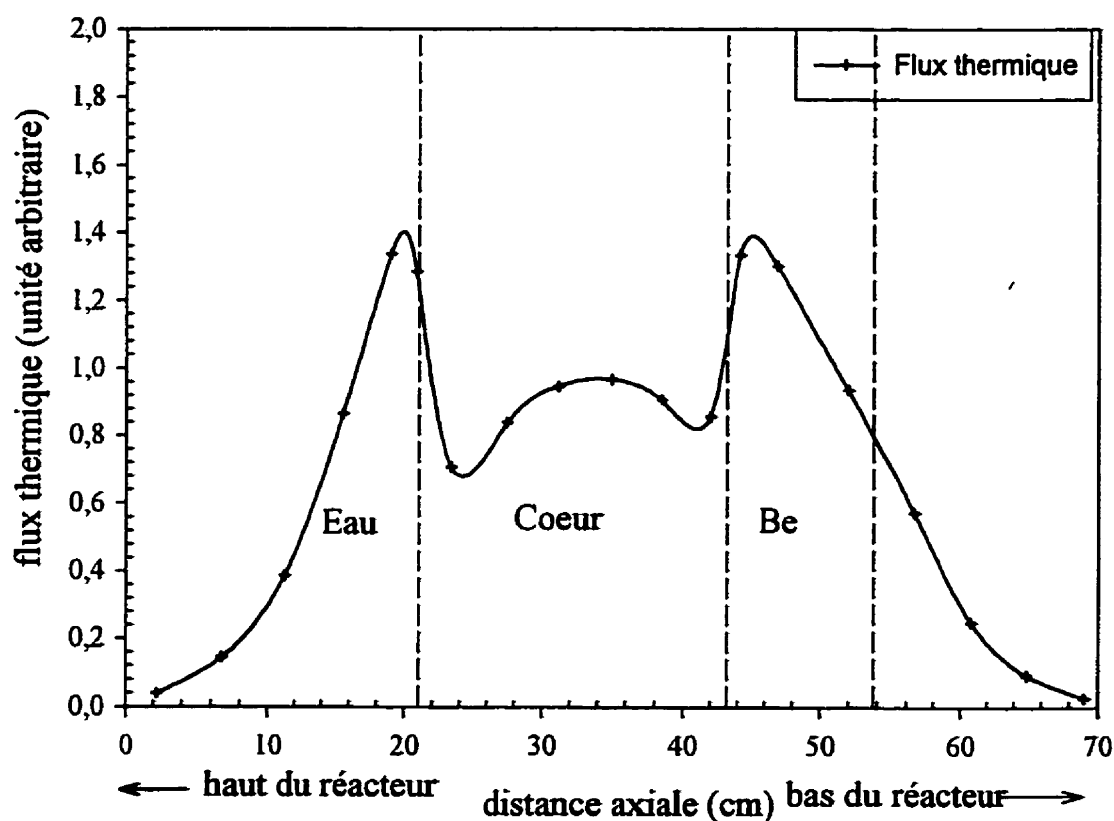


Figure 4.10 Distribution axiale du flux thermique pour LEU

4.2 Modélisation de la barre de contrôle

Le contrôle du réacteur est assuré par une barre de 38.63 *cm* de longueur. Sa partie active, entourée d'une gaine d'aluminium (Figure 4.11), est constituée d'un tube en cadmium de 4 *mm* de diamètre et de 25.3 *cm* de longueur (Boisvert, 1976). Quand elle est complètement insérée, sa réactivité est de -5.4 *mk* pour (HEU) (Burbidge, 1986), et la distance qui la sépare du bas du cœur est de 5.71 *cm* (Figure 4.12). La position complètement retirée correspond à une extraction de 20.32 *cm* (Figure 4.13). Au démarrage du réacteur, la barre est entièrement insérée et le réacteur est sous-critique. Après, elle est complètement retirée, et dès que la puissance demandée par l'opérateur est atteinte, elle se réinsère partiellement jusqu'à ce que la puissance devienne constante. La barre occupe alors une position dite (position critique). Par la suite, la rétroaction négative introduite par l'augmentation de la température et la formation des produits de fission est compensée par un retrait graduel de la barre, permettant ainsi de garder le réacteur critique à la puissance demandée. Dans le cas du SLOWPOKE-2 à cœur HEU de l'École Polytechnique, la barre est complètement retirée après plusieurs heures de fonctionnement, et la puissance du réacteur diminue à cause de la rétroaction négative non compensée. Pour LEU et à cause des faibles coefficients de température du caloporteur (maximum de la réactivité à 33 °C), la barre prend plus de temps pour se retirer complètement ce qui fait que pour une même puissance la durée de fonctionnement du réacteur est plus importante pour LEU.

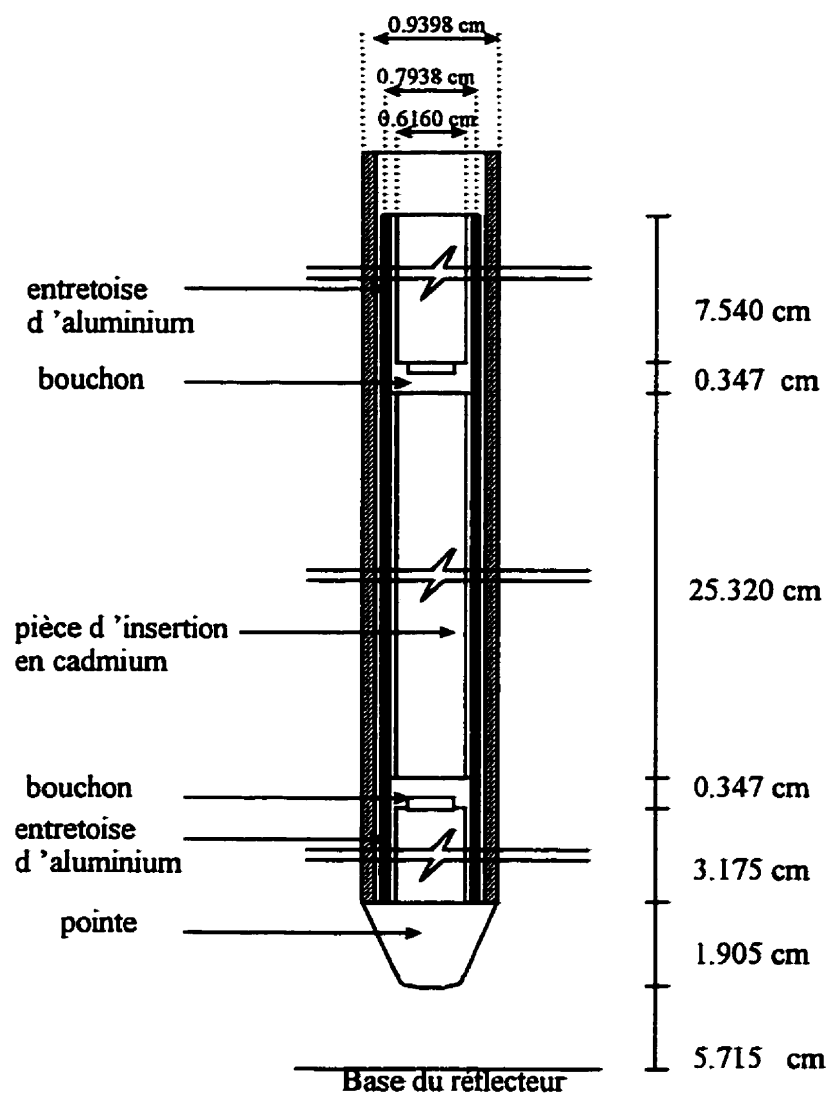


Figure 4.11 Coupe de la barre de contrôle

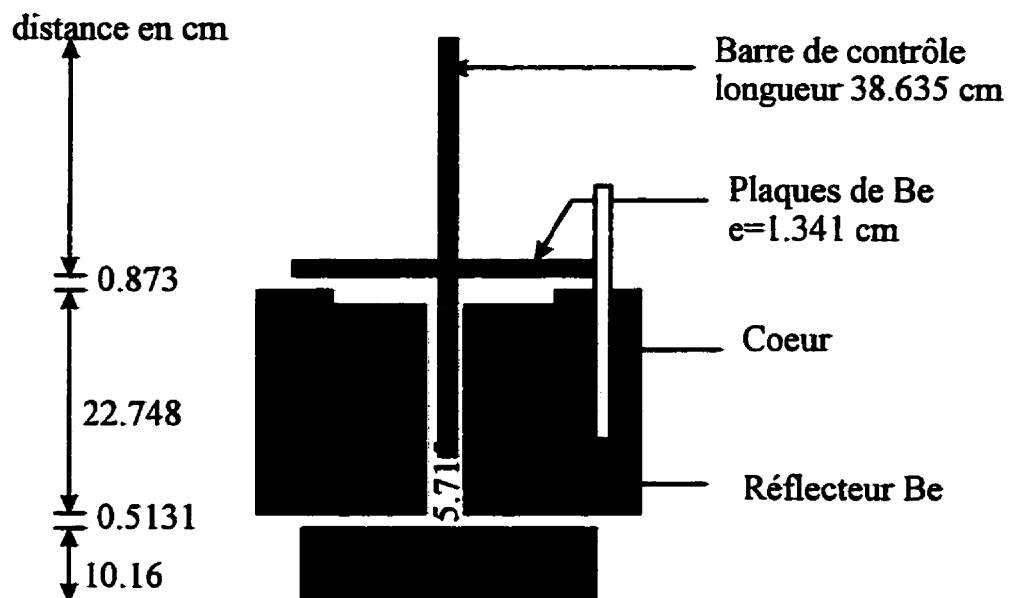


Figure 4.12 Barre de contrôle complètement insérée (HEU)

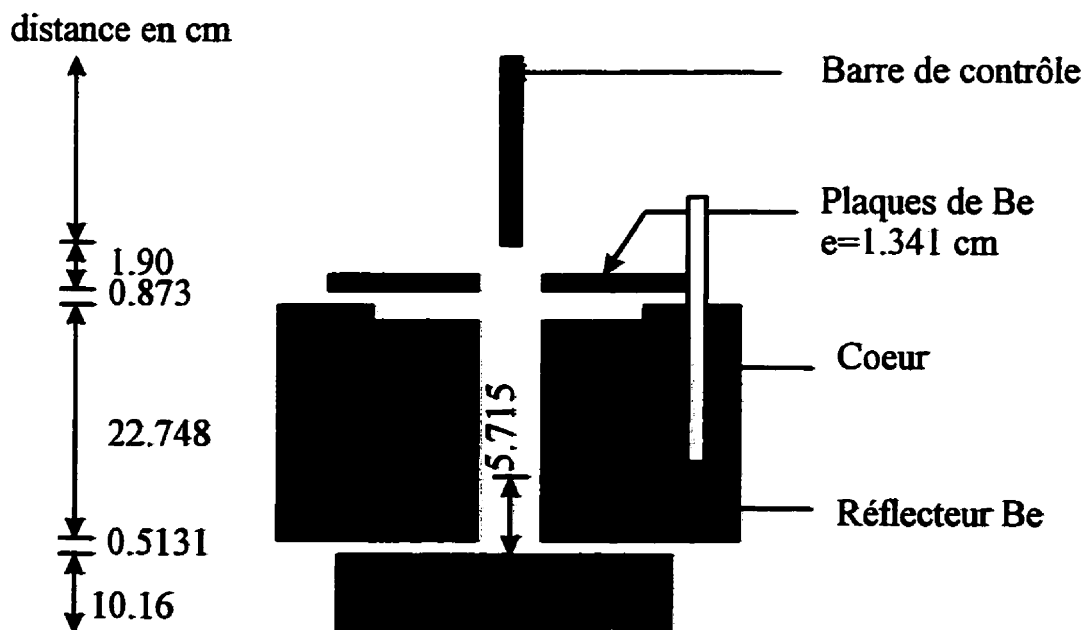


Figure 4.13 Barre de contrôle complètement retirée (HEU)

4.2.1 Calcul de la réactivité de la barre

Pour une température uniforme et à partir d'un calcul DRAGON en 2D, les propriétés nucléaires du combustible sont d'abord homogénéisées pour former une pâte de combustible. À partir de cette pâte, et par un autre deuxième calcul DRAGON, on détermine ensuite les propriétés nucléaires de la barre. Les fichiers COMPO résultants sont fournis à DONJON pour un calcul de diffusion en 3D, où l'on calcule les changements de réactivité (valeur propre) correspondant aux variations de la position de la barre de contrôle dans le cœur.

La différence entre la valeur de k_{eff} correspondante à la position complètement insérée et celle pleinement retirée nous donne la valeur en réactivité de la barre. L'ensemble des calculs a été fait pour HEU et LEU en utilisant successivement les bibliothèques WIMSLIB et ENDF/BV.

Les résultats des calculs, ainsi que les mesures pour HEU, sont représentés dans la figure 4.14.

L'allure des courbes est la même pour les deux cœurs HEU et LEU et pour les deux bibliothèques (Figures 4.14 et 4.15). Seule la valeur de la réactivité de la barre change. Ces valeurs sont dressées dans les tableaux 4.3 et 4.4.

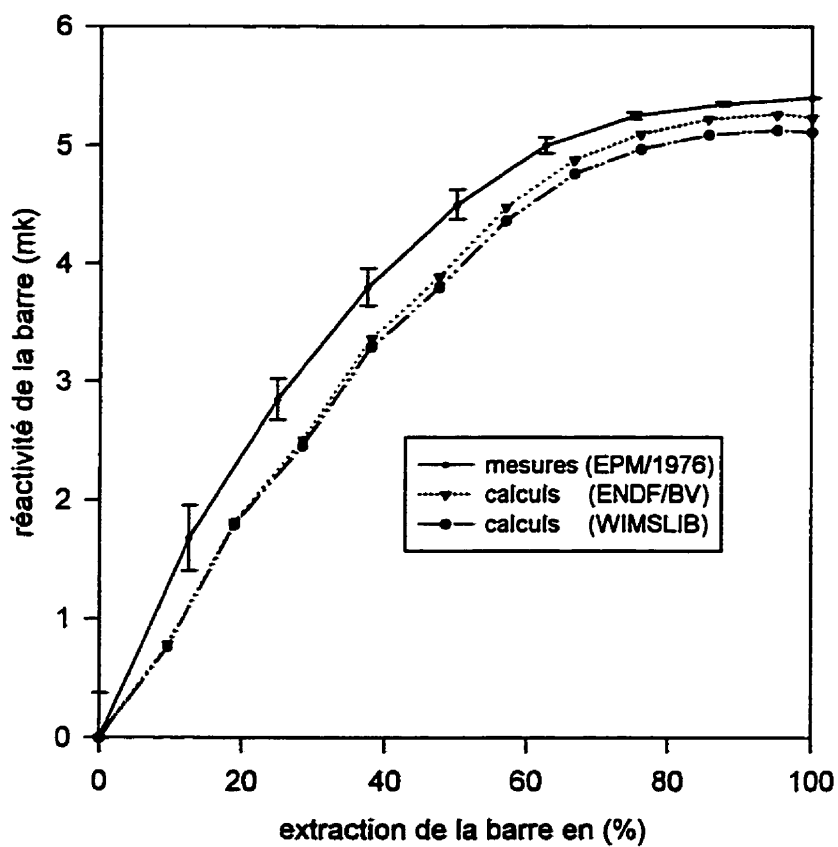


Figure 4.14 Réactivité de la barre en fonction de sa position pour HEU (configuration de 1976 avec une épaisseur de plaques de 1.34 cm)

Tableau 4.3 Réactivité de la barre en fonction de l'épaisseur des plaques (HEU)

	sans plaques Be		plaques Be 1.34 cm		plaques Be 3.64 cm	
	ENDF5	WIMSLIB	ENDF5	WIMSLIB	ENDF5	WIMSLIB
$\rho(mk)$	5.19	5.03	5.23	5.11	5.41	5.23

Tableau 4.4 Réactivité de la barre en fonction de l'épaisseur des plaques (LEU)

	sans plaques Be		plaques Be 1.34 cm		plaques Be 3.64 cm	
	ENDF5	WIMSLIB	ENDF5	WIMSLIB	ENDF5	WIMSLIB
$\rho(mk)$	4.49	4.35	4.58	4.45	4.72	4.59

On remarque que pour LEU la valeur de la réactivité calculée est inférieure à 5 mk . cela veut dire que pour augmenter la réactivité de la barre, il faut l'insérer d'avantage dans le cœur. En effet, la pleine insertion de la barre dans HEU correspond à une position de 5.71 cm au dessus du réflecteur du bas. Toute la partie active n'est pas insérée dans le cœur. En insérant la barre plus bas, la portion de la partie active insérée dans le cœur augmente, et par conséquent, la réactivité de la barre augmente. Pendant la mise en service du cœur LEU de l'École Polytechnique, et pour avoir une réactivité de la barre de 5.18 mk , la barre a été insérée de 0.63 cm de plus dans le cœur. En insérant la barre dans le modèle de cette distance nous trouvons une réactivité de 5.1 mk . Les figures 4.14 et 4.15 montrent qu'après 85 % d'extraction, la valeur de la réactivité de la barre ne change pratiquement plus. En effet, à cette position la partie active de la barre est juste au niveau supérieur du cœur. Donc, extraire la barre davantage, n'a pas d'effet sur sa réactivité.

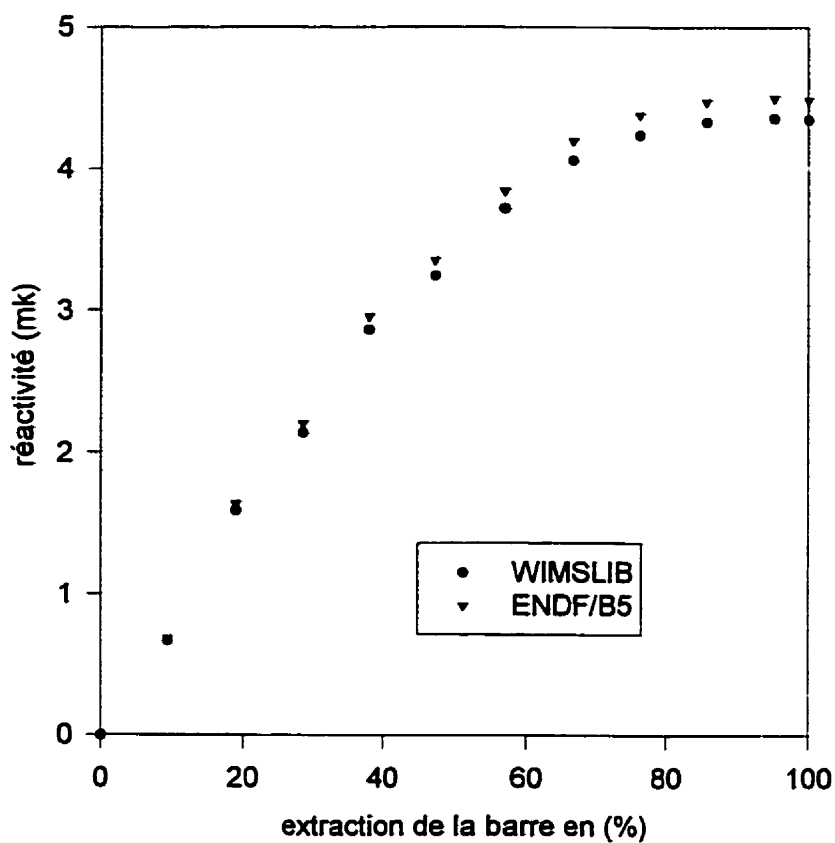


Figure 4.15 Réactivité de la barre sans la présence des plaques de béryllium (LEU)

4.2.2 Effet de l'épaisseur des plaques de béryllium sur la réactivité de la barre

Afin de pouvoir étudier l'influence de l'épaisseur des plaques de béryllium sur la réactivité de la barre, nous avons effectué des calculs de k_{eff} pour des épaisseurs différentes de plaques (Figure 4.16). Celle-ci montre que l'effet de l'épaisseur

des plaques n'a d'influence sur la réactivité de la barre que lorsque cette dernière s'approche de la fin de son extraction. C'est-à-dire, lorsque la barre est presque retirée du cœur. En effet, quand la barre est dans la zone centrale du cœur, le flux des neutrons thermiques est relativement insensible à la déformation du flux axial introduit par les plaques, et par conséquent, la réactivité de la barre n'est pas affectée.

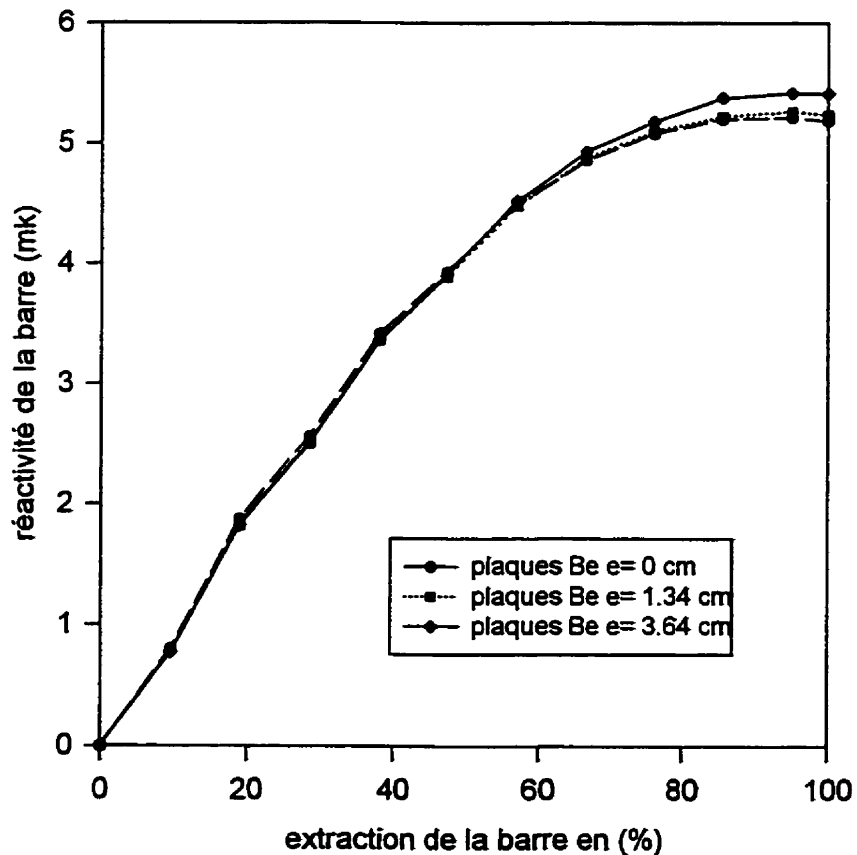


Figure 4.16 Effet de l'épaisseur e des plaques sur la réactivité de la barre pour HEU

4.3 Paramètres de cinétique β et Λ

La connaissance de la fraction effective des neutrons retardés β et du temps de génération moyen Λ est requise pour l'étude des excursions de puissance avec la cinétique ponctuelle. En effet, ces paramètres jouent un rôle important dans le contrôle du réacteur, en particulier β . L'importance d'une transitoire et par conséquent le comportement du réacteur, à la suite de l'insertion d'une réactivité positive, dépend en fait de $(\rho - \beta)$, comme le montrent les équations de la cinétique ponctuelle 2.47.

Ces équations sont résolues dans SLOWKIN. La réactivité dynamique $\rho(t)$ comporte une composante de rétroaction dont la valeur dépend de la valeur courante du champ de température (températures du caloporteur, du combustible et du réflecteur), ainsi que de la fraction de vide moyenne dans le caloporteur. Le modèle de SLOWKIN comporte donc des équations de thermohydraulique qui permettent de déterminer ces valeurs, en fonction de la valeur courante de la puissance ($p(t)$) (cf. chapitre 5).

Dans l'approximation de la cinétique ponctuelle, les paramètres β et Λ sont constants au cours d'une transitoire, et leur valeurs sont calculées à l'état initial du réacteur en remplaçant la fonction de forme ψ dans les équations par le flux ϕ_0 . Ces valeurs dépendent de la distribution de la matière fissile et du spectre des neutrons retardés dans le réacteur. Nous avons donc calculé les valeurs des paramètres β et Λ pour les cœurs HEU et LEU, ceux-ci ayant une composition et un spectre différents. Cependant, leur valeur est supposée constante au cours

d'une transitoire, car la composition ne change pas.

Ces calculs ont été effectués dans DONJON en 3D avec les mêmes 6 groupes d'énergie des neutrons que précédemment pour le calcul statique.

Six familles de précurseurs de neutrons retardés, avec leur propre constante de décroissance, ont été utilisées dans nos calculs. Ces familles ont été obtenues par lissage des courbes de mesure par Keepin (1965) et Brady (1989).

Les constantes de décroissance de ces familles ne varient pas beaucoup d'un isotope fissile à un autre (Tuttle, 1975), puisqu'en fait on retrouve souvent les mêmes précurseurs quelque soit le noyau fissile. Les valeurs des constantes de décroissance λ_k pour l' ^{235}U (Laughton, 1997), ainsi que le nombre moyen de neutrons retardés par fission ν_{dk} (Bretscher, 1997), sont regroupés dans le tableau 4.5:

Tableau 4.5 Données numériques pour la fission

famille, k	$\lambda_k (s^{-1})$	$\nu_{dk} (n/fission)(^{235}\text{U})$	$\nu_{dk} (n/fission)(^{238}\text{U})$
1	0.0127 ± 0.0003	6.346 E-04	5.720E-04
2	0.0317 ± 0.0012	3.557 E-03	6.028E-03
3	0.115 ± 0.004	3.140 E-03	7.128E-03
4	0.311 ± 0.012	6.797 E-03	1.707E-02
5	1.40 ± 0.12	2.138 E-03	9.900E-03
6	3.87 ± 0.55	4.342 E-04	3.300E-03
total		1.670E-02	4.400E-02

ν_{dk} est le nombre moyen de neutron retardés émis par fission. Il varie d'un isotope fissile à un autre, et il est légèrement sensible à l'énergie du neutron incident ayant provoqué la fission. En effet, des arguments théoriques ainsi que des mesures

ont montré que pour des énergies inférieures à 4 MeV, ν_{dk} est indépendant de l'énergie des neutrons incidents (Ott, 1985). Cependant sa valeur est différente d'un précurseur à un autre.

Les neutrons retardés sont émis à une énergie moyenne plus faible (0.2 à 0.6 MeV) que les neutrons prompts (2 MeV). La distribution de cette énergie est caractérisée, comme celle des neutrons prompts, par un spectre de neutrons retardés. Le spectre $\chi_{dk}(E)$ est défini de telle sorte que $\chi_{dk}(E)dE$ est le nombre de neutrons retardés émis avec une énergie des neutrons comprise entre E et $E + dE$ pour chacun des ν_{dk} neutrons retardés émis par les précurseurs de la famille k .

À partir des valeurs de ν_{dk} (Tableau 4.5), nous trouvons les fractions isotopiques des neutrons retardés $\beta = \nu_d/\nu$ suivantes:

Tableau 4.6 Valeurs de la fraction isotopique des neutrons retardés β

	^{235}U	^{238}U
$\nu(n/fission)$	2.4367	2.7836
β	6.853E-3	1.581E-2

4.3.1 Calculs de β et Λ

En utilisant le modèle de transport décrit au chapitre 3, nous avons calculé les propriétés microscopiques et macroscopiques des isotopes fissiles dans le combustible ainsi que le spectre de fission pour les cœurs HEU et LEU du réacteur SLOWPOKE de l'École Polytechnique. Ces propriétés sont condensées à six groupes d'énergie et récupérées dans le fichier COMPO. Utilisant ce fichier, nous avons effectué deux calculs de diffusion : le premier pour le cœur HEU avec la

configuration du premier démarrage, c'est-à-dire avec une épaisseur de plaques de béryllium de 1.34 cm et le deuxième pour le nouveau cœur LEU sans plaques de béryllium. Les proportions des isotopes ^{235}U et ^{238}U de l'uranium sont différentes au moment du démarrage des deux réacteurs (Tableau 1.2).

Pour calculer les paramètres β et Λ , nous avons créé dans DONJON le module PARAKI. Ce module nous permet de récupérer les flux et les adjoints de flux pour les six groupes de neutrons (Tableau 2.2) et pour toutes les régions du réacteur, le spectre de fission des neutrons (Tableau 4.7), ainsi que tous les paramètres se trouvant dans les équations 2.41 et 2.44 et qui sont regroupés dans les tableaux 4.8 et 4.9.

Tableau 4.7 Spectre de fission des neutrons

groupe, g	χ	Intervalle d'énergie (eV)
1	7.605285 E-01	1.00 E+07 - 8.21 E+05
2	2.392911 E-01	8.21 E+05 - 5.53 E+03
3	1.803375 E-04	5.53 E+03 - 4.00 E+0
4	0	4.00 E+0 - 6.25 E-01
5	0	6.25 E-01 - 1.00 E-01
6	0	1.00 E-01 - 2.00 E-04

Tableau 4.8 Sections efficaces macroscopiques de fission pour le cœur HEU

groupe, g	^{235}U		^{238}U	
	$\nu_p \Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\nu_p \Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
1	1.2017E-03	4.4434E-04	2.2323E-05	7.9634E-06
2	1.2654E-03	5.1532E-04	2.2809E-08	9.1945E-09
3	1.5950E-02	6.5458E-03	7.2370E-09	2.9983E-09
4	2.5305E-02	1.0385E-02	2.6001E-11	1.0773E-11
5	1.1968E-01	4.9114E-02	7.3186E-11	3.0322E-11
6	2.7564E-01	1.1312E-01	1.4714E-10	6.0964E-11

Le nombre de neutrons retardés (Tableau 4.5), ainsi que le spectre de fission des neutrons retardés (Tableau 4.10) calculé à partir de la bibliothèque ENDF/BV (Brestcher, 1998), sont introduits dans le fichier d'entrée de DONJON appelant le module PARAKI (Annexe IV). Après la lecture des données par le module PARAKI, il exécute le sous programme CALPAR qui permet le calcul des paramètres β et Λ à partir des équations 2.41 et 2.44.

Tableau 4.9 Sections efficaces macroscopiques de fission pour le cœur LEU

groupe, g	^{235}U		^{238}U	
	$\nu_p \Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\nu_p \Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\Sigma_f \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
1	2.6459E-03	9.7772E-04	3.3977E-03	1.2112E-03
2	2.6117E-03	1.0630E-03	3.4613E-06	1.3949E-06
3	2.9009E-02	1.1905E-02	7.6291E-07	3.1608E-07
4	4.8331E-02	1.9835E-02	3.4467E-09	1.4280E-09
5	2.1184E-01	8.6937E-02	8.9380E-09	3.7032E-09
6	4.1524E-01	1.7041E-01	1.5328E-08	6.3509E-09

Tableau 4.10 Spectre de neutrons retardés

groupe, g	Spectre de neutrons retardés χ_{dk}			
	famille 1	famille 2	famille 3	famille 4,5,6
1	5.26813 E-02	1.03203 E-01	1.23330 E-01	1.06933 E-01
2	9.46801 E-01	8.96587 E-01	8.76258 E-01	8.92812 E-01
3	5.17875 E-04	2.10687 E-04	4.12533 E-04	2.54833 E-04
4	2.64338 E-10	1.07541 E-10	2.10569 E-10	1.30074 E-10
5	0	0	0	0
6	0	0	0	0

Les valeurs de Λ et β pour les 6 précurseurs de neutrons retardés et pour les deux cœurs HEU et LEU du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique sont regroupées dans les tableaux 4.11 et 4.12.

Tableau 4.11 Temps de génération moyen Λ

cœur	Λ (μs)
HEU	71.33
LEU	69.06

Tableau 4.12 Fraction de neutrons retardés β_k en (%)

famille, k	HEU	LEU
1	0.0319	0.0311
2	0.1744	0.1713
3	0.1518	0.1497
4	0.3235	0.3197
5	0.1017	0.1014
6	0.0205	0.0210
β_{total} (%)	0.8033	0.7942

On constate que la valeur de la fraction effective des neutrons retardés, β , est plus grande que la valeur isotopique de ^{235}U , pour HEU et LEU.

Dans ces calculs, nous avons retrouvé la tendance de la variation des paramètres de cinétiques β et Λ avec l'enrichissement du combustible. En effet, on remarque que la fraction effective β et le temps de génération moyen Λ sont légèrement plus faibles pour LEU que pour HEU. L' ^{238}U a une fraction isotopique β plus grande que celle de l' ^{235}U (Tableau 4.6). Donc, un combustible contenant beaucoup d' ^{238}U aura une fraction isotopique β plus grande que celui dans lequel la quantité de l' ^{238}U est faible. Cependant puisque la fission de l' ^{238}U est une réaction à seuil ($E_{seuil} = 1.35 \text{ MeV}$) et que l'absorption des neutrons dans les résonances de l' ^{238}U est plus importante que la fission, le nombre de fission rapides est faible d'où la diminution de β dans LEU. S'ajoute à cela que dans LEU il y a plus d'eau que dans HEU, les neutrons sont plus thermalisés et par conséquent l'importance des

neutrons retardés diminue dans le réacteur.

Le temps de génération moyen Λ diminue aussi dans le cas de LEU, car la grande quantité de l' ^{238}U rend le spectre de fission plus dur. En fait, pour produire la fission dans l' ^{238}U , le neutron devra parcourir une distance plus petite pour atteindre l'énergie de seuil que celle parcourue pour se thermaliser et provoquer la fission dans l' ^{235}U . Donc le temps nécessaire qui s'écoule entre la naissance d'un neutron et la production de la fission diminue.

4.3.2 Variation des paramètres β et Λ

4.3.2.1 Effet de la pondération par l'adjoint du flux

L'expression de la fraction effective des neutrons retardés (eq. 2.41) comporte une fonction de poids ϕ_0^* (le flux adjoint). Si la fonction de poids est prise égale à 1 et qu'on suppose qu'il n'y a que l'isotope ^{235}U , la valeur de β serait alors égale à la valeur isotopique de l' ^{235}U . Par ailleurs, si l'isotope ^{238}U est également présent, la valeur de β serait égale à la valeur isotopique de chaque isotope, pondérée par sa contribution à la fission.

En fait, dans l'expression 2.41 de la fraction effective de neutrons retardés β , le flux adjoint est pris comme fonction de poids. Cette pondération par le flux adjoint tient compte de l'importance des neutrons dans le réacteur compte tenu de leur énergie. Les neutrons retardés sont émis avec une énergie moyenne inférieure à l'énergie des neutrons prompts, et par conséquent leur importance dans un réacteur sous-moderé tel que SLOWPOKE-2 est plus grande. En effet, pour atteindre la

thermalisation et provoquer la fission, les neutrons retardés ont besoin de moins de chocs que les neutrons prompts. Une conséquence importante de cela est que la fraction effective β qui est le rapport de la contribution des neutrons retardés sur celle des neutrons prompts et retardés aura une valeur supérieure à la valeur isotopique. Pour confirmer cela, nous avons calculé β de trois manières différentes. Dans le premier calcul, nous avons pris le flux adjoint pour fonction de poids, dans le deuxième le flux neutronique lui-même alors que dans le troisième, le calcul est fait sans pondération.

Le tableau 4.13 montre que effectivement, la pondération par l'adjoint du flux donne une valeur de β plus grande que la fraction isotopique. On remarque aussi que la fraction isotopique pour LEU est plus grand que pour HEU. En effet, la grande quantité d'eau dans LEU thermalise plus les neutrons et par conséquent favorise la fission dans l' ^{235}U .

Tableau 4.13 Effet de la pondération par l'adjoint du flux sur les paramètres de cinétique

	HEU	LEU
Fonction de poids	$\beta_{total}(\%)$	$\beta_{total}(\%)$
adjoint de flux	0.8033	0.7942
flux	0.6824	0.6931
1	0.6678	0.6745

4.3.2.2 Effet de la fission rapide sur la valeur de β

L' ^{238}U se fissionne par les neutrons rapides avec une énergie seuil de 1.35 MeV et $\sigma \simeq 2 \text{ b}$. Pour étudier l'importance de la fission rapide dans l' ^{238}U sur le paramètre

β , nous avons effectué des calculs de β pour les cœurs HEU et LEU, où seules les propriétés de l' ^{235}U sont prises en compte dans le terme F_{dk} (éq. 2.35). Les résultats trouvés sont comparés au calcul précédent dans le tableau 4.14.

Tableau 4.14 Effet de la fission rapide sur le paramètre β_k

	HEU	LEU
Calcul avec	$\beta_{total}(\%)$	$\beta_{total}(\%)$
^{235}U et ^{238}U	0.8033	0.7942
^{235}U seul	0.8032	0.7860

Ce tableau montre que l'effet de la fission rapide sur β est négligeable pour le cœur HEU, et un peu plus important pour le cœur LEU (environ 1% de β est attribuable à la fission rapide), en raison de la grande proportion de ^{238}U dans LEU (80% vs. 7% dans HEU).

CHAPITRE 5

SIMULATION DES TRANSITOIRES DE MISE EN SERVICE AVEC SLOWKIN

À l'aide du modèle SLOWKIN décrit au chapitre 2, nous avons utilisé les coefficients de réactivité calculés dans le chapitre 3, et les distributions de puissance ainsi que les paramètres de cinétique calculés dans le chapitre 4 afin de simuler les transitoires de puissance du réacteur réalisées lors de la mise en service du nouveau cœur LEU à l'École Polytechnique en septembre 1997. Nous simulerons également les effets de température à puissance constante.

Pendant la mise en service, des excursions de puissances relatives à une insertion de réactivité de 1, 2, 3, 4 et 4.3 mk ont été provoquées en retirant manuellement la barre de contrôle d'une distance appropriée. La température à l'entrée du cœur était de 27 °C (Edwards, 1998).

5.1 Simulation des excursions de puissance

Après avoir introduit les différents paramètres dans le fichier de données de SLOWKIN, nous avons simulé les excursions de puissance en retirant la barre de contrôle du cœur opérant à faible puissance initiale.

La réactivité insérée (1, 2, 3, 4 et 4.3 mk) est obtenue selon la position initiale de la barre de contrôle. Le comportement de la puissance pour les différentes valeurs de la réactivité insérée est représenté dans la figure 5.1. La fraction de neutrons

retardés que nous avons utilisée est celle calculée dans le chapitre 4 ($\beta = 0.794\%$).

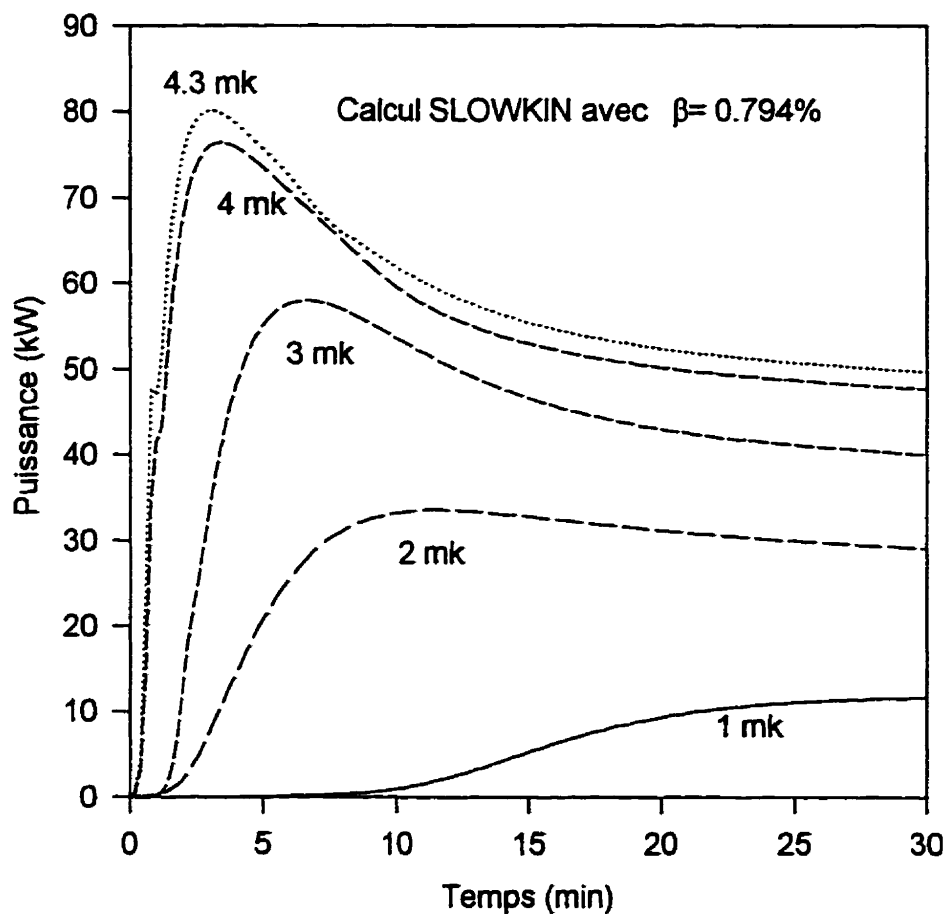


Figure 5.1 Excursion de puissance pour une insertion de réactivité (1-4.3 mk, LEU)

On observe à la figure 5.1 que la puissance du réacteur augmente lentement pour atteindre un maximum, lorsque la réactivité initiale est finalement compensée

par les effets (négatifs) de rétroaction du combustible et surtout du caloporteur. Plus la perturbation en réactivité est élevée, plus la montée initiale est rapide et plus le maximum atteint est élevé. Pour des transitoires plus rapides ($> 2 \text{ mk}$), la température de l'eau continue d'augmenter après l'atteinte du maximum, ce qui réduit la puissance qui se stabilise à un niveau plus bas. On observe ainsi un pic de puissance, appelé "delayed peak". Le temps correspondant à l'apparition de ce pic dépend de la réactivité insérée. Pour les transitoires plus lentes ($1, 2 \text{ mk}$), l'équilibre en réactivité est atteint avant le maximum et la puissance plafonne (Figure 5.1).

De plus, pour des réactivités plus fortes (4 mk et 4.3 mk), on observe dans les calculs un pic appelé "prompt peak", qui précède le "delayed peak" (Figure 5.1). L'amplitude de ce pic augmente avec l'augmentation de la valeur de la réactivité insérée. Le "prompt peak" se produit avant que la réactivité du système atteigne 0 mk . On peut l'attribuer à la rétroaction de réactivité négative associée à l'augmentation rapide de la température de l'eau du cœur, avant que le débit en régime permanent ne s'établisse. Lorsque le caloporteur se met en mouvement, une partie de l'énergie générée est évacuée du cœur ce qui fait baisser la température de l'eau et augmenter la puissance, qui continue sa progression alors jusqu'au maximum (delayed peak). Ce phénomène est donc lié au modèle hydrodynamique dans SLOWKIN, un modèle de premier ordre très approximatif (Rozon, 1997). Comme on le constate en figure 5.3, le "prompt peak" n'a pas pu être observé expérimentalement. La présence de ce "prompt peak" ne compromet pas la prédiction du "delayed peak" car ce maximum est atteint avec un débit de circulation naturelle

en régime permanent, beaucoup mieux prédit par SLOWKIN.

Dans le tableau 5.1, nous donnons, pour le cœur LEU, les valeurs des températures et des composantes de réactivité calculées dans SLOWKIN au moment où le maximum de puissance est atteint.

Tableau 5.1 Comportement du cœur LEU au "delayed peak"

	1 mk	2 mk	3 mk	4 mk	4.3 mk
<i>Puissance maximum(kW)</i>	11.39	34.15	59.61	77.24	80.90
$T_{combustible}(^{\circ}C)$	55.98	88.50	114.04	128.82	131.64
$T_{caloporteur}(^{\circ}C)$	32.47	41.54	48.65	51.66	52.23
$\rho_{combustible}(mk)$	-0.312	-0.626	-0.887	-1.038	-1.066
$\rho_{eau}(cœur)(mk)$	-0.681	-1.443	-2.216	-2.640	-2.721
$\rho_{eau}(extérieur)(mk)$	0.032	0.123	0.195	0.202	0.200
$\rho_{vide}(mk)$	0.0	0.0	-0.017	-0.341	-0.513

On remarque que :

- La composante de rétroaction la plus importante est celle associée à l'eau du cœur (caloporteur);
- La deuxième composante en importance est celle associée à la température du combustible. Cette rétroaction est induite par des coefficients de températures importants du combustible ainsi que par la faible conduction de l' UO_2 . Sa contribution à la rétroaction négative totale est particulièrement importante pour les faibles perturbations, représentant 31 % de la composante négative pour une réactivité insérée de 2 mk;

- La rétroaction du vide apparaît à partir de 3 *mk*. Plus l'intensité de la perturbation augmente, plus la température du combustible (gaine) augmente. Elle peut dépasser (localement) la température d'ébullition et conduire à la formation d'une certaine quantité de vide, entraînant une rétroaction négative. Cette dernière atteint 13 % de la réactivité négative au maximum de la puissance pour 4.3 *mk*.

Par rapport à l'ancien cœur HEU, le nouveau cœur LEU possède un coefficient de réactivité plus faible associé à l'eau du caloporteur. Le cœur HEU contient 296 crayons de combustible de même dimensions, au lieu des 198 crayons du cœur LEU. Le rapport combustible/modérateur étant plus élevé, le spectre de neutrons est plus sous-moderé dans HEU et la réactivité est d'autant plus sensible aux variations de densité qui accompagnent les variations de température de l'eau. Ceci est évident lorsque l'on compare les figures 3.6 et 3.8.

Par ailleurs, pour le cœur HEU, l'effet de réactivité associé à la température du combustible est essentiellement négligeables à cause des températures plus basses du combustible HEU métallique qui possède une meilleure conductivité, ainsi que de la faible concentration en ^{238}U qui présente un effet Doppler moins important.

Une conséquence de la plus basse température du combustible HEU est que même pour une transitoire de 4 *mk*, la température de la gaine n'atteint pas la température de saturation (112 °C) et il n'y a pas donc d'ébullition sous-refroidie. Ce n'est pas le cas de LEU comme on le constate au tableau 5.1.

5.2 Comparaison avec les mesures de mise en service

Les transitoires précédentes ont été provoquées lors de la mise en service (Edwards, 1997) du réacteur SLOWPOKE-2 à cœur LEU de l'École Polytechnique, et le maximum de puissance atteint "delayed peak" a été mesuré. Ces valeurs sont comparées aux valeurs obtenues avec SLOWKIN dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 Maximum de la puissance lors des excursions de puissance du réacteur à cœur LEU de l'École Polytechnique

réactivité insérée (mk)	Pic mesuré (kW) ¹	Pic calculé (kW)
1	13.7 ± 2.2	11.38 ± 0.58
2	31.5 ± 2.2	34.15 ± 1.48
3	50.5 ± 2.2	59.61 ± 1.98
4	72.5 ± 2.2	77.24 ± 1.26
4.3	77.0 ± 2.2	80.90 ± 1.16

L'erreur expérimentale est celle suggérée dans la référence (Edwards, 1997).

Le tableau 5.2, montre que les maximums de puissance calculés dans SLOWKIN sont généralement très près des valeurs mesurées, quoique légèrement surestimés. Dans le cas de 3 mk , on constate que l'écart est plus grand et le calcul est en erreur. Comme ce cas coïncide avec l'apparition du vide dans le cœur, nous pensons qu'en réalité le vide est plus important que ce que prédit le modèle. Ceci suggère qu'il y a encore des améliorations à faire en ce qui concerne le traitement du vide dans SLOWKIN et les corrélations prises pour le simuler. L'incertitude sur la valeur calculée de la puissance (Figure 5.2) est déterminée en faisant des excursions de

¹(Edwards, 1998)

puissance pour les variations indiquées des coefficients de réactivité dans le tableau 3.8.

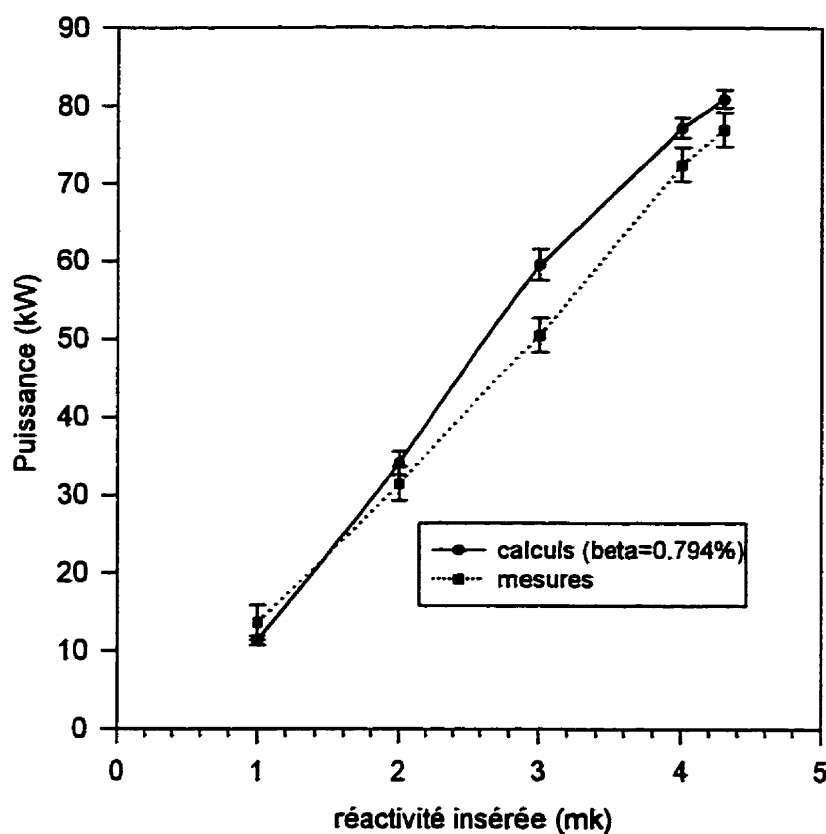


Figure 5.2 Maximum de puissance dans SLOWPOKE-2 à cœur LEU de l'École Polytechnique

L'importance de la distribution du vide pour expliquer le comportement de la puissance maximum des transitoires rapides est illustrée au tableau 5.3 pour la transitoire de 4.3 *mk*. Dans SLOWKIN, le taux de génération de vapeur en ébulli-

tion nucléée sous-refroidie est donné par la corrélation de Griffith (Griffith, 1958). Cette corrélation prédit la valeur locale de la fraction de vide qui varie proportionnellement au flux de chaleur et inversement selon le degré de sous-refroidissement. En multipliant cette corrélation par une constante, on peut donc faire varier arbitrairement le taux de génération de vapeur, avec un impact direct sur la rétroaction du vide.

Nous avons comparé en tableau 5.3 les résultats précédents avec deux simulations où le taux de formation de vide est successivement annulé ($\alpha = 0$) ou bien doublé ($\alpha = 2$). Il est clair que nos résultats se comparent mieux aux mesures si la valeur de α est augmentée. Il est également clair que l'écart entre les simulations et les mesures est plus grand lorsque l'on néglige la formation de vide ($\alpha = 0$). Ceci confirme qu'un modèle de vide est requis pour simuler les excursions de puissance dans LEU.

Tableau 5.3 Effet du vide sur la puissance du "delayed peak"

	4.3 mk		
	référence	(zéro vide)	(2α)
<i>Puissance maximum(kW)</i>	80.90	94.03	77.12
$T_{\text{combustible}}(^{\circ}\text{C})$	131.64	141.45	128.51
$T_{\text{caloporteur}}(^{\circ}\text{C})$	52.23	55.53	51.35
$\rho_{\text{combustible}}(\text{mk})$	-1.066	-1.166	-1.034
$\rho_{\text{eau}}(\text{cœur})(\text{mk})$	-2.721	-3.227	-2.596
$\rho_{\text{eau}}(\text{extérieur})(\text{mk})$	0.200	0.291	0.183
$\rho_{\text{vide}}(\text{mk})$	-0.513	0.0	-0.653

Dans les figures 5.3 et 5.4, nous comparons le comportement de la puissance, en fonction du temps, donné par SLOWKIN avec celui mesuré lors de la mise en service

du réacteur pour les réactivités 4 et 4.3 *mk*. On remarque que la valeur calculée du maximum de puissance est généralement plus grande que la valeur mesurée. Il est difficile de dire si ce comportement est dû aux valeurs des coefficients de réactivité ou bien aux températures calculées qui sont légèrement sous-estimées.

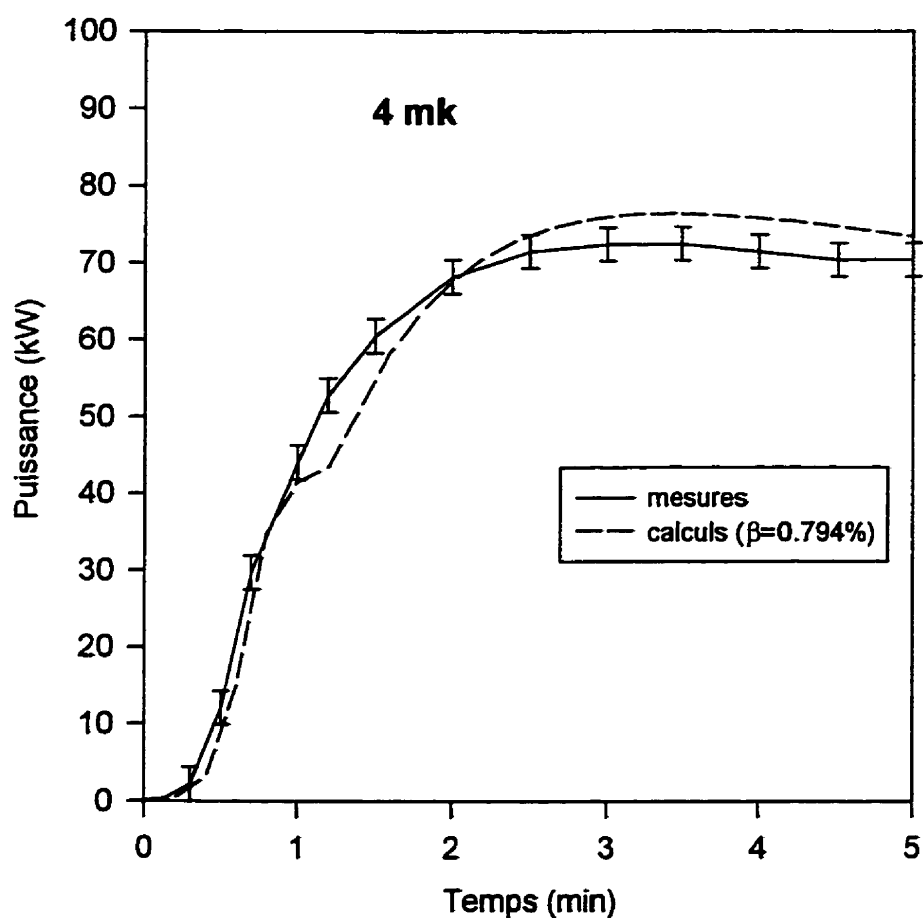


Figure 5.3 Excursion de puissance pour 4 *mk* de réactivité

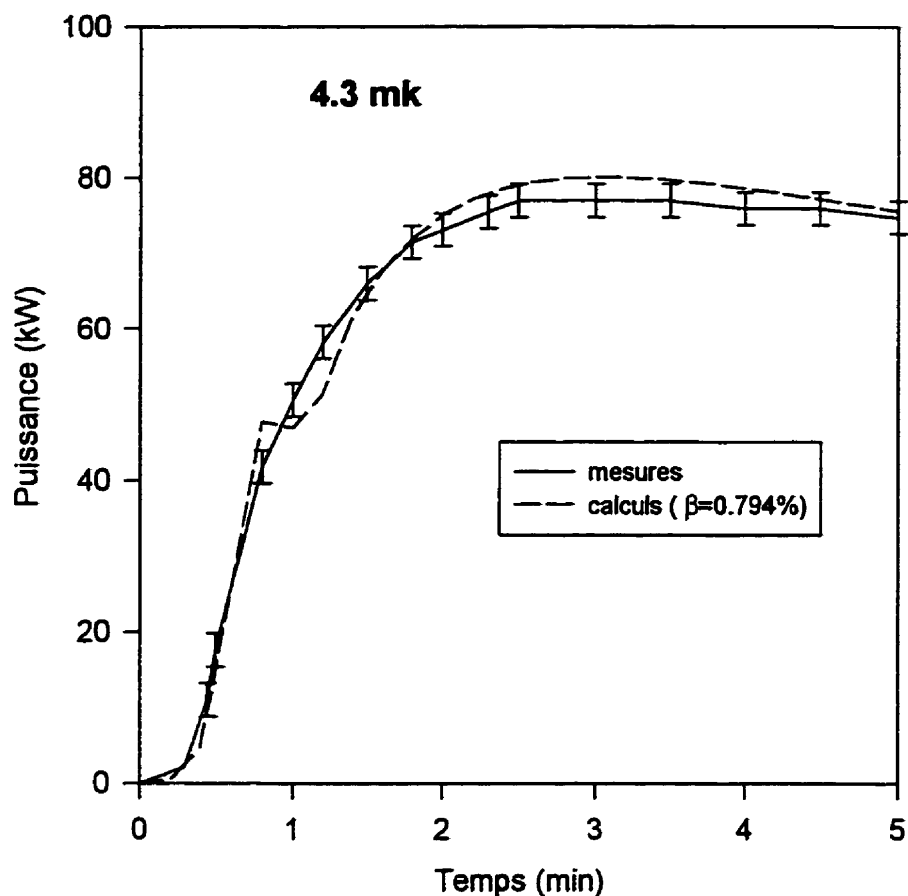


Figure 5.4 Excursion de puissance pour 4.3 mk de réactivité

On remarque enfin en figures 5.3 et 5.4 qu'un "prompt peak" se produit moins d'une minute après l'insertion de la réactivité dans les calculs alors qu'il n'est pas évident dans les mesures. Une interprétation possible est que la valeur de β calculée est légèrement sous-estimée. En effet en faisant, un calcul avec la valeur isotopique de l' ^{235}U ($\beta = 0.685 \%$), nous remarquons que le maximum de la puissance se

produit plus tôt et que le “prompt peak” est plus important (Figure 5.5). Donc, plus la valeur de β augmente plus l’intensité du “prompt peak” diminue.

Cela s’explique par le taux de variation de la puissance neutronique qui est fonction de la différence $(\rho - \beta)$ (eq. 2.31) plutôt que de ρ seul.

5.3 Simulation des effets de température dans le cœur LEU à puissance constante

Nous avons également simulé avec SLOWKIN les transitoires de démarrage à différents niveaux de puissance.

Au démarrage, le réacteur est critique à très faible puissance. Quand on demande une puissance de consigne, la barre se retire complètement du cœur. Lorsque la puissance désirée est atteinte, la barre se réinsère de nouveau et se stabilise à un niveau différent de la position critique à faible puissance (Figure 5.6). Ce déplacement de la barre vient donc compenser les effets en réactivité liés au réchauffement, et il se mesure.

Le comportement des différentes composantes du réacteur est donné dans le tableau 5.4 pour quelques puissances constantes du réacteur. Ces valeurs correspondent à l’état du réacteur dix minutes après le démarrage. On constate que la température des différentes composantes augmente quand la puissance du réacteur augmente et que cette température est différente d’une région à une autre.

La composante de la réactivité du modérateur/caloporteur est la plus importante, cependant la composante liée au réflecteur/eau ne peut pas être négligée. Pour un fonctionnement du réacteur à pleine puissance ($\simeq 20 \text{ kW}$), la température

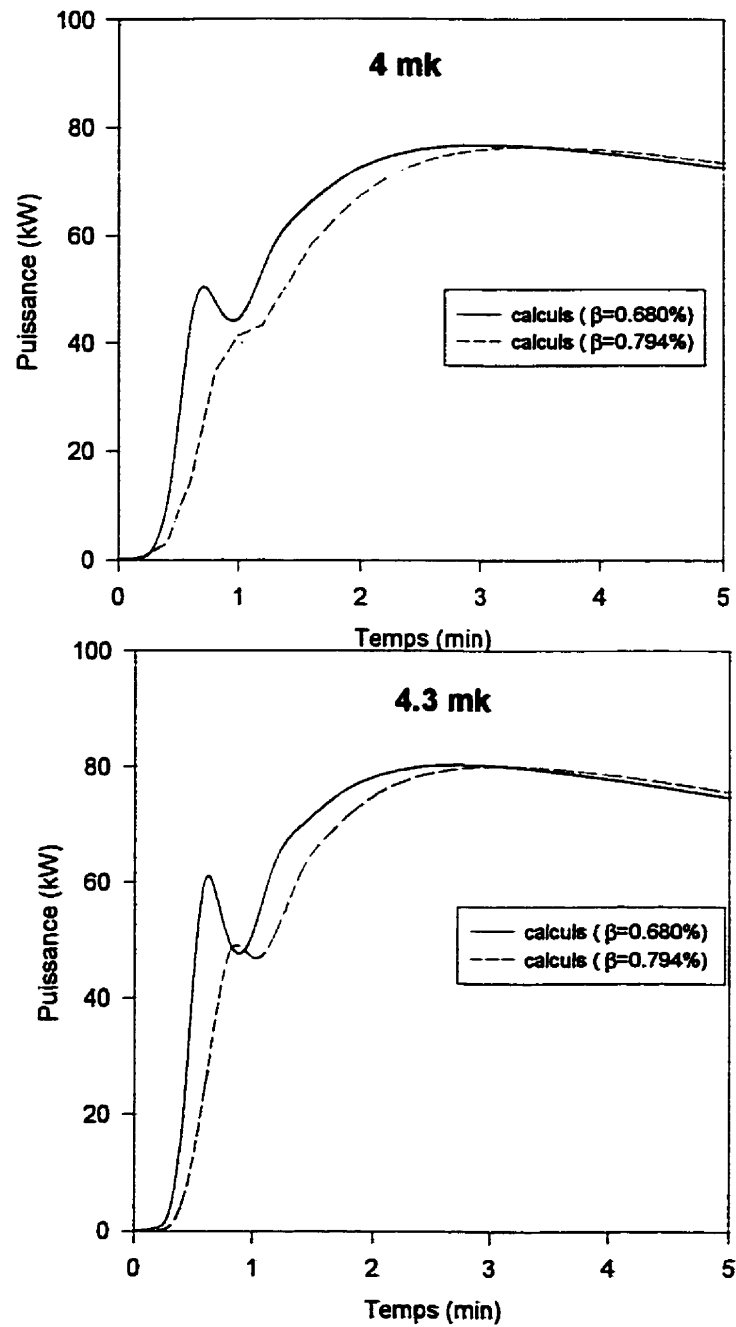


Figure 5.5 Effet de la valeur de β sur l'amplitude du "prompt peak"

du combustible est très inférieure à la température de saturation (110°C) et par conséquent il n'y aura pas de vide dans le cœur.

La réactivité totale, qui est la somme des réactivités de toutes les composantes du réacteur (Tableau 5.4) introduites par l'augmentation de la température, est compensée par la réactivité résultant du retrait de la barre comme le montre le tableau 5.5.

Tableau 5.4 Rétroaction de température calculée dans SLOWKIN à puissance constante pour le cœur LEU

P_{th} (kW)	Combustible		Modérateur		Réflecteur/eau	
	$T(^{\circ}\text{C})$	$\rho(mk)$	$T(^{\circ}\text{C})$	$\rho(mk)$	$T(^{\circ}\text{C})$	$\rho(mk)$
2	35.97	-0.146	29.60	-0.185	26.98	-0.038
5	44.25	-0.176	31.63	-0.353	27.20	-0.031
10	54.71	-0.283	34.09	-0.567	27.55	-0.012
20	70.91	-0.448	38.07	-0.954	28.16	0.045

Tableau 5.5 Réactivité introduite par la barre dix minutes après le démarrage du réacteur (mesures et calculs)

	mesures(Edwards, 1998)		calculs (SLOWKIN)	
Puissance (kW)	réactivité du cœur (mk)	$\Delta T (^{\circ}\text{C})$	$\Delta T (^{\circ}\text{C})$	réactivité de la barre (mk)
2	-0.24 ± 0.04	5.7	5.23	0.29 ± 0.09
5	-0.46 ± 0.04	10.7	8.57	0.56 ± 0.05
10	-0.74 ± 0.04	16.7	12.38	0.86 ± 0.02
20	-1.01 ± 0.04	22.5	18.08	1.35 ± 0.05

On note que dans le tableau 5.5, ΔT est la différence entre les températures de l'eau à l'entrée et à la sortie du cœur.

En comparant la réactivité du cœur aux différentes puissances constantes du

réacteur, nous constatons que les valeurs de la réactivité calculée par SLOWKIN sont supérieures aux valeurs mesurées. Cela s'explique en considérant la figure 3.15. Les coefficients de réactivité dans SLOWKIN, obtenus au chapitre 4, montrent un maximum à 29°C , alors qu'à RMC il a été mesuré à 33°C . On peut supposer une valeur semblable pour le SLOWPOKE de l'École Polytechnique. Donc pour des températures supérieures à 29°C , comme c'est le cas, la réactivité du réacteur commence à diminuer au lieu de continuer à augmenter. Par conséquent, la barre doit se retirer plus pour compenser l'effet de la réactivité.

Dans les calculs SLOWKIN, le profil axial de température du combustible et du modérateur/caloporteur correspondant aux différentes élévations m du cœur est obtenu. Par exemple, on constate dans la figure 5.7, que la température du combustible est plus élevée vers le centre du réacteur, alors que pour le caloporteur, la température augmente continuellement. Les effets en réactivité sont donc calculés à partir des valeurs moyennes obtenues avec ce profil.

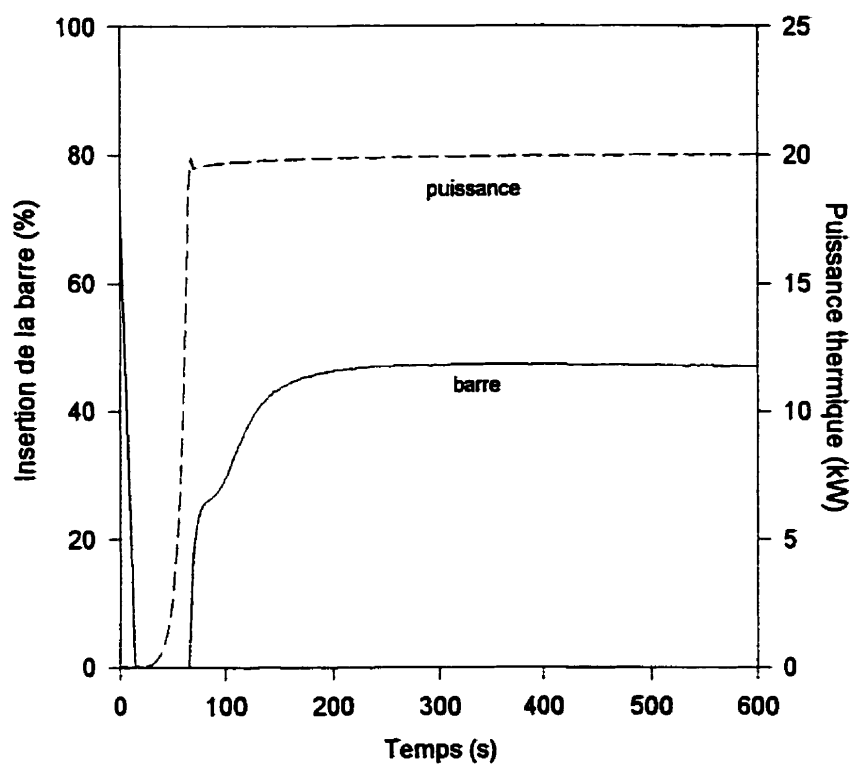


Figure 5.6 Comportement de la barre de contrôle et de la puissance thermique dix minutes après le démarrage du réacteur

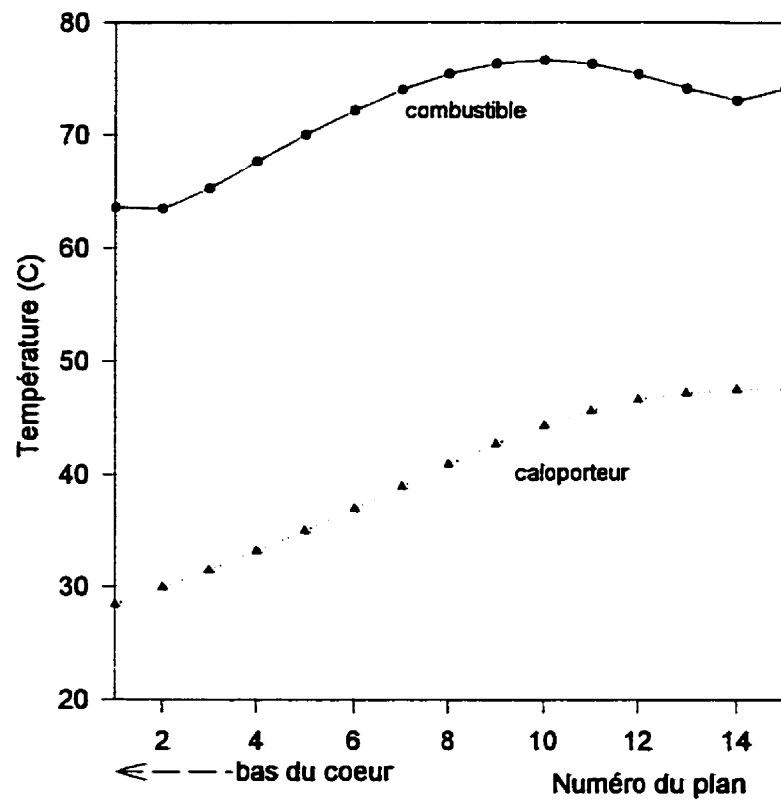


Figure 5.7 Variation de la température du combustible et du caloporteur en fonction de l'élévation dans le cœur ($P = 20 \text{ kW}$)

CHAPITRE 6

MESURES ET CALCULS DE FLUX POUR LE NOUVEAU CŒUR LEU

Après le rechargement du nouveau cœur en 1997, et avant la fermeture définitive du réacteur SLOWPOKE-2, nous avons effectué des mesures par activation neutronique dans le but de mesurer la distribution du flux de neutrons thermiques et épithermiques. Ces mesures ont été faites à des positions radiales différentes dans le cœur, ainsi que dans le site d'irradiation n^o1. On peut répartir l'énergie des neutrons dans un réacteur en trois catégories (Beckurts, 1964):

- neutrons rapides 0.5 *MeV* à 20 *MeV*;
- neutrons intermédiaires 1 *keV* à 500 *keV*;
- neutrons lents inférieurs à 1 *keV*.

Les neutrons thermiques ont une énergie inférieure à 0.2 eV. Les neutrons épithermiques (neutrons de résonance) ont une énergie comprise entre 0.2 eV et 0.1 *MeV*. Ces derniers sont capturés par les résonances d'un certain nombre d'éléments (Lyon, 1964).

Un étude antérieure, effectuée à RMC (Andrews, 1989), a utilisé la méthode d'analyse par activation pour étudier la distribution axiale et radiale du flux à l'extérieur de la cuve, ainsi que pour calculer le rapport du flux thermique et épithermique dans le site externe n^o8.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au flux thermique (épithermique),

mesuré et calculé (DRAGON/DONJON) dans des positions axiales et radiales dans le cœur, incluant le flux mesuré et calculé dans le site d'irradiation n^o1 (El Hajjaji, 1998).

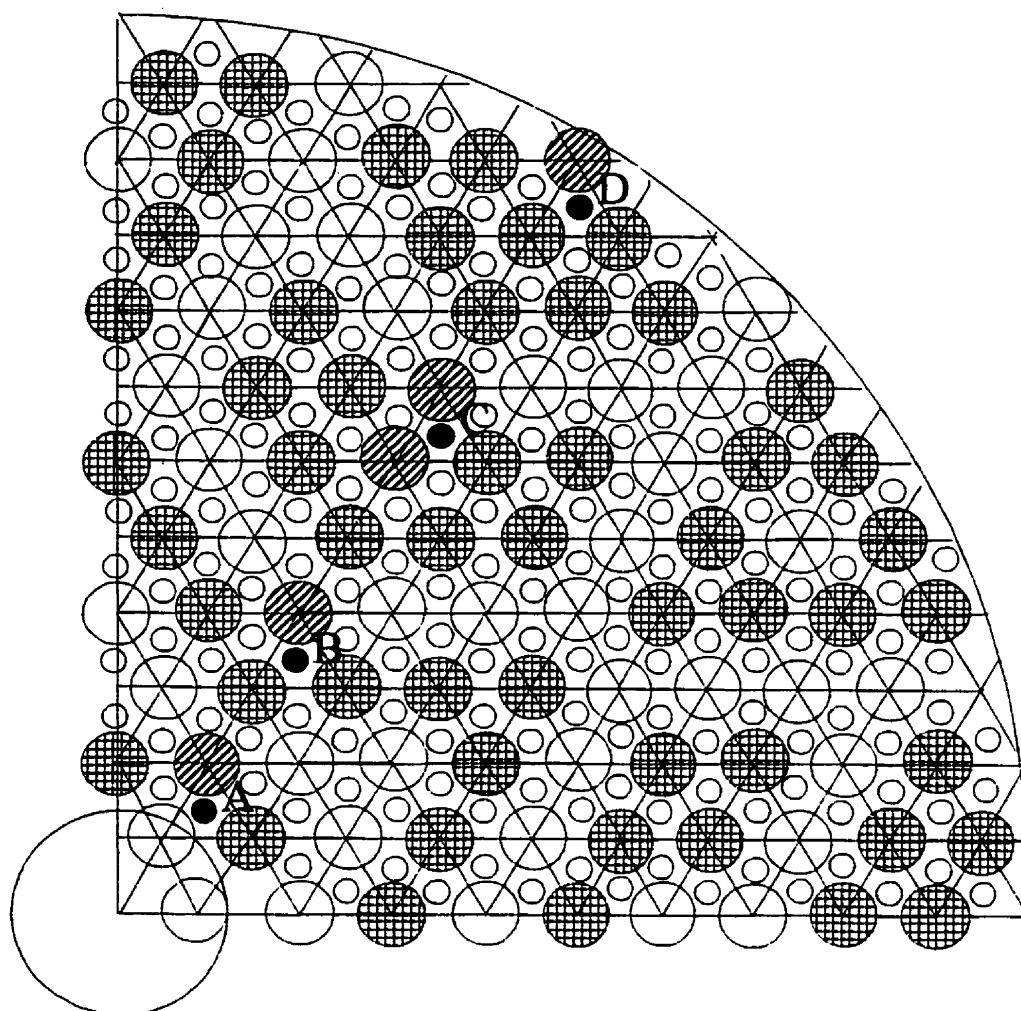
6.1 Préparation de l'expérience

Des fils de cuivre de 0.6 *mm* de diamètre et de même que des fils d'un alliage Al-Au de 1 *mm* de diamètre (1.33% Au) ont été placés dans des petits trous d'eau de 3.8 *mm* de diamètre. Leur emplacement est illustré à la figure 6.1. Ces trous, formant les hexagones du cœur, se trouvent à des positions radiales de 17 *mm* (A), 39 *mm* (B), 71 *mm* (C) et 104 *mm* (D) et à environ un angle de 30 degré dans le sens des aiguilles de la montre par rapport à la ligne 0^o du cœur (Figure 6.1). Notons que les fils de cuivre et ceux de l'alliage de Al-Au ont une longueur de 40 *cm*.

En même temps, deux fils de Cu et de l'alliage Al-Au de 5 *cm* de longueur ont été placés dans des tubes en plastiques et insérés dans le site numéro n^o1.

6.2 Irradiation des fils

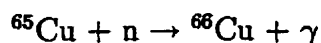
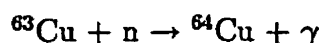
On retire la barre de démarrage jusqu'à ce que la puissance du réacteur atteigne 20 W, puis on la réinsère partiellement pour garder cette puissance constante pendant 10 minutes. Après les dix minutes, la barre de démarrage est complètement insérée et le réacteur s'arrête.



- Fils de cuivre et d'or
- ⊗ Crayon de combustible
- Trou d'eau
- ▨ Trou utilisé dans les calculs

Figure 6.1 Positions des crayons de combustible et des fils irradiés dans le cœur du réacteur

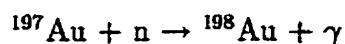
Dans la nature, il y a deux isotopes du cuivre : le ^{63}Cu (69.2%) et le ^{65}Cu (30.8%). Ces deux isotopes interagissent avec les neutrons de la façon suivante :



Les isotopes résultants, ^{64}Cu et ^{66}Cu sont radioactifs avec les demi-vies : $T_{1/2}(^{64}\text{Cu}) = 12.7$ heures et $T_{1/2}(^{66}\text{Cu}) = 5.10$ min.

Le ^{64}Cu émet un positron β^+ (Figure 6.2) (Lederer, 1978). L'annihilation du positron avec un électron donne deux photons γ d'énergie 511 keV (appelés photons d'annihilation).

En ce qui concerne l'or le seul isotope qui existe dans la nature est l' ^{197}Au , il est essentiellement activé par les neutrons épithermiques.



L' ^{198}Au est radioactif avec une demi-vie de 2.7 jours. Il se désintègre en émettant une particule β^- suivie d'un photon γ d'énergie 411.8 keV.

Après irradiation, on laisse l'activité des échantillons décroître pendant plusieurs heures pour éliminer tous les radio-isotopes parasites de faibles périodes.

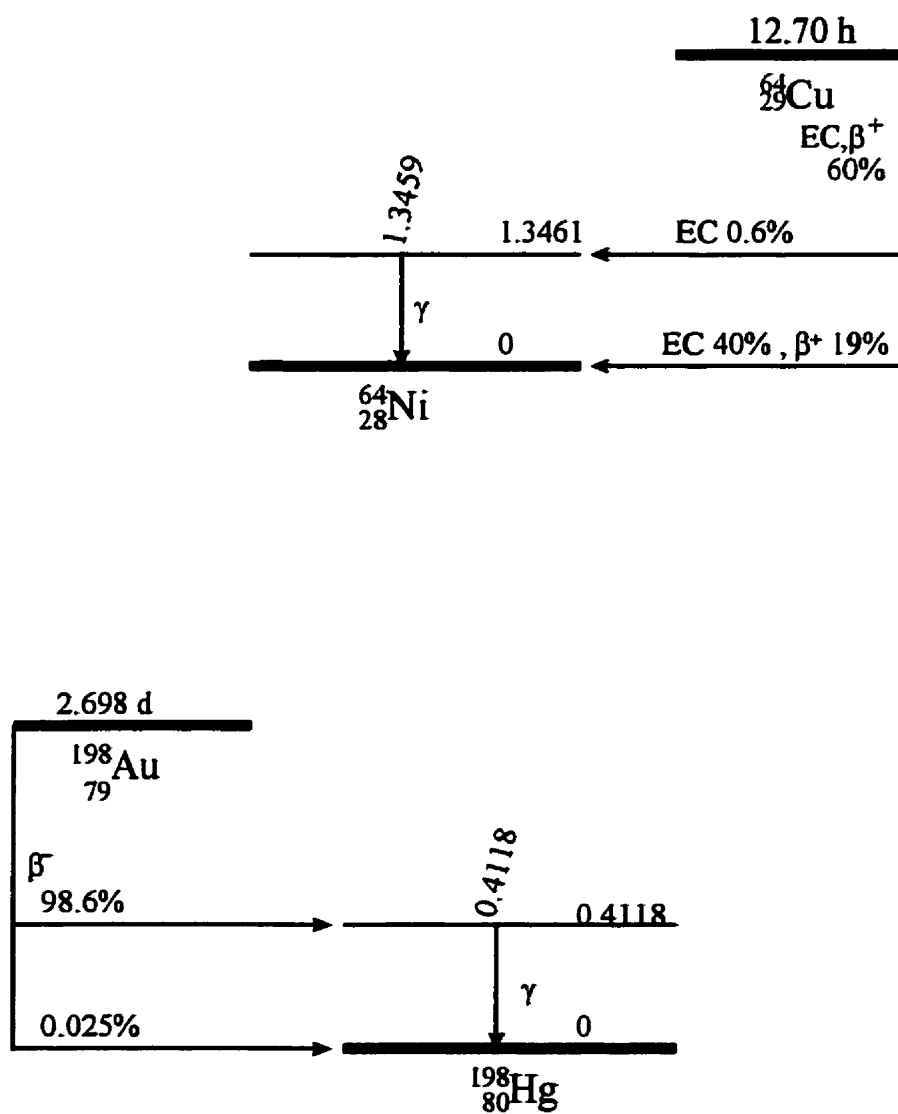


Figure 6.2 Schémas de désintégrations simplifiés du Cu-64 et Au-198

6.3 Dispositif de mesure des rayonnements

Les fils irradiés sont coupés en des morceaux de 1 *cm* puis pesés pour obtenir l'activité massique. Les mesures ont été faites à l'aide d'un dispositif de mesures composé de plusieurs éléments:

- Un détecteur au Germanium qui possède un volume de 63.62 *cm*³, une surface active de 15.9 *cm*² et une résolution supérieure à 1.75 *keV*;
- Un préamplificateur pour amplifier l'impulsion produite;
- Un analyseur multicanal;
- Un micro-ordinateur pour traiter les spectres.

Les mesures ont été faites pendant 10 minutes pour les échantillons de ⁶⁴Cu et 20 minutes pour ceux de l'¹⁹⁸Au (à cause de sa faible activité).

Les pics de rayonnement γ traités sont 511 *keV* pour le ⁶⁴Cu et 411.8 *keV* pour l'¹⁹⁸Au (Figures 6.3, 6.4).

Dans la figure 6.3, on remarque aussi un pic de rayonnement γ émis par un état excité du ⁶⁴Ni. Ce pic de faible amplitude a une énergie de 1.3459 *MeV*.

6.4 Mesures de flux

Après l'acquisition des données, nous avons calculé l'activité spécifique à l'aide du programme de traitement de données EPAA¹ élaboré dans le laboratoire

¹EPAA : École Polytechnique Activation Analysis

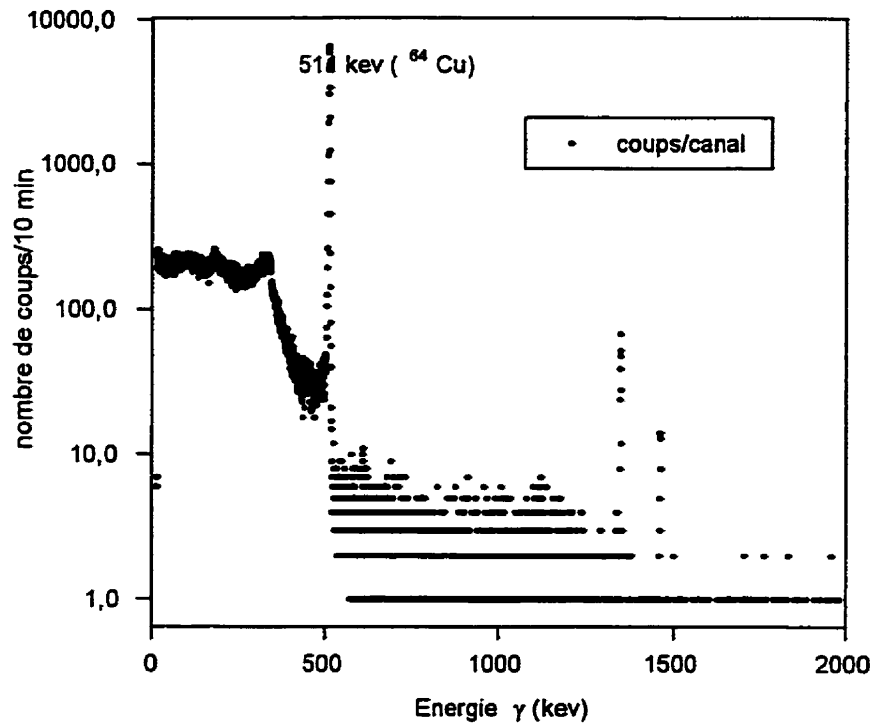


Figure 6.3 Spectre de rayonnement gamma émis par le cuivre

SLOWPOKE (EPPA, 1994 ; Kennedy, 1993). L'activité spécifique de l'élément irradié est reliée à l'aire sous le pic par la relation :

$$A_{sp} = \frac{\lambda S e^{\lambda t_d}}{m \varepsilon (1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (6.1)$$

avec :

S aire sous le pic (*nombre de coups*);

m masse de l'élément (*g*);

λ constante radioactive de décroissance (s^{-1});

t_d temps de décroissance (*s*);

t_m temps de mesure (*s*);

ε efficacité du détecteur (*fraction*).

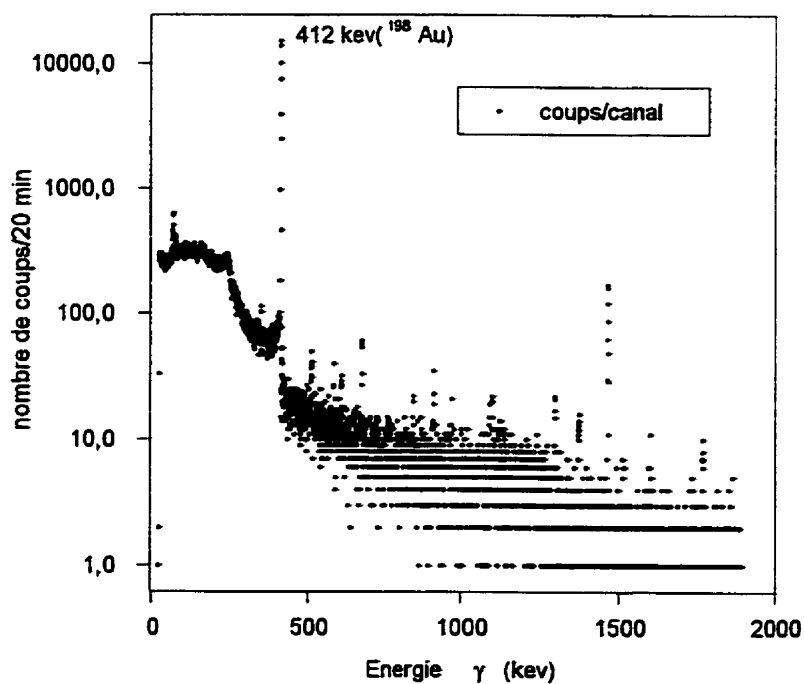


Figure 6.4 Spectre de rayonnement gamma émis par l'or

Après avoir introduit les différents paramètres (période, temps d'irradiation, temps de mesure, masse de l'échantillon, etc.) dans le programme EPAA, nous avons sélectionné les pics des rayonnements gamma de 511 *keV* (^{64}Cu) et 411.8 *keV* (^{198}Au). Ensuite nous avons calculé l'aire sous les pics ce qui nous a permis de déduire les activités massiques des éléments ^{64}Cu et ^{198}Au . L'aire sous le pic est calculée dans EPAA de la façon décrite dans l'annexe V.

L'activité d'un élément irradié par les neutrons thermiques et les neutrons de résonance est donnée par l'expression suivante (Lyon, 1964):

$$A = N\Phi_{th} \sigma_{th} F + N\Phi_r I_0 F = NF(\Phi_{th} \sigma_{th} + \Phi_r I_0) \quad (6.2)$$

- F : facteur de saturation défini par $F = (1 - e^{-\lambda t_i})$;
- t_i : temps d'irradiation (s);
- $N = N_{av} m \theta / M_a$: nombre d'atomes de l'élément irradié;
 - N_{av} : Nombre d'Avogadro; 6.02×10^{23} (atomes/mole);
 - m : masse de l'élément irradié (g);
 - θ : fraction isotopique de l'élément irradié (%);
 - M_a : Masse atomique de l'élément irradié;
- $\Phi_r = \Phi_{ep}$: flux de neutrons à la résonance (flux épithermique) ($n/cm^2 s$);
- Φ_{th} : flux des neutrons thermiques ($n/cm^2 s$);
- σ_{th} : section efficace microscopique de capture des neutrons thermiques (b).

- I_0 : intégrale de résonance (b) qui est la probabilité de l'absorption des neutrons (section efficace) dans la région épithermique (résonance) d'énergie comprise entre E_1 et E_2 . Elle est donnée par (Bereznai, 1978):

$$I_0 = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) dE/E$$

où:

- $\sigma(E)$: section efficace d'activation avec les neutrons de résonance de l'élément irradié (b);
- E_1 : énergie inférieure (eV);
- E_2 : énergie supérieure (eV).

Dans le tableau 6.1, nous donnons les valeurs des différentes grandeurs (De Corte, 1987) qui figurent dans l'expression 6.2 pour le ^{63}Cu et l' ^{197}Au :

Tableau 6.1 Sections efficaces microscopiques de capture des neutrons thermiques et intégrale de résonance pour le ^{63}Cu et l' ^{197}Au

élément	$\sigma_{th}(b)$	$I_0(b)$	$E_r(eV)$
^{63}Cu	4.5	4.97	1040
^{197}Au	98.8	1550	5.65

6.5 Détermination du flux thermique et épithermique mesuré

L'activité spécifique A_{sp} s'écrit à partir de l'expression 6.2 comme suit:

$$A_{sp} = K(\Phi_{th} \sigma_{th} + \Phi_{ep} I_0) \quad (6.3)$$

où:

$K = NF/m = FN_{av}\theta/M_a$: constante dépendante de la nature de l'élément irradié (g^{-1});

F : facteur de saturation;

N : nombre d'atomes de l'élément irradié.

Pour effectuer le calcul de la valeur de la constante K du cuivre et de l'or, nous nous sommes basés sur:

- La valeur du flux épithermique par rapport à la valeur flux thermique mesurée dans le site d'irradiation n°1 du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique ($\Phi_{ep}(site) = 0.055 \Phi_{th}(site)$);
- La valeur de l'activité spécifique mesurée dans le site d'irradiation n°1;
- La valeur de section efficace microscopique de capture des neutrons, et la valeur de l'intégrale de résonance pour les éléments (Tableau 6.1).
- La valeur de Φ_{th} , dans le site d'irradiation n°1, est fixée à 1.

À partir des valeurs de K et des valeurs de l'activité spécifique A_{sp} dans les différentes positions A,B,C et D, nous avons résolu le système de deux équations

(éq. 6.3) pour le cuivre et pour l'or. Par la suite nous avons déterminé, pour tous les plans axiaux des positions (A,B,C,D), le rapport des flux thermiques (épithermiques) sur les flux thermiques (épithermiques) dans le site n°1 (Tableaux 6.2 et 6.3). Les résultats sont représentés dans les figures 6.5 et 6.6.

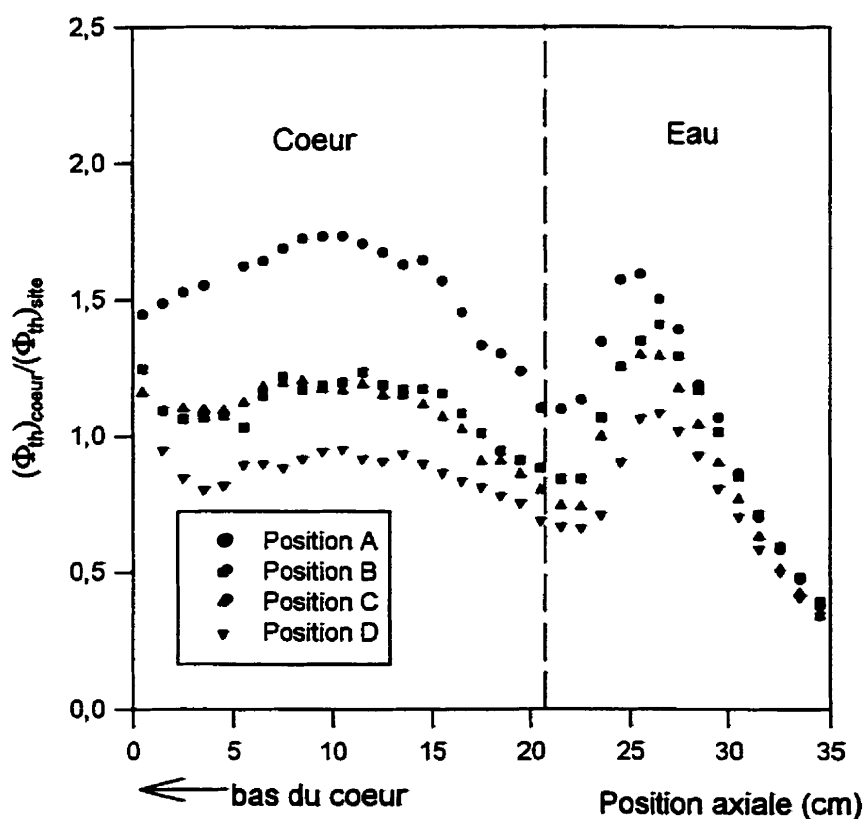


Figure 6.5 Distribution axiale du flux thermique mesuré

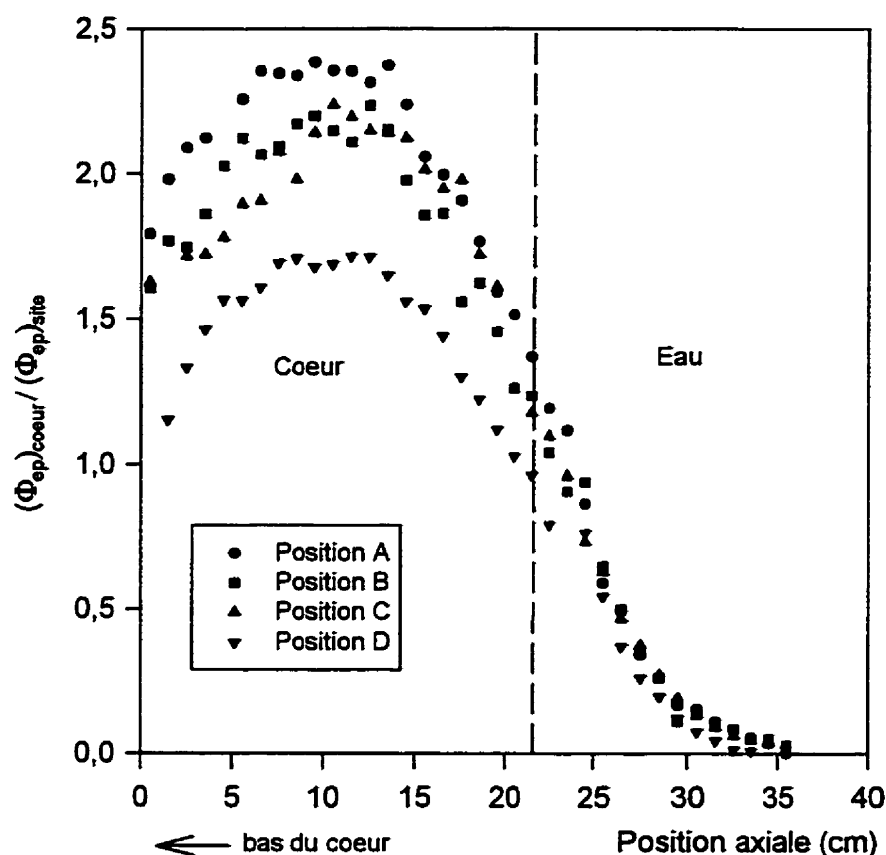


Figure 6.6 Distribution axiale du flux épithermique mesuré

On constate dans le tableau 6.1 que le cuivre et l'or sont activés par les neutrons thermiques et épithermiques. Cependant, les valeurs des intégrales de résonances par rapport aux valeurs des sections efficaces thermiques montrent que la contribution des neutrons épithermiques dans l'activation du cuivre est faible, alors qu'elle est importante dans le cas de l'or.

Pour mettre en évidence l'importance de la contribution des neutrons thermiques dans l'activation de l'or, de même que l'importance de la contribution des neutrons épithermiques dans l'activation du cuivre, nous avons résolu le système d'équations 6.3 de deux façons différentes:

Dans le premier cas (calcul I), nous avons négligé le terme $\Phi_{ep} I_0$ pour le cuivre et $\Phi_{th} \sigma_{th}$ pour l'or. Dans le deuxième cas (calcul II), ces termes sont pris en considération, c'est-à-dire, que leur contribution est soustraite de l'activité spécifique.

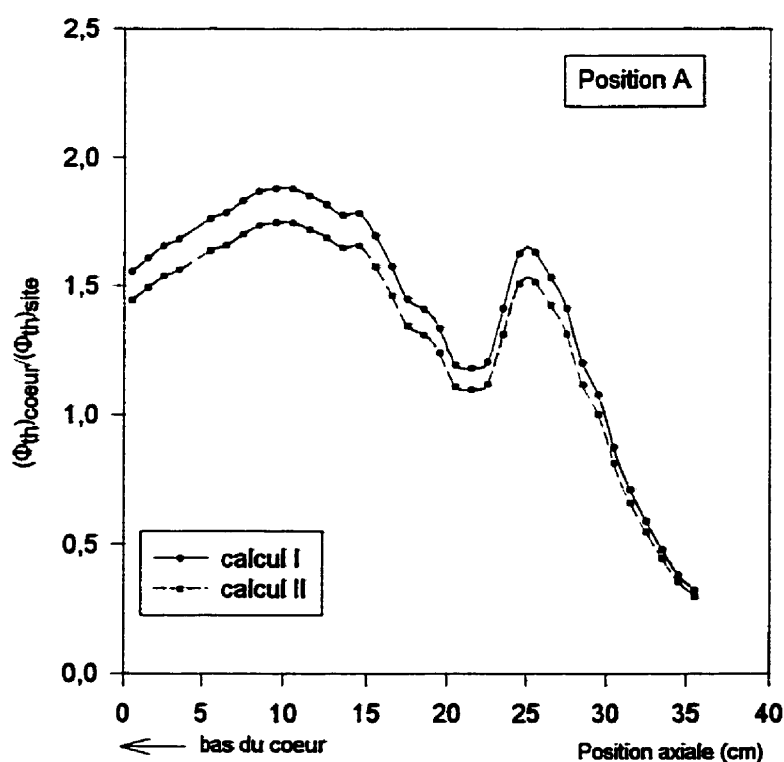


Figure 6.7 Contribution du flux épithermique dans la réaction du Cu

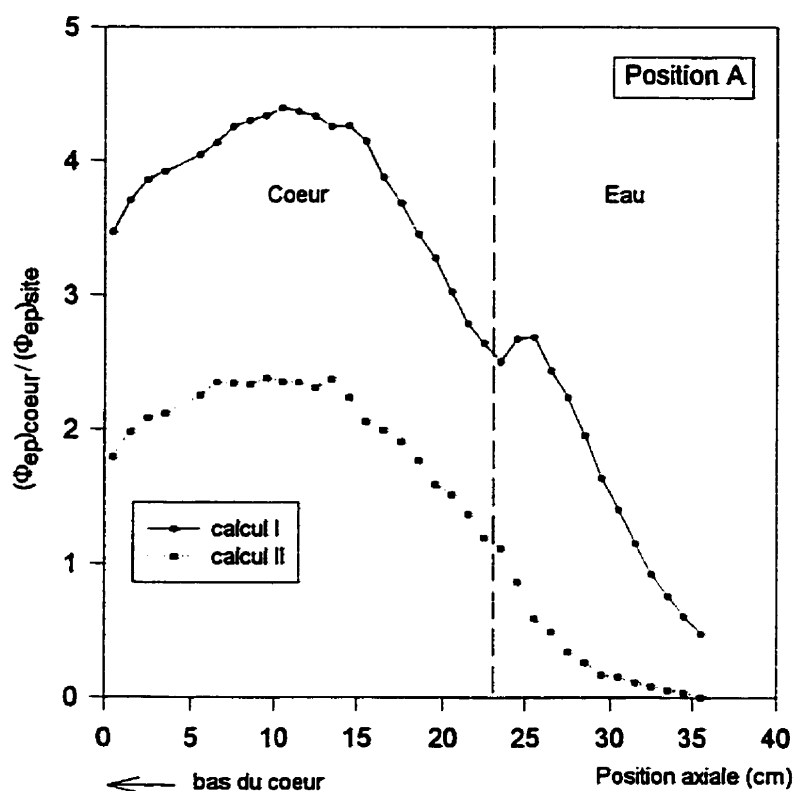


Figure 6.8 Contribution du flux thermique dans la réaction de l'Au

La figure 6.7 montre que lorsqu'on néglige la contribution des neutrons épithermiques dans l'activation du cuivre (calcul I), l'écart entre les deux courbes montre que effectivement la contribution des neutrons épithermiques dans l'activation du cuivre est moins importante comparée à celle des neutrons thermiques. En revanche, la figure 6.8, on constate que si on néglige la contribution des neutrons thermiques dans l'activation de l'or, le flux épithermique obtenu sera très impor-

tant car il représentera la somme du flux thermique et épithermique. D'ailleurs, le pic se trouvant à environ 23 *cm* du bas du cœur (couche d'eau) montre bien la présence des neutrons thermiques.

6.6 Calculs d'erreur

Afin d'éliminer les erreurs systématiques, nous avons effectué les mesures ainsi que le dépouillement des résultats, tout en gardant les mêmes conditions (même détecteur, même durée d'irradiation et de comptage, même balance, etc.), pour les fils dans le cœur et dans le site d'irradiation n°1.

Pour calculer les erreurs aléatoires sur les flux mesurés, nous avons procédé de la façon décrite dans l'annexe V.

6.7 Calcul des flux à partir de DRAGON/DONJON

Après un calcul de transport DRAGON (en 2D) effectué à la température uniforme de 20 °C et avec la barre de contrôle extraite du cœur, le fichier COMPO est récupéré pour pouvoir calculer dans DONJON le coefficient effectif k_{eff} , ainsi que le flux dans les différents sites du réacteur. Les neutrons thermiques provoquant l'activation correspondront dans nos calculs aux neutrons du groupe 6 (Tableau 2.2). Puisque les résonances de sections efficaces du cuivre et de l'or se trouvent respectivement à des énergies de 1040 eV et 5.65 eV, nous avons pris dans nos calculs les neutrons du groupe 3 comme neutrons épithermiques (Tableau 2.2).

Parce que la capacité des machines est limitée, nous ne pouvons pas calculer les flux dans les petits trous d'eau où nous avons introduit les fils de cuivre et de l'or. En effet, si l'on veut calculer les flux dans ces petits trous, nous devons multiplier le nombre d'inconnues déjà important (55.000) par six. Pour surmonter cet obstacle, nous avons calculé les flux pour les trous d'eau voisins (Figure 6.1). En effet, chacun de ces quatre trous est entouré soit par un trou d'eau (A, B et D), soit par deux trous d'eau (C). Nous avons récupéré, à l'aide du module INIRES de DONJON (Varin, 1996a), les valeurs des flux dans les trous d'eau voisins.

Pour le site d'irradiation n°1, nous avons, au tout début, déterminé les valeurs des flux thermique et épithermique le long de tout le site dont le bout inférieur se trouve à 7 cm du bas du cœur (Boisvert, 1976). Durant les mesures, nous avons irradié, dans le site d'irradiation n°1, un tube en plastique contenant les fils de cuivre et d'or de 5 cm de longueur. Dans le but de comparer les calculs DRAGON/DONJON aux résultats des mesures, nous avons pris pour le site d'irradiation n°1, la valeur moyenne des flux correspondant aux plans qui se situent entre les cotes 7 et 12 cm (Tableau 6.4).

Les flux thermiques (épithermiques) calculés pour les positions A, B, C et D sont divisés par les flux thermiques (épithermiques) moyens dans le site d'irradiation n°1. Les résultats des calculs pour le Cu et l'Au sont représentés dans les figures (6.9 et 6.10) pour les différentes positions radiales dans le cœur.

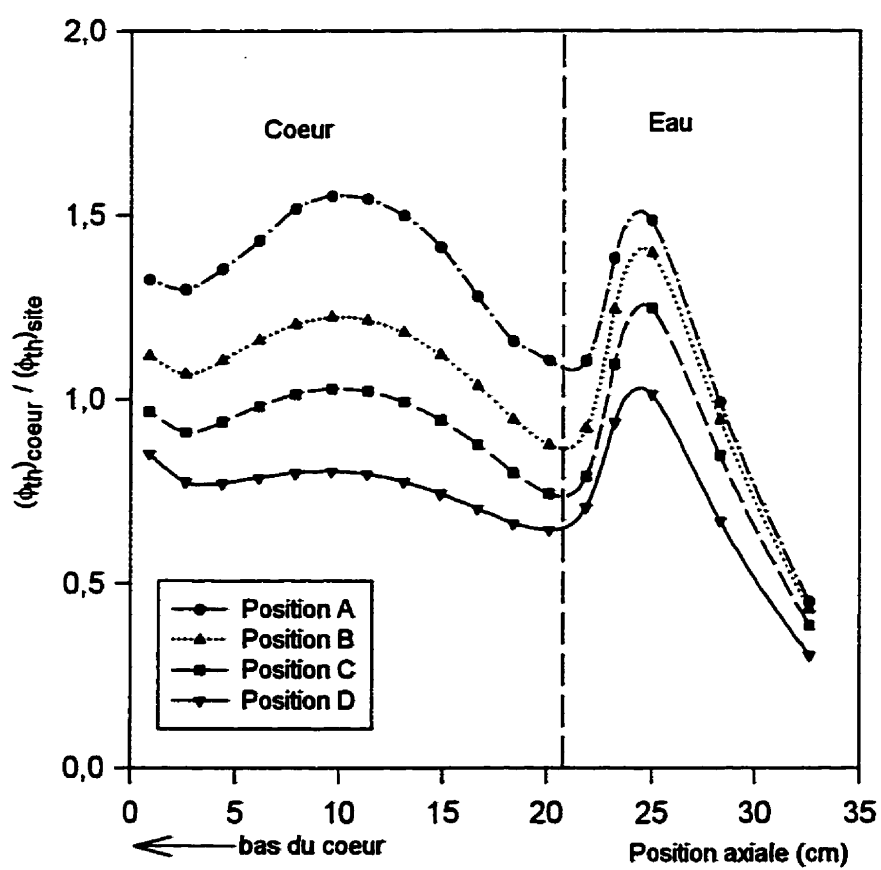


Figure 6.9 Distribution axiale calculée pour le flux thermique (groupe 6)

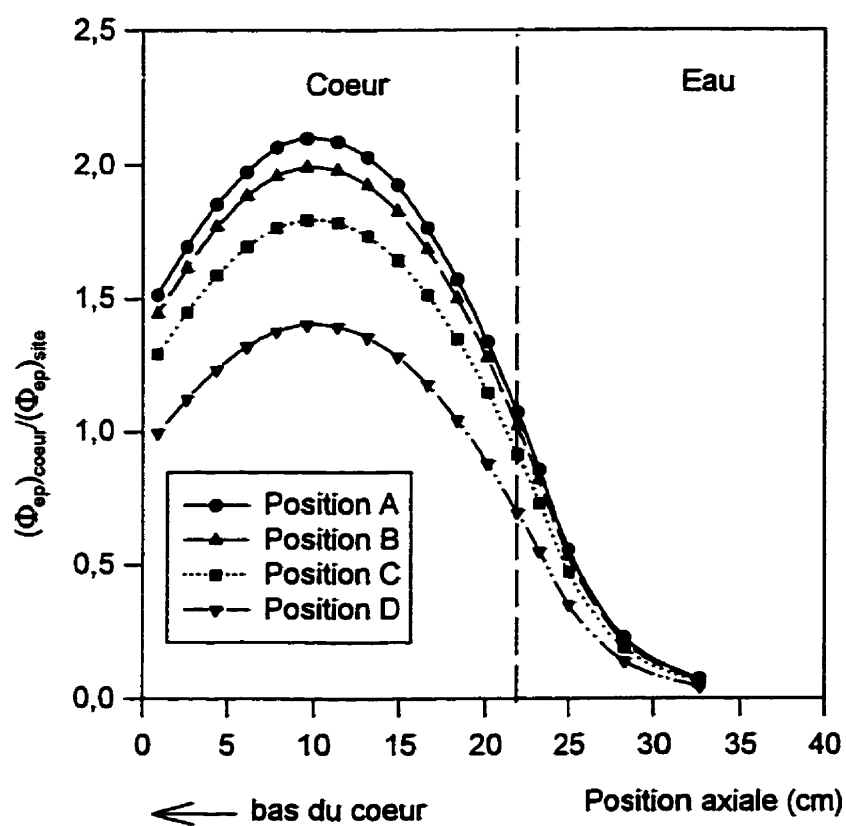


Figure 6.10 Distribution axiale calculée pour le flux épithermique (groupe 3)

6.8 Interprétation et comparaison des résultats

Les flux thermiques mesurés et calculés, montrent deux valeurs maximales. Une au centre du cœur du réacteur, et une autre dans l'eau qui se trouve au-dessus du cœur du réacteur. En effet, à la sortie du cœur le nombre des neutrons thermiques augmente à cause du ralentissement dans la couche d'eau. Ensuite, ce nombre de neutrons diminue à cause de l'absorption dans l'eau (Figures 6.5 et 6.9). En ce qui concerne le flux épithermique, il passe par une valeur maximale au centre du cœur puis diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du cœur à cause des fuites et du ralentissement dans l'eau (Figures 6.6 et 6.10). Ces figures montrent aussi que plus on s'éloigne radialement du centre du cœur, plus les flux thermiques et épithermiques diminuent.

Les figures 6.11 et 6.12 montrent que la tendance de la variation axiale des flux thermiques et épithermiques est la même que celle des mesures. Les différences entre les mesures et les calculs proviennent des erreurs sur les mesures, mais surtout du modèle et des codes de calcul. En plus, les calculs des flux n'ont pas été faits dans les mêmes trous où les fils ont été introduits.

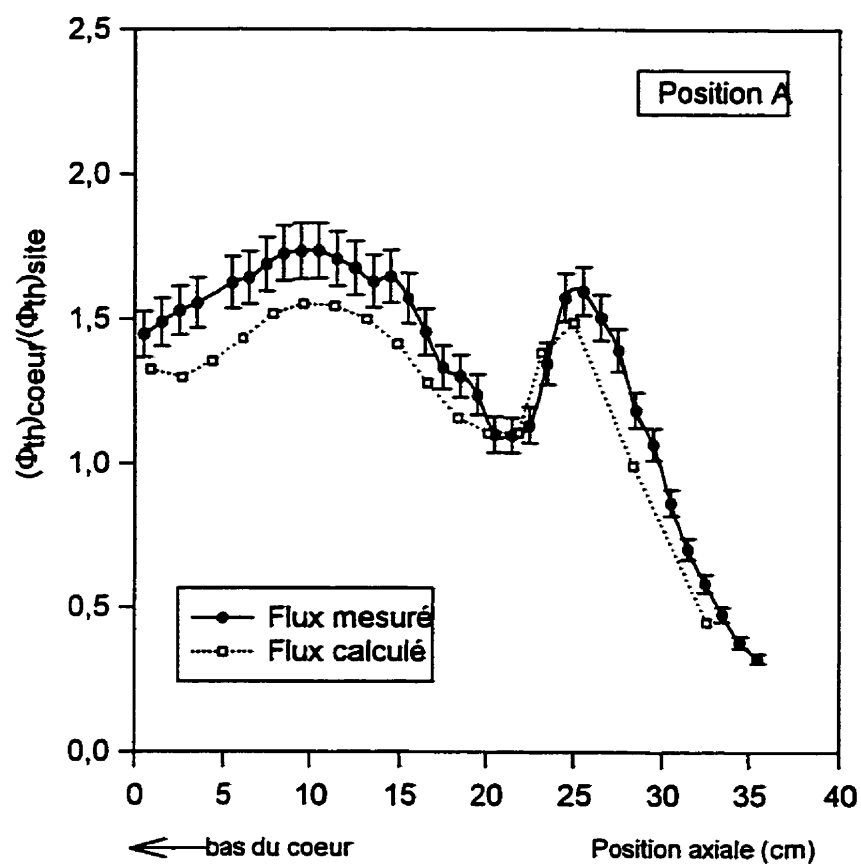


Figure 6.11 Distribution axiale des flux thermiques mesurés et calculés

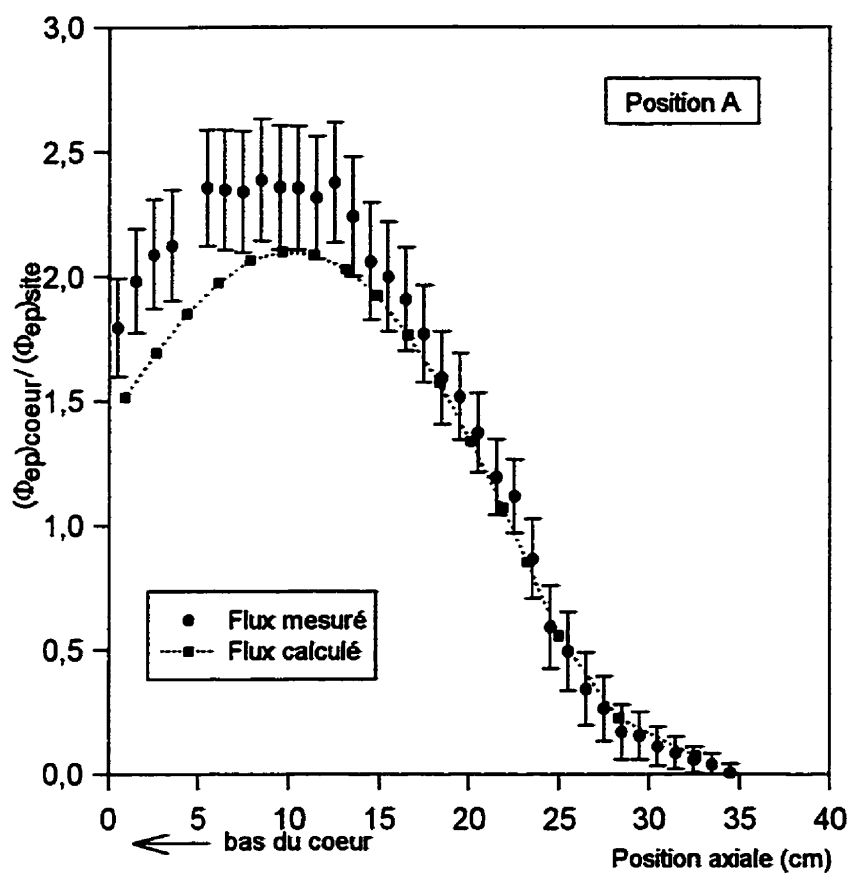


Figure 6.12 Distribution axiale des flux épithermiques mesurés et calculés

Pour la distribution radiale des flux, nous avons calculé les flux pour le plan de côte $z = 9.62 \text{ cm}$ (Tableau 6.4) et pour tous les points du réacteur. Les résultats sont comparés aux valeurs des flux mesurés pour le plan de côte $z = 9.5 \text{ cm}$ dans la figure 6.13.

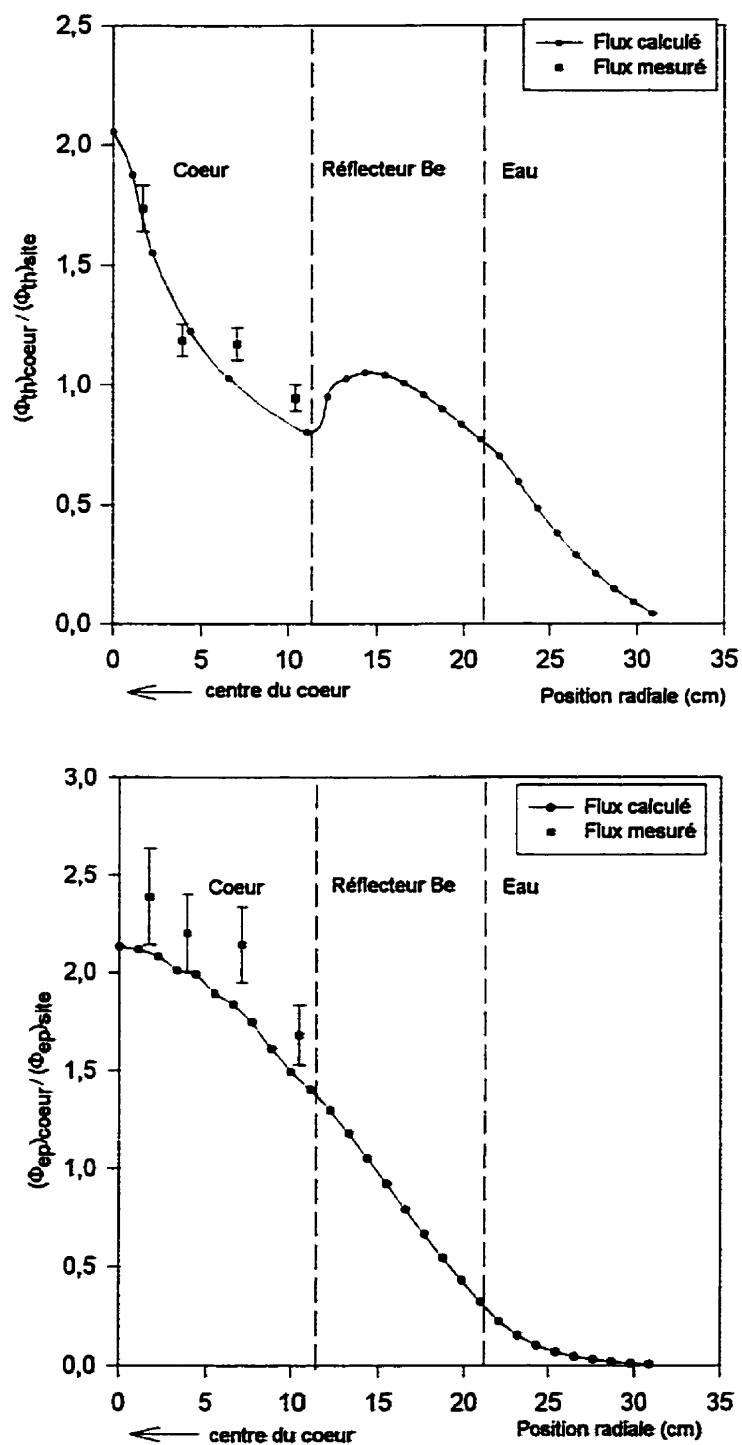


Figure 6.13 Distribution radiale des flux thermiques et épithermiques ($z = 9.5 \text{ cm}$)

Cette étude a été faite pour le cœur LEU du réacteur SLOWPOKE de l'École Polytechnique de Montréal. Elle nous a permis d'étudier la variation axiale et radiale des flux thermiques et épithermiques et de comparer les calculs DRAGON/DONJON aux mesures. Donc connaissant les valeurs du flux dans le site d'irradiation n°1, à partir des mesures d'activation, nous pouvons calculer la valeur du flux dans les sites du cœur.

Tableau 6.2 Rapport des flux thermiques dans le cœur sur les flux thermiques dans le site d'irradiation n°1 (mesures)

distance (cm)	Position A	Position B	Position C	Position D
0.5	1.45	1.25	1.16	
1.5	1.49	1.09		0.95
2.5	1.53	1.06	1.10	0.85
3.5	1.55	1.07	1.09	0.81
4.5		1.08	1.09	0.82
5.5	1.62	1.03	1.12	0.90
6.5	1.64	1.15	1.18	0.90
7.5	1.69	1.22	1.19	0.88
8.5	1.73	1.17	1.20	0.92
9.5	1.73	1.19	1.17	0.95
10.5	1.74	1.20	1.17	0.95
11.5	1.71	1.23	1.19	0.92
12.5	1.68	1.19	1.15	0.91
13.5	1.63	1.17	1.15	0.94
14.5	1.65	1.17	1.11	0.90
15.5	1.57	1.16	1.07	0.87
16.5	1.46	1.08	1.02	0.84
17.5	1.33	1.01	0.91	0.81
18.5	1.30	0.94	0.91	0.78
19.5	1.24	0.91	0.86	0.76
20.5	1.10	0.88	0.80	0.69
21.5	1.10	0.84	0.74	0.67
22.5	1.13	0.84	0.74	0.66
23.5	1.35	1.07	1.00	0.71
24.5	1.57	1.25	1.25	0.90
25.5	1.60	1.35	1.30	1.07
26.5	1.50	1.41	1.29	1.09
27.5	1.39	1.29	1.17	1.02
28.5	1.19	1.17	1.04	0.93
29.5	1.07	1.01	0.90	0.81
30.5	0.86	0.85	0.77	0.70
31.5	0.70	0.71	0.63	0.59
32.5	0.58	0.59	0.51	0.50
33.5	0.48	0.48	0.42	0.41
34.5	0.38	0.40	0.34	0.35
35.5	0.32	0.32	0.29	0.28

Tableau 6.3 Rapport des flux épithermiques dans le cœur sur les flux épithermiques dans le site d'irradiation n°1 (mesures)

distance (cm)	Position A	Position B	Position C	Position D
0.5	1.79	1.61	1.63	
1.5	1.98	1.77		1.15
2.5	2.09	1.75	1.72	1.33
3.5	2.12	1.86	1.72	1.46
4.5		2.03	1.78	1.57
5.5	2.26	2.12	1.90	1.57
6.5	2.36	2.07	1.91	1.61
7.5	2.35	2.09	2.08	1.69
8.5	2.34	2.17	1.98	1.71
9.5	2.39	2.20	2.14	1.68
10.5	2.36	2.15	2.24	1.69
11.5	2.35	2.11	2.19	1.72
12.5	2.32	2.24	2.15	1.71
13.5	2.38	2.15	2.14	1.65
14.5	2.24	1.98	2.12	1.56
15.5	2.06	1.86	2.01	1.54
16.5	2.00	1.86	1.95	1.44
17.5	1.91	1.56	1.98	1.30
18.5	1.77	1.62	1.72	1.23
19.5	1.59	1.46	1.61	1.12
20.5	1.52	1.26	1.26	1.03
21.5	1.37	1.24	1.18	0.96
22.5	1.19	1.04	1.10	0.80
23.5	1.12	0.91	0.96	
24.5	0.87	0.94	0.73	0.77
25.5	0.59	0.65	0.63	0.54
26.5	0.50	0.50	0.47	0.37
27.5	0.34	0.35	0.37	0.26
28.5	0.26	0.26	0.27	0.20
29.5	0.17	0.11	0.19	0.12
30.5	0.15	0.14	0.13	0.08
31.5	0.11	0.11	0.09	0.05
32.5	0.08	0.08	0.06	0.02
33.5	0.06	0.05	0.05	0.01
34.5	0.04	0.05	0.04	0.01
35.5	0.01	0.03	0.01	0.01

Tableau 6.4 Rapport des flux thermiques dans le cœur sur les flux thermiques dans le site d'irradiation n°1 (calculs)

distance (cm)	Position A	Position B	Position C	Position D	Site num. 1
0.87	1.3269	1.1196	0.9676	0.8524	
2.62	1.2300	1.0693	0.9110	0.7755	
4.37	1.3562	1.1083	0.9396	0.7719	
6.12	1.4327	1.1622	0.9823	0.7867	
7.87	1.5189	1.2049	1.0152	0.8002	0.9367
9.62	1.5529	1.2242	1.0298	0.8047	0.9292
11.37	1.5455	1.2168	1.0229	0.7970	0.9160
13.12	1.4500	1.1821	0.9941	0.7762	
14.87	1.4142	1.1212	0.9443	0.7437	
16.62	1.2809	1.0380	0.8767	0.7030	
18.37	1.1599	0.9458	0.8008	0.6629	
20.12	1.1071	0.8753	0.7439	0.6450	
21.87	1.1062	0.9197	0.7915	0.7084	
23.18	1.3849	1.2463	1.0970	0.9382	
24.99	1.4867	1.3976	1.2487	1.0149	
28.35	0.9933	0.9441	0.8464	0.6699	
32.59	0.4509	0.4296	0.3862	0.3054	

Tableau 6.5 Rapport des flux épithermiques dans le cœur sur les flux épithermiques dans le site d'irradiation n°1 (calculs)

distance (cm)	Position A	Position B	Position C	Position D	Site num. 1
0.87	1.5098	1.4444	1.2935	0.9957	
2.62	1.6882	1.6158	1.4502	1.1229	
4.37	1.8460	1.7673	1.5886	1.2356	
6.12	1.9672	1.8836	1.6948	1.3227	
7.87	2.0486	1.9588	1.7637	1.3796	0.4514
9.62	2.0818	1.9908	1.7933	1.4044	0.4581
11.37	2.0692	1.9790	1.7829	1.3965	0.4549
13.12	2.0113	1.9234	1.7325	1.3559	
14.87	1.9083	1.8247	1.6428	1.2830	
16.62	1.7581	1.6836	1.5147	1.1785	
18.37	1.5672	1.5010	1.3491	1.0438	
20.12	1.3341	1.2778	1.1470	0.8810	
21.87	1.0648	1.0192	0.9133	0.6959	
23.18	0.8523	0.8178	0.7315	0.5521	
24.99	0.5553	0.5311	0.4721	0.3494	
28.35	0.2250	0.2137	0.1885	0.1388	
32.59	0.0719	0.0681	0.0601	0.0449	

CHAPITRE 7

ÉVOLUTION DU COMBUSTIBLE DANS LE RÉACTEUR SLOWPOKE-2

Le réacteur SLOWPOKE-2 est un réacteur de recherche. Sa pleine puissance est de 20 kW. Cependant, il peut fonctionner parfois avec des puissances plus faibles pour fin de recherche. Avec le fonctionnement journalier, la réactivité du réacteur diminue. Pour compenser ce déclin de réactivité, on rajoute une épaisseur de plaques de béryllium sur le plateau supérieur du cœur.

Le but de ce chapitre est de proposer une méthode pour reproduire, par un calcul DRAGON/DONJON, les valeurs des épaisseurs des plaques nécessaires pour une compensation de cette chute de la de réactivité pour HEU de l'École Polytechnique et pour LEU de RMC. Ceci nous permettra de prédire les épaisseurs de plaques à rajouter pour le nouveau cœur LEU de l'École Polytechnique après un nombre connu d'heures de fonctionnement du réacteur.

Les équations d'évolution (eq. 2.74) sont résolues par le module EVO de DRAGON pour l'ensemble des isotopes contenus dans la bibliothèque de sections efficaces ENDF/BV.

7.1 Motivation du problème

À l'inverse des réacteurs de puissance qui fonctionnent de façon continue, le réacteur SLOWPOKE-2 fonctionne seulement pendant un certain nombre d'heures

dans la journée.

Les équations d'évolution de la concentration des isotopes s'écrivent dans le cas du fonctionnement du réacteur comme suit (cf. chapitre 2):

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -(\lambda_i + \sum_g \sigma_{ai}^g \phi^g(t)) N_i(t) + \sum_j \gamma_{1ij} \lambda_j N_j(t) + \sum_j \sum_g \gamma_{2ij} \sigma_{fj}^g N_j(t) \phi^g(t) + \dots$$

Quand le réacteur est arrêté (flux nul), ces équations se réduisent à:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i(t) + \sum_j \gamma_{1ij} \lambda_j N_j(t)$$

Donc quand le flux est nul, la concentration des isotopes qui sont formés ou détruits par désintégration radioactive change.

Deux options sont envisageables pour étudier l'évolution du combustible du réacteur SLOWPOKE-2. La première option consiste à faire un calcul continu (i.e faire fonctionner le réacteur sans arrêt, et ce avec une puissance constante durant la période à étudier). La seconde option serait de faire un suivi réel de l'évolution (i.e faire fonctionner et arrêter le réacteur de la façon que l'on fait dans la pratique).

7.1.1 Calcul continu

Le calcul continu a pour avantage de réduire le temps de calcul d'un facteur important. Cependant, à l'exception des noyaux dont la concentration ne dépend que du flux (ex : ^{235}U et ^{238}U), il y a des noyaux qui contribuent, d'une manière

très importante, au changement de réactivité et qui, en plus de leur dépendance du flux, leur concentration change par désintégration radioactive. Parmi ces noyaux, on peut citer le ^{135}Xe , le ^{149}Pm qui produit par désintégration β^- le ^{149}Sm ainsi que le ^{239}Np qui produit le ^{239}Pu par désintégration β^- . En effet, les principales sources du déclin de réactivité à long terme, dans un réacteur, sont la production du ^{135}Xe et du ^{149}Sm (à cause leur très grande section efficace d'absorption de neutrons), de la disparition de l' ^{235}U par fission et par capture radiative et d'une manière moins importante, l'accumulation des autres produits de fission de faible section efficace. D'un autre côté, une partie du déclin de la réactivité à long terme est compensé par l'accumulation du noyau fissile ^{239}Pu .

Quand le réacteur est arrêté ($\phi = 0$), les équations 2.71, 2.72 et 2.67 donnant la concentration de ces noyaux deviennent:

$$\frac{dN_{Xe}(t)}{dt} = \lambda_I N_I(t) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(t) \quad (7.1)$$

$$\frac{dN_{Pm}(t)}{dt} = -\lambda_P N_{Pm}(t) = -\frac{dN_{Sm}(t)}{dt} \quad (7.2)$$

$$\frac{dN_{39}(t)}{dt} = -\lambda_{39} N_{39}(t) \quad (7.3)$$

Ces équations montrent que la concentration de ces noyaux décroît quand le réacteur est arrêté. Alors, qu'en calcul continu, cette concentration augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la saturation. Donc, un calcul continu surestimera la

concentration de ces noyaux et par conséquent le déclin de la réactivité ne sera pas bien calculé.

7.1.2 Calcul exact

Le calcul exact du suivi de l'évolution du combustible du réacteur permettra de prendre en compte la variation de la concentration des noyaux pendant l'arrêt du réacteur. C'est un calcul difficile et très coûteux, surtout, quand on veut faire un suivi pendant plusieurs années.

Donc le problème du calcul d'évolution de SLOWPOKE-2 est complexe. Des approximations doivent être considérées pour le résoudre.

7.2 Évolution du combustible pour HEU (EPM)

Le réacteur SLOWPOKE-2, à cœur HEU, de l'École Polytechnique de Montréal a été démarré le 2 juin 1976. La première approche critique a été atteinte avec une épaisseur de plaques de béryllium égale à 1.34 *cm*, et la valeur de la réactivité était d'environ 3.0 *mk*.

Après avoir installé les 296 crayons de combustible, la valeur de k_{eff} était de 0.996 (Burbidge, 1976). En rajoutant 1.34 *cm* de béryllium, la valeur k_{eff} devient 1.0030. Donc, cette épaisseur de plaques introduit une réactivité positive de l'ordre de 7 *mk*. Avec le fonctionnement journalier du réacteur SLOWPOKE-2, les propriétés du combustible changent et la réactivité diminue.

7.2.1 Effet xénon

Le réacteur SLOWPOKE-2 s'arrête pendant plus de 48 heures chaque semaine. Pendant cet arrêt, le xénon décroît par désintégration β^- avec une demi-vie de 9.2 heures. Par conséquent, l'effet du xénon contribue peu au déclin de la réactivité à long terme. Cependant, pour une longue transitoire (quelques heures) à pleine puissance, l'accumulation du ^{135}Xe introduit une faible réactivité négative qui s'ajoute à la rétroaction de la température pour limiter la durée de fonctionnement continu du réacteur.

En effet, en faisant fonctionner, dans DRAGON, le réacteur à cœur HEU pendant 10 heures à pleine puissance (20 kW), la réactivité introduite par le xénon augmente pour atteindre une valeur de 0.75 mk à l'arrêt du réacteur (Figure 7.1). Après l'arrêt du réacteur ($\phi = 0$), cette réactivité augmente car l'accumulation du xénon par désintégration de l' ^{135}I est plus importante, au début, par rapport à la diminution du xénon par désintégration β^- ($\lambda_I N_I > \lambda_{Xe} N_{Xe}$) (cf. 7.1). Huit heures après l'arrêt du réacteur, la valeur de la réactivité du xénon atteint sa valeur maximale, car la période de l' ^{135}I ($T_{1/2} = 6.7$ heures) est inférieure à celle du ^{135}Xe ($T_{1/2} = 9.2$ heures). Quand $\lambda_I N_I$ devient inférieur à $\lambda_{Xe} N_{Xe}$, la réactivité du xénon diminue (Figure 7.1).

7.2.2 Compensation du déclin de réactivité

La compensation du déclin de réactivité à long terme se fait en partie par l'accumulation du ^{239}Pu mais, surtout, par l'augmentation graduelle de l'épaisseur des plaques de béryllium, de réactivité connue, sur le plateau supérieur du

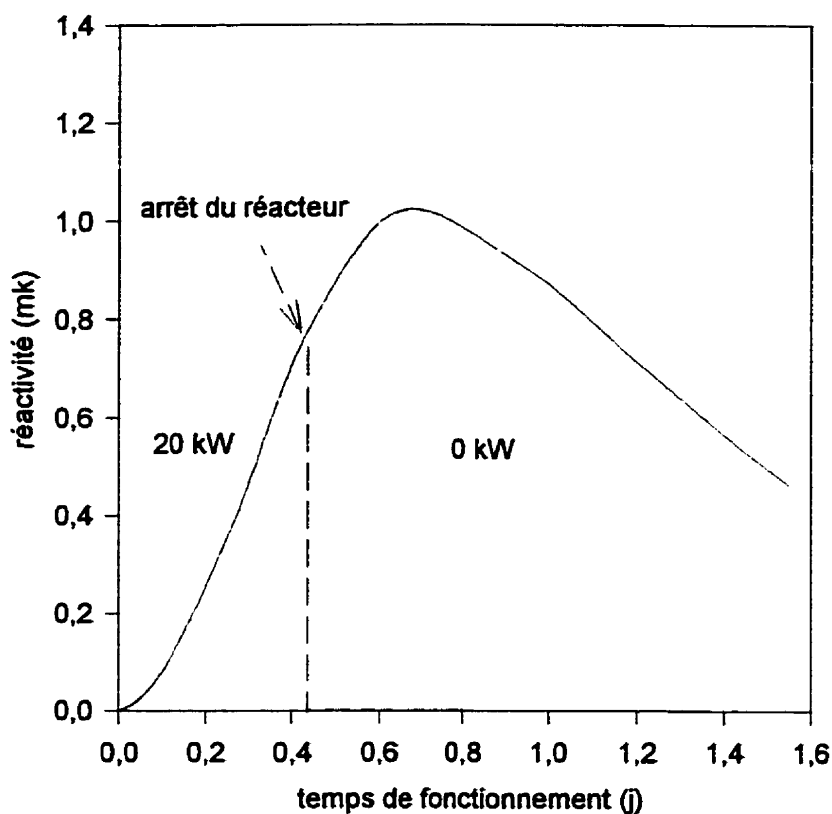


Figure 7.1 Variation de la réactivité du xénon (HEU)

réacteur. Ces plaques de forme semi-circulaire ont des épaisseurs variables (1.6 mm, 3.2 mm, 6.4 mm et 12.7 mm). Quand la réactivité du réacteur diminue avec le fonctionnement journalier, on rajoute l'épaisseur de plaques nécessaire pour compenser le déclin de réactivité. Pour des raisons de sûreté, la réactivité du réacteur doit être maintenue à des valeurs proches de 3.4 mk à 4 mk (directives de la commission de contrôle). La réactivité du réacteur est mesurée avant et après

l'ajout des plaques, ce qui permet d'avoir la réactivité de l'épaisseur des plaques rajoutées (Figure 7.2). Cette figure montre que plus l'épaisseur des plaques augmente, plus leur effet marginal diminue. L'épaisseur maximale des plaques qu'on peut mettre sur le plateau supérieur est de 10.2 *cm*. Cela correspond à une réactivité totale de 20 *mk* pour HEU (Figure 7.2) et LEU (Smith, 1985).

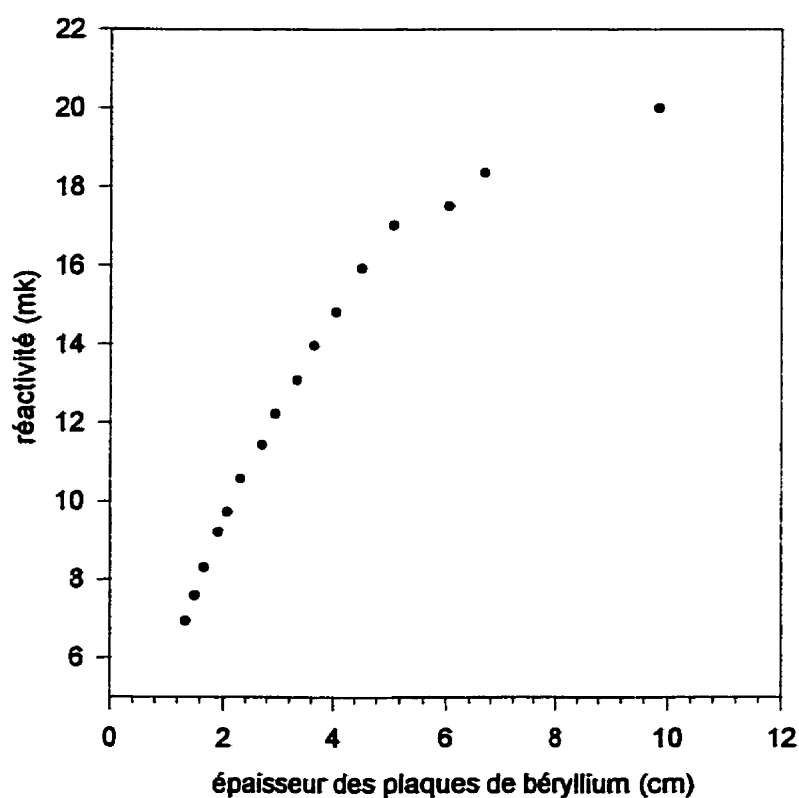


Figure 7.2 Valeurs expérimentales de la réactivité des plaques de béryllium (HEU)

7.2.3 Calcul de l'épaisseur des plaques à partir de DRAGON/DONJON

7.2.3.1 Calcul de l'évolution dans DRAGON

Dans le tableau 7.1 (Slowpoke, 1997), nous donnons le nombre d'heures de fonctionnement du réacteur à cœur HEU de l'EPM pour une puissance de 2 kW qui correspond à un flux de neutrons, mesuré par le détecteur, de $10^{11} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Slowpoke, 1997). Le tableau 7.2 présente les périodes de fonctionnement du réacteur ainsi que les dates des ajouts de plaques (Slowpoke, 1997).

Tableau 7.1 Nombre d'heures de fonctionnement du réacteur SLOWPOKE-2 à cœur HEU de EPM pour une puissance de 2 kW

Année	Nombre d'heures de fonctionnement	Nombre total d'heures de fonctionnement
1976-1977	2032.8	2032.8
1977-1978	5251.4	7284.2
1978-1979	5564.3	12848.5
1979-1980	4611.2	17459.7
1980-1981	6418.4	23878.1
1981-1982	5111.9	28990.0
1982-1983	6643.1	35633.1
1983-1984	7470.1	43103.2
1984-1985	5475.5	48578.7
1985-1986	6967.9	55546.6
1986-1987	5575.9	61122.5
1987-1988	5728.8	66851.3
1988-1989	6416.7	73268.0
1989-1990	5717.4	78985.4
1990-1991	5433.6	84419.0
1991-1992	6040.9	90449.9
1992-1993	7690.4	103892.1
1993-1994	5741.8	110158.5

Tableau 7.2 Variation de l'épaisseur des plaques de béryllium durant les vingt années de fonctionnement du réacteur à cœur HEU

Date de l'ajout des plaques	Nombre d'heures	Épaisseur totale des plaques (cm)	Réactivité cummulative (mk)
2 juin 1976	0	1.34	6.62
25 juillet 1977	1871.39	1.50	7.27
17 juillet 1978	4769.62	1.66	7.99
26 juin 1979	5293.34	1.90	8.90
25 juin 1980	4757.97	2.06	9.41
27 avril 1981	5035.15	2.29	10.26
21 juin 1982	6331.08	2.69	11.12
6 juin 1983	6071.88	2.93	11.90
9 juillet 1984	7950.59	3.32	12.77
30 septembre 1985	7132.90	3.64	13.65
6 avril 1987	9725.31	4.04	14.51
28 février 1989	11156.23	4.52	15.62
10 septembre 1990	9100.98	5.08	16.70
24 septembre 1991	5681.74	6.03	17.18
16 février 1993	9204.45	6.67	18.03
22 août 1994	6882.64	9.84	19.68

Au début, nous allons étudier de façon détaillée l'évolution du combustible pendant trois semaines, en suivant la variation de la concentration des isotopes ^{135}Xe , ^{149}Pm et ^{239}Np , et ce, afin de trouver un élément qui pourrait nous guider pour résoudre le problème posé.

Le réacteur SLOWPOKE-2 ne fonctionne que quelques heures par jour pendant les cinq premiers jours de la semaine, puis il est arrêté en fin de semaine. Nous avons calculé, à partir du tableau 7.2, le nombre d'heures de son fonctionnement par jour avec une puissance de 2 kW.

Pendant les premiers jours du fonctionnement d'un combustible neuf, la formation des produits de fission et du ^{239}Pu augmente très rapidement. Ainsi, nous

avons suivi, de façon détaillée, l'évolution du combustible pendant les trois premières semaines de fonctionnement de la première période. Pour ce faire, nous avons fait évoluer, dans DRAGON, le combustible pendant le nombre d'heures correspondant (Tableau 7.2).

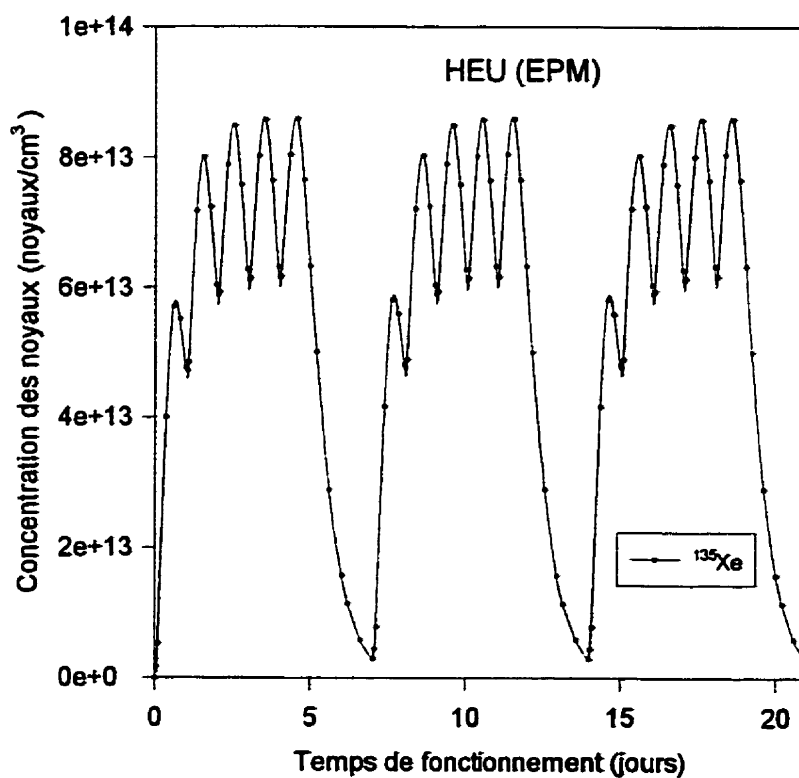


Figure 7.3 Évolution de la concentration du ^{135}Xe dans le combustible HEU

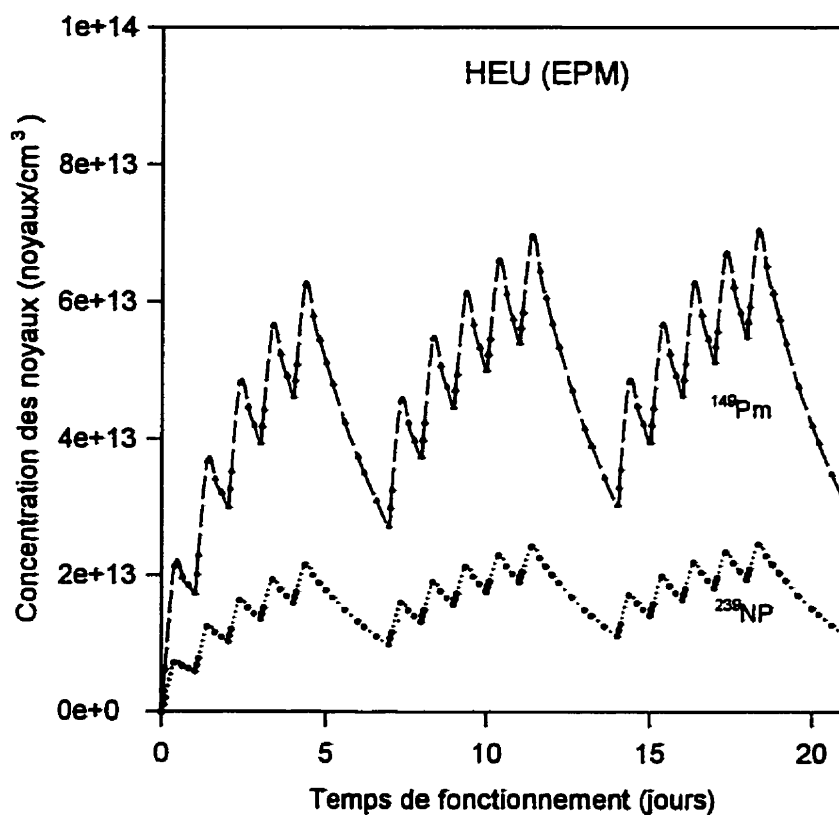


Figure 7.4 Évolution de la concentration du ¹⁴⁹Pm et du ²³⁹Np dans le combustible HEU

Les figures 7.3 et 7.4 représentent la variation de la concentration du ¹³⁵Xe, ¹⁴⁹Pm et ²³⁹Np pendant les trois premières semaines. Nous constatons qu'après une deuxième semaine de fonctionnement, il y a une variation périodique de la concentration du ¹³⁵Xe. De même pour la concentration du ¹⁴⁹Pm et ²³⁹Np avec,

toutefois, une très légère différence entre les valeurs de la concentration de la deuxième et la troisième semaine.

Puisqu'on ne peut suivre l'évolution du combustible de façon détaillée pendant toute la période (le temps de calcul de l'évolution d'une semaine dure 15 heures dans une machine de type IBM, Risc/6000 de CPU : 233 Mhz et de mémoire 128 Meg), nous nous sommes inspirés de l'étude détaillée précédente pour faire un calcul continu avec une puissance constante de 2 kW, pour le reste de cette période de l'évolution en tenant compte des considérations suivantes:

- 1- Choisir un pas d'évolution d'une semaine pendant les 100 premiers jours d'évolution pour bien tenir compte de l'augmentation du ^{239}Pu , puis considérer un pas multiple d'une semaine pour le reste de la période.
- 2- Récupérer les concentrations des isotopes ^{135}Xe , ^{149}Pm et ^{239}Np calculées à la fin de la troisième semaine, et les injecter, au début de chaque pas d'évolution pour le reste de la période. Cela, nous permettra de démarrer le nouveau calcul d'évolution avec des concentrations résultantes du calcul détaillé.

En ce qui concerne les autres périodes (Tableau, 7.2) , et puisque la variation de la concentration des produits de fission devient lente, nous avons fait évoluer le combustible de façon détaillée uniquement pour la première semaine. Puis, de façon continue pour le reste de la période, en prenant en compte les considérations énumérées précédemment.

Les calculs d'évolution dans DRAGON ont été faits pour une température $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, et avec la barre de contrôle extraite du cœur.

Tel que décrit dans la section 2.4, nous avons fait un calcul de transport (au début $t = 0$) avec les concentrations initiales des noyaux, et les sections efficaces microscopiques données dans la bibliothèque ENDF/BV. Les flux sont ensuite récupérés et introduits dans les équations d'évolution (eq. 2.74) pour calculer les nouvelles concentrations des noyaux. Cela étant, on fait évoluer, pour chaque période, le combustible à une puissance de 2 kW , de la façon décrite dans le paragraphe précédent. À la fin de chaque pas d'évolution, les nouvelles concentrations des différents isotopes sont récupérées et utilisées pour un nouveau calcul de flux dans DRAGON et ainsi de suite pour tous les autres pas (Figure 7.11).

La figure 7.5, montre que le ^{239}Pu augmente légèrement à cause de la faible quantité de l' ^{238}U dans le cœur HEU. Le ^{149}Sm , principale source du déclin de la réactivité, augmente avec le fonctionnement du réacteur. Quand le réacteur s'arrête, une partie du ^{149}Pm se transforme en ^{149}Sm , de même pour le ^{239}Np qui se transforme en ^{239}Pu . La proportion de cette partie transformée dépend de la durée du temps d'arrêt de réacteur par rapport à la période de ces éléments ($\simeq 55\text{ heures}$). Puisque le flux dans le réacteur est faible ($\phi = 10^{11}\text{ n cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$), le ^{149}Sm atteindra la valeur de saturation pour un temps de fonctionnement très grand (Figure 7.5).

Vu que le flux neutronique dans le réacteur est faible, la concentration de l' ^{235}U ne varie pas beaucoup. Néanmoins, la diminution de sa concentration contribue au déclin de la réactivité.

Dans le code DRAGON, le calcul d'évolution se fait pour une puissance de fonctionnement massique ($MW/tonnes$) d'isotopes lourds. La masse de l'uranium dans le cœur du réacteur à cœur HEU est de 878.12 g. Donc une puissance de 2 kW correspond dans les calculs à 2.27 kW/kg . Notons que tous nos calculs ont été faits avec cette puissance massique.

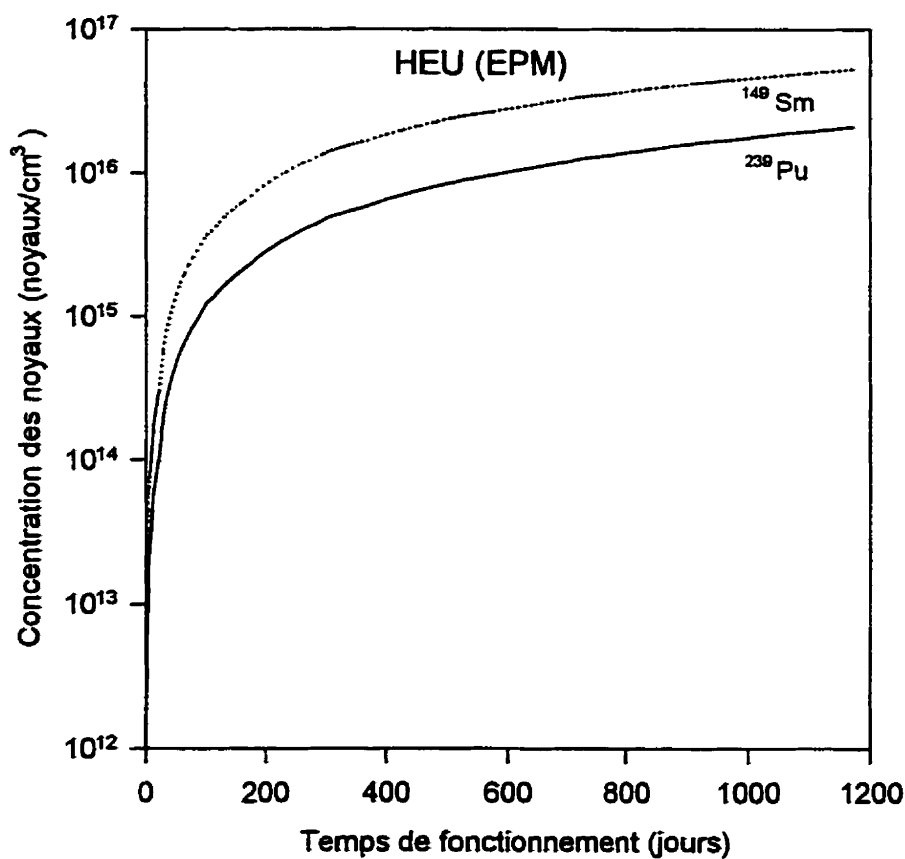


Figure 7.5 Accumulation du ^{239}Pu et du ^{149}Sm dans le combustible HEU

7.2.3.2 Calcul de l'épaisseur des plaques à rajouter

Une fois le calcul d'évolution de chaque période terminé, les propriétés macroscopiques sont homogénéisées et condensées, puis récupérées dans un fichier COMPO qui est ensuite utilisé par le code DONJON pour les calculs de diffusion en 3D. On récupère aussi la bibliothèque contenant les nouvelles concentrations des isotopes afin de les utiliser comme concentrations initiales dans le calcul d'évolution de la période suivante.

Expérimentalement, les plaques de béryllium sont rajoutées dans le plateau supérieur de telle façon à obtenir une réactivité proche de la réactivité initiale. Ces opérations sont faites par des ingénieurs autorisés par la commission de contrôle.

À la fin du calcul de diffusion de chaque période, on récupère la valeur du coefficient k_{eff} . Pour retrouver l'épaisseur des plaques qui donnerait la valeur initiale de k_{eff} , on utilise le module FIND0 (Hébert, 1994) dans DONJON. Connaissant l'épaisseur initiale des plaques ainsi que le coefficient k_{eff} initial et final, le module FIND0 permet de retrouver, à partir des calculs DONJON, la valeur de l'épaisseur des plaques requise pour avoir k_{eff} initial. Ce module utilise la méthode de Brent pour chercher la racine d'une fonction (Press, 1990).

On fait ce calcul pour toutes quelques périodes de fonctionnement du réacteur figurant dans le tableau 7.2. Dans la figure 7.6, on représente les valeurs calculées de l'épaisseur des plaques qu'on compare aux mesures.

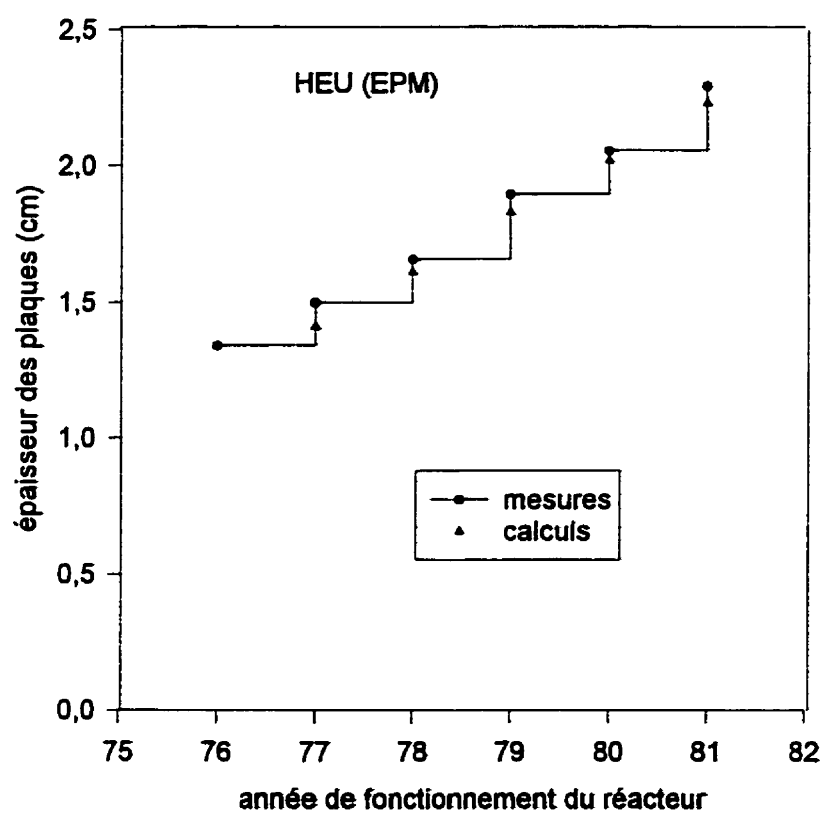


Figure 7.6 Épaisseur des plaques de béryllium en fonction des années d'opération (HEU)

7.3 Évolution du combustible pour LEU (RMC)

Le réacteur SLOWPOKE-2 de RMC a été démarré en septembre 1985. Le tableau 7.3 résume les différents paramètres reliés à l'évolution du combustible (Nielsen, 1998).

À partir de ce tableau qui donne le nombre d'heures de fonctionnement du réacteur à une puissance de 2 kW, nous avons calculé le nombre de jours par semaine durant lesquels le réacteur a fonctionné.

Tableau 7.3 Nombre d'heures de fonctionnement à une puissance de 2 kW du réacteur SLOWPOKE-2 à cœur LEU de RMC

Période de fonctionnement	nombre d'heures	épaisseur (cm)
6 Septembre 1985 - 24 Janvier 1989	18964	0.08
25 Janvier 1989 - 26 Mars 1991	13482	0.38
27 Mars 1991 - 8 Novembre 1994	16936	0.61
8 Novembre 1994 - 14 Avril 1998	21486	1.03
15 Avril 1998		1.53

En faisant un calcul DRAGON/DONJON, et en suivant la même démarche utilisée pour HEU, nous avons calculé l'épaisseur des plaques de béryllium requise pour compenser le déclin de réactivité, et ce, pour toutes les périodes indiquées dans le tableau 7.3.

Les figures 7.7 et 7.8 donnent respectivement la variation de la concentration des noyaux ^{135}Xe , ^{149}Pm et ^{239}Np respectivement. On remarque qu'à cause de la grande concentration de l' ^{238}U dans le cœur LEU, la concentration du ^{239}Np est beaucoup plus importante que pour HEU, et par conséquent la formation du ^{239}Pu est importante (Figures 7.5 et 7.9). Donc, la compensation du déclin de la

réactivité par le ^{239}Pu est plus importante dans le cas de LEU, ce qui contribue à augmenter la vie du cœur du réacteur dans le cas de LEU. En effet, les tableaux 7.2 et 7.3 montrent que pour un même nombre d'heures de fonctionnement du réacteur (~ 70000 heures), l'épaisseur des plaques rajoutées pour HEU est de 3.2 cm , alors qu'elle n'est que de 1.53 cm pour LEU de RMC. Cela montre que le nombre d'années d'opération du cœur LEU sera plus grand que celui de HEU.

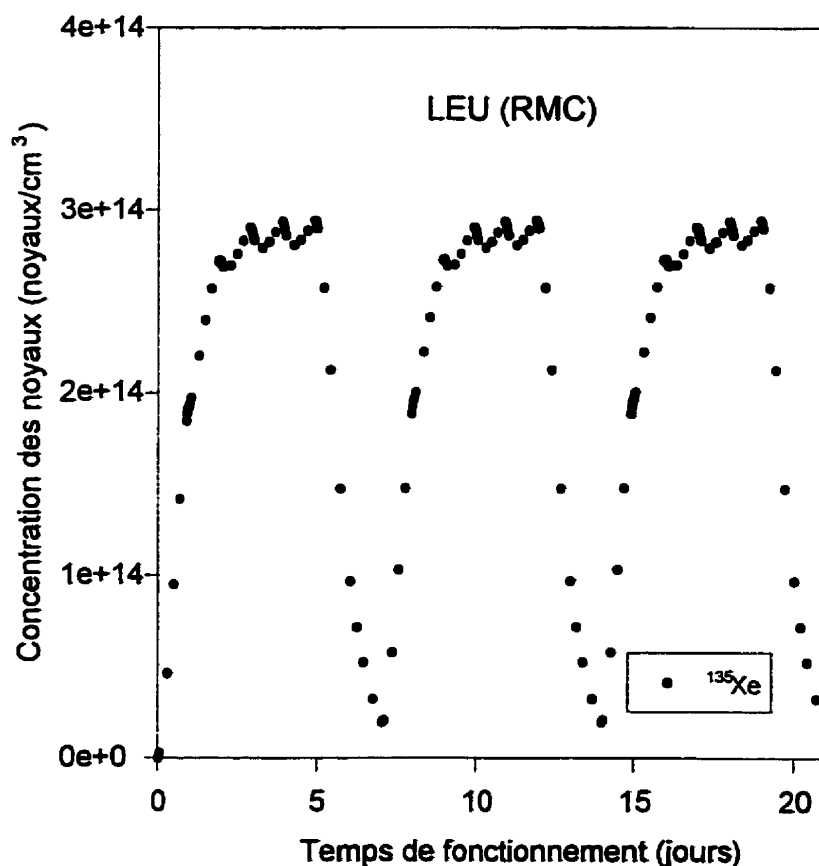


Figure 7.7 Évolution de la concentration du ^{135}Xe dans le combustible LEU

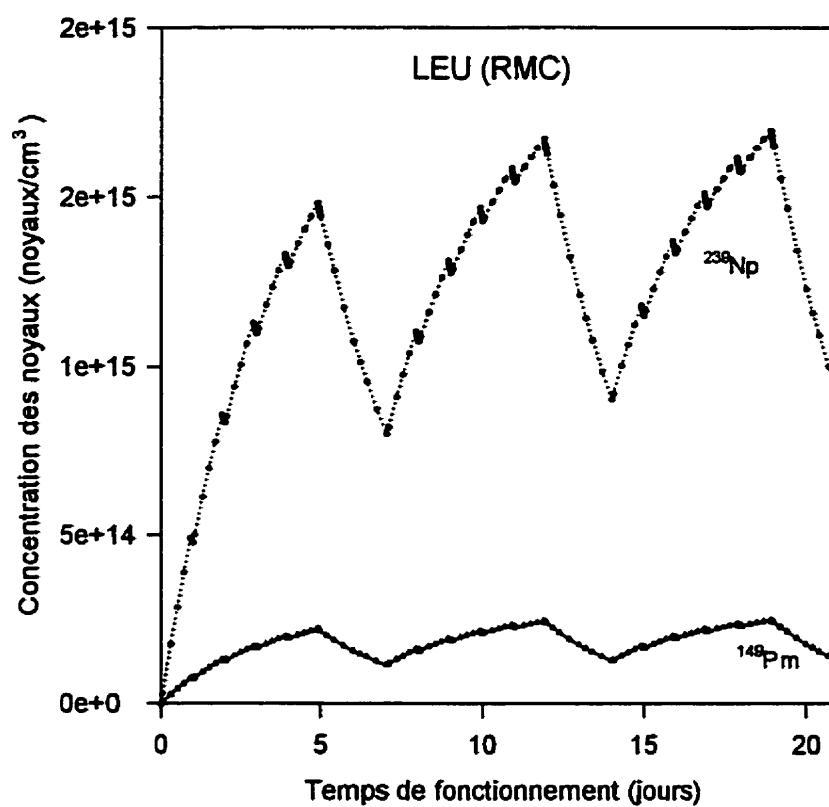


Figure 7.8 Évolution de la concentration du ¹⁴⁹Pm et du ²³⁹Np dans le combustible LEU

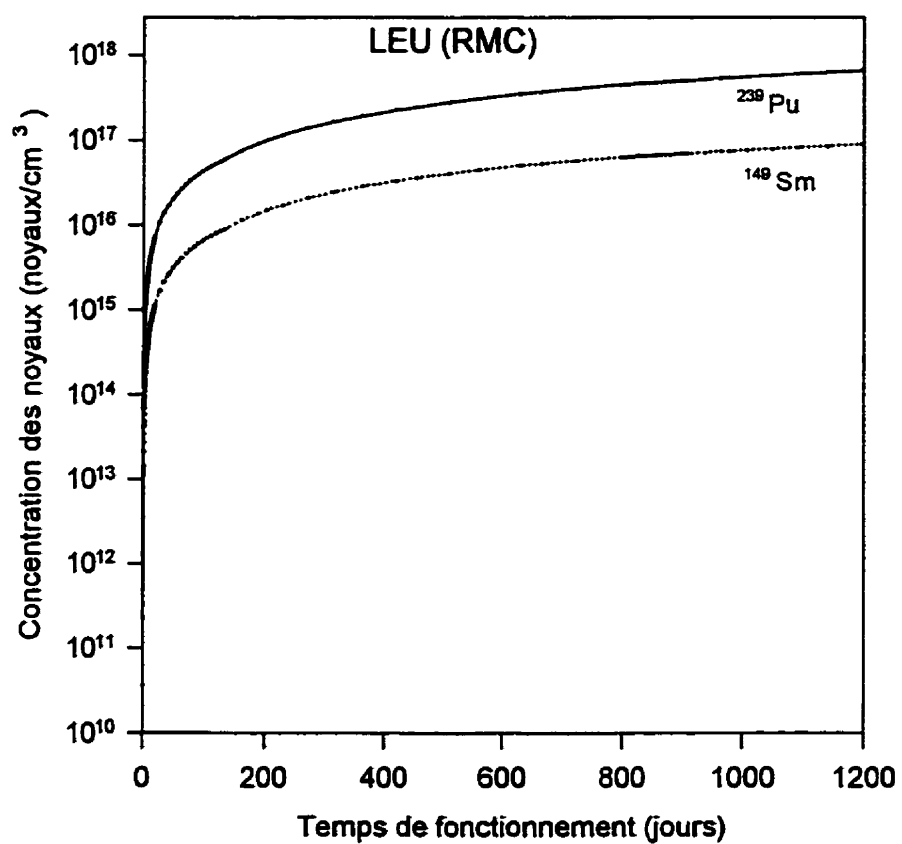


Figure 7.9 Accumulation du ²³⁹Pu et du ¹⁴⁹Sm dans le combustible LEU

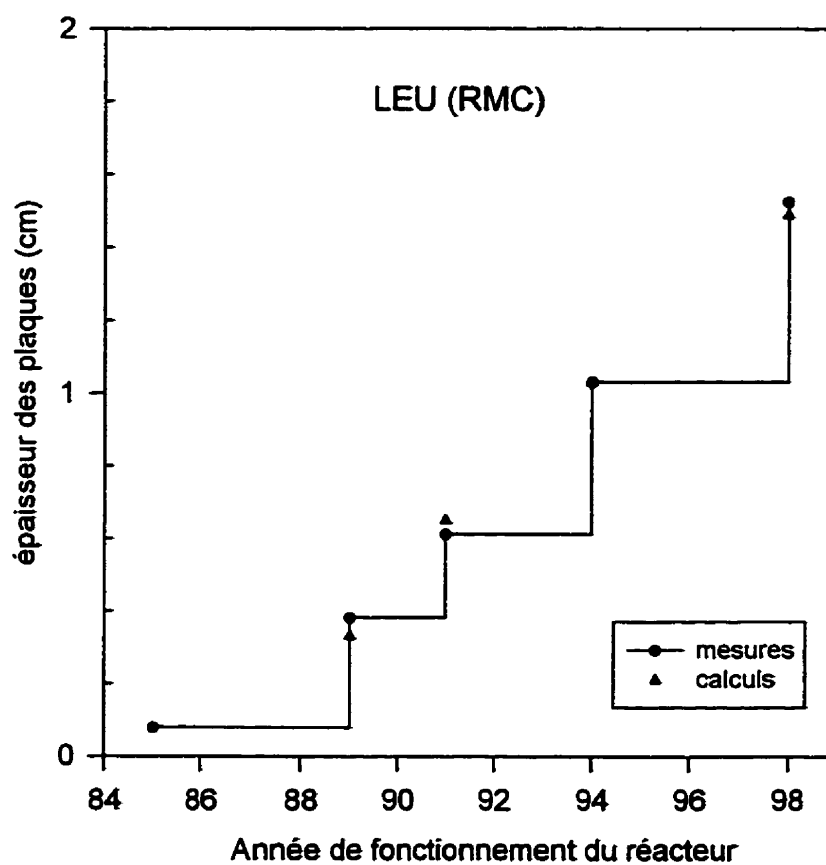


Figure 7.10 Épaisseur des plaques de béryllium en fonction des années d'opération (LEU)

7.4 Évolution du combustible pour LEU (EPM)

En conclusion, nous notons que nous pouvons, avec la méthode précédente, prédire l'épaisseur des plaques à rajouter pour le nouveau cœur LEU installé à l'École Polytechnique, après un nombre d'heure donné de fonctionnement du réacteur.

En effet, le premier ajout de plaques pour le nouveau réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique a eu lieu au mois de mars 1999 (Slowpoke, 1999). Le tableau 7.4 résume le nombre d'heures de fonctionnement du réacteur à une puissance de 2 kW, ainsi que les valeurs de l'épaisseur de plaques rajoutée et calculée par la méthode décrite ci-haut.

Tableau 7.4 Premier ajout de plaques du réacteur à cœur LEU de l'École Polytechnique

Année	Nombre d'heures de fonctionnement	Épaisseur de plaques (cm)	
		mesures	calculs
mars 1999	11595.1	0.24	0.20

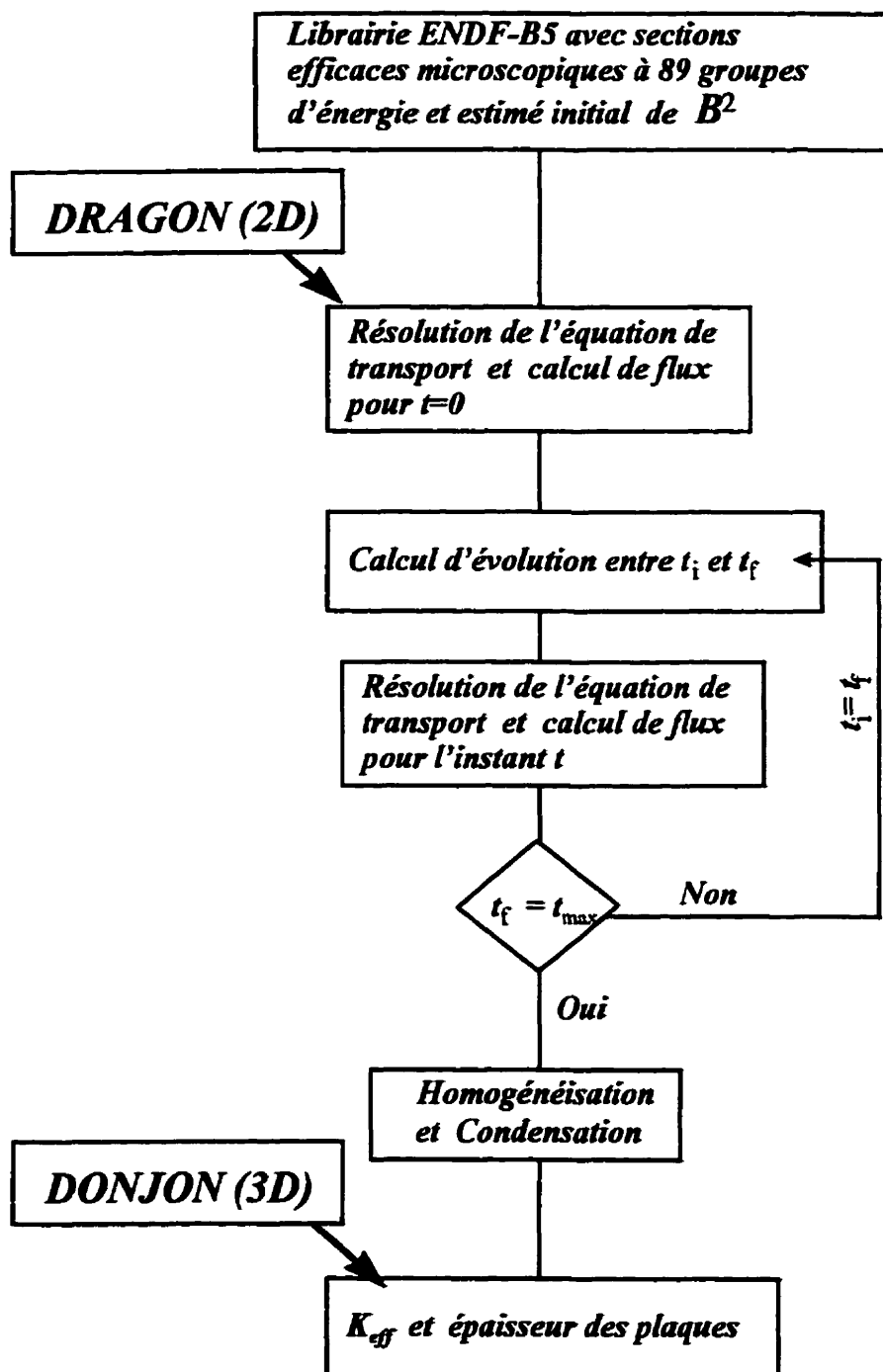


Figure 7.11 Procédure du calcul d'évolution

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons considéré plusieurs aspects de la physique du réacteur SLOWPOKE-2 à coeurs HEU et LEU.

Les coefficients de température ont été déterminés pour les deux coeurs. Ceux de LEU sont utilisés pour faire des calculs de simulation de la mise en service du nouveau réacteur de l'École Polytechnique. Les coefficients de température du caloporteur tels que calculés avec la chaîne de calcul DRAGON/DONJON sont moins importants dans LEU que dans HEU. Cela est dû à la quantité d'eau plus importante dans le coeur LEU, ce qui favorise plus la thermalisation des neutrons et le changement de densité résultant de l'augmentation de la température aura un effet moindre. Nous avons aussi étudié quelques caractéristiques du réacteur, comme le calcul des coefficients de vide et la calibration de la barre de contrôle. Le module PARAKI créé dans DONJON, nous a permis de calculer les paramètres de cinétique β et Λ .

Ce travail nous a permis de montrer que la ch peut donner de bons résultats pour le cas de petits réacteurs de recherche, difficiles à modéliser, et ce, en utilisant un modèle de réacteur à géométrie hexagonale. Contrairement aux réacteurs de puissance qui requièrent deux à quatre groupes d'énergie, la condensation pour le réacteur SLOWPOKE-2 a été faite pour six groupes d'énergie. Pour approfondir ces calculs nous avons calculé les flux thermiques et épithermiques dans le coeur du réacteur.

Dans ce travail nous avons effectué les calculs de cellule avec le code DRAGON et les calculs de réacteur avec le code DONJON. Le code DRAGON a été validé en utilisant la base de données expérimentales des laboratoires Chalk River (Marleau, 1996). Les principaux modules de DRAGON ont été validés en comparant les résultats de DRAGON pour plusieurs sortes de géométries. Les différentes erreurs introduites par un calcul DRAGON sont dues entre autre choses aux :

- erreurs intrinsèques reliées à la bibliothèque de sections efficaces microscopiques;
- interpolations des bibliothèques en fonction de la température;
- calculs de l'autoprotection des résonances;
- méthodes de probabilité de collision;
- solutions numérique des équations d'évolution.

Nous nous sommes inspirés de cette validation pour utiliser ce code dans notre analyse du réacteur SLOWPOKE. Pour ce réacteur, en plus des erreurs citées ci haut, plusieurs autres paramètres peuvent contribuer à l'incertitude sur le calcul des propriétés nucléaires. Essentiellement, la géométrie du réacteur et l'emplacement de ses différents constituants ainsi que le choix de la frontière du réacteur dans notre modèle. Ces erreurs sont transmises au calcul de diffusion dans DONJON. Il est donc difficile à priori de savoir lequel de ces paramètres contribue le plus à l'incertitude.

En plus des incertitudes associées au calcul de transport, d'autres incertitudes sont introduites dans le calcul de réacteur par le modèle en 3D utilisé dans DONJON, par le nombre de groupes choisi pour la condensation ainsi que par

le choix de la théorie de diffusion pour un réacteur de petite taille fortement hétérogène tel que SLOWPOKE.

Finalement, le modèle SLOWKIN utilise les résultats des calculs dans DRAGON et dans DONJON. Ainsi, en plus des incertitudes introduites par ces derniers, ce modèle utilise aussi différentes approximations. Celles-ci incluent l'approximation de la cinétique ponctuelle qui semble justifiable comme nous l'avons remarqué pour SLOWPOKE, les approximations dans le modèle de thermohydraulique et le délai associé à l'obtention d'un régime permanent qui peuvent toutes introduire des incertitudes sur le calcul des différentes températures. Enfin le modèle SLOWKIN utilise la corrélation de Griffith pour simuler la fraction de vide dans SLOWKIN. Cette corrélation a été élaborée pour des conditions thermohydrauliques légèrement différentes de celles prévalant dans le SLOWPOKE. À elle seule, cette corrélation pourrait expliquer une bonne part des écarts observés pour l'excursion de 3 mk lors la mise en service à l'École Polytechnique.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence plusieurs aspects qui n'étaient pas très bien connus auparavant pour ce type de réacteur:

- la précision de DRAGON/DONJON sur les coefficients k_{eff} est sensiblement meilleure pour le modèle de diffusion à géométrie hexagonale que pour le modèle R-Z. En effet, les résultats que nous avons trouvés sont plus proches des mesures;
- très bonne prédiction de la masse critique, le calcul de k_{eff} pour 198 crayons de combustibles est proche des mesures.

- bonnes valeurs des coefficients de réactivité, tel que démontré par la comparaison des calculs SLOWKIN avec les mesures de mise en service;
- importance du vide pour les excursions de puissance dans LEU;
- la valeur des épaisseurs des plaques à rajouter pour le nouveau coeur peut être estimée avant de procéder à l'ajout des plaques.

Tous nos calculs ont été comparés aux mesures effectuées à l'École Polytechnique et au collège militaire royal. Le résultat de cette comparaison montre que notre modèle représente assez bien le réacteur SLOWPOKE-2. Cependant, plusieurs améliorations peuvent encore être apportées au modèle. Nos recommandations sont les suivantes :

- dans les calculs DRAGON/DONJON, nous avons remarqué dans notre étude d'amélioration du modèle qu'en divisant la zone du combustible en trois zones annulaires, le comportement de l'excès de réactivité se rapproche de la mesure. Ceci suggère d'augmenter le nombre de zones davantage;
- à cause de la limitation des machines, tous nos calculs de diffusion ont été effectués avec un point par hexagone. Le calcul avec six points permettrait de mieux représenter le coefficient de fuite;
- pour le calcul de l'épaisseur des plaques requise pour le prochain ajout au RMC et à EPM, le calcul détaillé peut être fait pour plus de trois semaines;
- des améliorations peuvent être introduites dans SLOWKIN, essentiellement le traitement de la fraction de vide.

RÉFÉRENCES

ALBEROLA, B. (1996). Simulation de la réponse d'un détecteur de flux en présence d'une source fixe pour le chargement d'un réacteur SLOWPOKE.

Rapport de stage, École Polytechnique de Montréal.

ANDREWS, W.S, (1989). Thermal Neutron Flux Mapping around the Reactor Core of the SLOWPOKE-2 at RMC. Mémoire de Maîtrise, Collège militaire royal, Kingston, Ontario.

BARJON, R. (1993). Physique des réacteurs nucléaires. Ed. Institut de Physique Nucléaire de Grenoble, chapitre 15.

BECKURTS, K.H. et WIRTZ, K. (1964). Neutron Physics. Springer-Verlag. New York. (Traduit par Dresner, L.)

BEELEY, P.A., BENNETT, L.G.I., BONIN, H.W., FISHER et WRIGHT, L.S. (1987a). The SLOWPOKE-2 Facility at the Royal Military College : Improved Performance and Versatility. 8th Annual conference of the Canadian Nuclear Society.

BEELEY, P.A. et BENNETT, L.G.I. (1987b). Reactivity Measurements-HEU Core. Royal Military College of Canada, Kingston, Ontario.

BELL, G.I. et GLASSTONE, S. (1970). Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold co, New York. chapitre 4.

- BENABOUD, A. (1992). Résolution de l'équation de la diffusion neutronique pour une géométrie hexagonale. Thèse de Ph.D., Institut de Génie Énergétique, École Polytechnique de Montréal.
- BENEDICT, M., PIGFORD, T.H et LEVI, H.W. (1983). Nuclear Chemical Engineering. McGraw-Hill. USA.
- BEREZNAI, T. et MACMAHON, T.D. (1978). The Epithermal Neutron Flux Distribution in a Nuclear Reactor and its Effect on Epithermal Neutron Activation Analysis. J. Radional. Chem, **45**, 423.
- BEVINGTON, P.R. (1969). Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. McGraw-Hill. USA.
- BOISVERT, J. (1976). Opération du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique, Rapport technique EP76R-10, IGN 168, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie nucléaire.
- BRADY, M.C. et ENGLAND, T.R. (1989). Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems. Nucl. Sci. Eng. **103**, 129-149.
- BRESTCHER, M.M. (1997). Perturbation-Independent Methods for Calculating Research Reactor Kinetic Parameters. Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, ANL/RERTR/TM-30.
- BRESTCHER, M.M. (1998). Communication privée.
- BRIESMEISTER, J. F. (1993). MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA.

- BURBIDGE, G.A., WISE, M.E. et GARVEY, P.M. (1976). Commissioning of the SLOWPOKE-2 (École Polytechnique) Reactor. CPR-23, AECL, Ottawa.
- BURBIDGE, G.A., JONES, R.T. et TOWNES, B.M. (1986). Commissioning of the SLOWPOKE-2 (RMC) Reactor. RCC/TR-85-004 Rev.1, AECL, Ottawa.
- BUSSAC, J. et REUSS, P. (1978). Traité de neutronique. Hermann, Paris.
- DE CORTE, F. (1987). The k_0 -Standardization Method a Move to the Optimization of Neutron Activation Analysis. Thesis, Faculteit van de Wetenschappen, Belgium.
- DE WIT, R.T. (1989a). Reactivity Calculations for the Low Enrichment Uranium Fuelled SLOWPOKE-2 Reactor at the Royal Military College of Canada. Mémoire de Maîtrise, Collège militaire royal. Kingston, Ontario.
- DE WIT, R.T., BONIN, H.W. et TOWNES, B.M. (1989b). Reactivity Calculations for the RMC LEU-Fuelled SLOWPOKE-2 Reactor. 15th Annual Nuclear Simulations Symposium Proceedings, Mississauga.
- DONNELLY, J.V. (1986). WIMS-CRNL, A User's Manuel for the Chalk River Version of WIMS. AECL-8955, Atomic Energy of Canada Limited.
- DUDERSTAST, J.J. et HAMILTON, L.J. (1975). Nuclear Reactor Analysis, Ann Arbor, Michigan. chapitre 4.
- EDWARDS, G. et JONES, R.T. (1998). Commissioning Report for the École Polytechnique SLOWPOKE-2 Reactor. FFC-RRP-087, AECL.

EL HAJJAJJI, O. et ROZON, D. (1997). Calcul des coefficients de réactivité pour les effets séparés pour le réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique.

22^{ième} Conférence Annuelle des Étudiants de l'ANC/SNC Fredericton, Canada.

EL HAJJAJJI, O., KENNEDY, G. et ROZON, D. (1998). Flux Measurements in the LEU Refueled SLOWPOKE-2 Reactor of École Polytechnique de Montréal.

21^{ième} International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors. Sao Paulo, Brésil.

EPAA (1994). Manuel d'instruction. Ver 2.17. Institut de Génie Nucléaire. École Polytechnique de Montréal.

FESTARINI, G.L. (1985). The ENDF/BV WIMS Library. Scientific Document Distribution Office (SDDO). AECL, Research Company, Chalk River.

FOWLER, T.B., VANDY, D.R. et CUNNINGHAM, G.W. (1971). Nuclear Reactor Analysis Code: CITATION ORNL-TM-2496 Rev 2.

Oak Ridge National Laboratory.

GLASSTONE, S. et SESONSKE, A. (1981). Nuclear Reactor Engineering, 3^{me} Ed. Van Norstrand Engineering. New York. chapitre 5.

GRIFFITH, P., CLARK, J.A. et ROHSENOW, W.M. (1958). Void Volumes in Subcooled Boiling Systems. Paper 58-HT-19, Nat. Heat Transfer Conf. Chicago.

GUERTIN, C. (1991). Calcul du coefficient de température du réacteur SLOWPOKE-2. Mémoire de Maîtrise, Institut de Génie Énergétique, École Polytechnique de Montréal.

HÉBERT, A. (1983). Neutronique. École Polytechnique de Montréal.

HÉBERT, A. (1986). Préconditioning the Power Method for Reactor Calculations. Nucl. Sci. Eng. **94**,1.

HÉBERT, A. (1987a). TRIVAC, A Modular Diffusion Code for Fuel Management and Design Applications. Nucl. J. of Canada, Vol. 1, No. 4, 325.

HÉBERT, A. (1987b). Development of the Nodal Collocation Method for Reactor Calculation. Ann. Nucl. Energy. **14**, 527.

HÉBERT, A. et ROY, R. (1994) A Programmer's Guide for the GAN Generalized Driver FORTRAN-90 version Rapport IGE-167, École Polytechnique de Montréal

HENRY, A.F. (1958). The Application of Reactor Kinetics to the Analysis of Experiments. Nucl. Sci. Eng. **3**, 52.

HENRY, A.F. (1975). Nuclear Reactor Analysis. MIT Pres, Cambridge(Mass).

HILBORN, J.W et BURBIDGE, G.A. (1983). The First Decade and Beyond SLOWPOKE. AECL-8252, Chalk River, Ontario.

HOFFMANN, A. et JEANPIERRE, F. (1973). APOLLO: Code multigroupe de résolution de l'équation de transport pour les neutrons thermiques et rapides. CEA-N-1610, Commissariat à l'énergie atomique, France.

IRISH, J.D. et HILBORN, J.W. (1985). Longer Life Cores for SLOWPOKE-2 Reactors. 6th Annual conference of the Canadian Nuclear Society, Ottawa.

- KENNEDY, G. et ST-PIERRE, J. (1993). NAA with the Improved Relative Method and the Interactive Computer Program EPAA. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles. Vol. 169, No.2 471-481.
- KENNEDY, G. et MARLEAU, G. (1997). Refuelling the SLOWPOKE-2 Reactor at École Polytechnique: Procedure and Proposed Experiments. CNA/CNS, Annual conference, Toronto.
- KEEPIN, G.R. 1965. Physics of Nuclear Kinetics. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
- KOCLAS, J. (1994). Calcul neutronique des réacteurs. Notes de cours ENE-6103. Institut de Génie Nucléaire. École Polytechnique de Montréal.
- LAUGHTON, P.J. (1997). Progress in Reviewing Delayed-Neutron Data for Use in CANDU-Reactor Analysis. AECL.
- LEDERER, C.M. et SHIRLY, V.S. (1978). Table of Isotopes. Ed. Wiley, New York.
- LYON, W. S. (1964). Guide to Activation Analysis. D. Van Nostrand Company. New York. chapitre 2.
- MARLEAU, G. et HÉBERT, A. (1986). Introduction of an Improved Critical Buckling Search in WIMS. 12th Annual Symposium on Simulation of Reactor Dynamics and Plant Control, Hamilton.
- MARLEAU, G., ROY, R. et HÉBERT, A. (1993). DRAGON - A Collision Probability Transport Code for Cell and Supercell Calculations. Rapport IGE-157, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

- MARLEAU, G. (1996). A Validation of DRAGON Based on Lattice Experiments. 5th International Conference on Simulation Methods in Nuclear Engineering, Montréal.
- MARLEAU, G. (1997). DRAGON Calculations for the Commissioning of the LEU Fueled SLOWPOKE-2 Reactor at École Polytechnique. Rapport IGE-222. Institut de Génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- NIELSEN, K. et BENNETT, L. (1998). communication privée(RMC) (1998).
- NOCEIR, S., VARIN, E. et ROY, R. (1996). HEU and LEU Fueled SLOWPOKE Reactor Modelling. Rapport IGE-216, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- NOCEIR, S., EL HAJJAJI, O., VARIN, E., ROY, R. et ROZON, D. (1997). Diffusion Calculations for the SLOWPOKE-2 Reactor. Conférence annuelle ANC/SNC, Toronto.
- OTT, K. et NEUHOLD, R.(1985). Introductory Nuclear Reactor Dynamics. American Nuclear Society, LaGrange Park(Illinois). Chapitre 5.
- PIERRE, J.R.M. et BONIN, H.W. (1999). Monte Carlo Simulation of the LEU-Fueled SLOWPOKE-2 Nuclear Reactor MCNP A4. Nuclear Technology, Vol. 125.
- PRESS, W.H., FLANNERY, B.P., TEUKOLSKY, S.A. et VETTELING, W.T. (1990). Numerical Recipies: The Art of Scientific Computing (Fortran Version). Cambridge University Press. Chapitre 14.
- RAŽNJEVIĆ. (1976). Handbook of Thermodynamic Tables and Charts. Hemisphere Publishing Corp. Washington. page 107.

- ROY, R. (1998). Théorie des probabilités de collision. Rapport IGE-235, Institut de Génie Nucléaire, rév. 1. École Polytechnique de Montréal.
- ROZON, D. (1992). Introduction à la cinétique des réacteurs. Ed. de l'École Polytechnique de Montréal.
- ROZON, D. et KAVEH, S. (1997). SLOWKIN: A Simplified Model for the Simulation of Transients in a SLOWPOKE-2 Reactor. Rapport IGE-219(rev.1), Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- SCHMIDT, E. et GRIFULL, U. (1981). Properties of Water and Steam in SI-UNITS. Springer-Verlag. Berlin. page. 52.
- SLOWPOKE. (1997). Sommaire des opérations du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique.
- SLOWPOKE. (1999). Sommaire des opérations du réacteur SLOWPOKE-2 de l'École Polytechnique.
- SMITH, A.D. et TOWNES, B.M. (1985). Description and Safety Analysis for the Slowpoke-2 Reactor with LEU Oxide Fuel. CPR-77, AECL, ottwa.
- STAMM'LER, R.J.J. et ABBATE, M.J. (1983). Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design. Academic Press (London). Chapitre 6.
- TAPUCU, A. et al (1994). Le fonctionnement des centrales nucléaires et la gestion des déchets. École Polytechnique de Montréal. chapitre 5.
- TAUBMAN, C.J. (1975). The WIMS 69-Group Library Tape 166259. Report AEEW-M1324. U.K. Atomic Energy Authority, Winfrith.

TOWNES, B.M. et HILBORN, J.W. (1985). The SLOWPOKE-2 Reactor with Low Enrichment Uranium Oxide Fuel. 6th Annual Conference of the Canadian Nuclear Society, Ottawa.

TUTTLE, R.J. (1975). Delayed Neutron Data for Reactor-Physics Analysis. Nucl. Sc. En. 56, 37-71.

VARIN, E., HÉBERT, A., ROY, R. et KOCLAS, J. (1996a). A User's Guide for DONJON. Rapport IGE-208, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

VARIN, E., NOCEIR, S., ROY, R., ROZON, D. et GUERTIN, C. (1996b). Using Deterministic Methods for Research Reactor Studies. 5th Int. Conf. on Simul. Meth. in Nucl. Eng., Montréal.

VARIN, E. (1997) Communication privée.

WINFIELD, D.J. (1998). Safety Analysis Report for the École Polytechnique SLOWPOKE-2 Reactor. AECL report RC-1598. rev.1.

Annexe I

Approximation P_1

Afin de pouvoir résoudre l'équation de transport en régime stationnaire et de simplifier la représentation angulaire du flux, l'approximation P_N (Bell, 1970) consiste à développer en harmoniques sphériques la distribution angulaire du flux $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. En se limitant au développement à l'ordre 1 (P_1), le flux s'écrit:

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cong \frac{1}{4\pi} \left[\phi(\vec{r}, E) + 3 \vec{\Omega} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E) \right] \quad (\text{I.1})$$

- $\phi(\vec{r}, E)$ est le flux scalaire.
- $\vec{J}(\vec{r}, E)$ est le courant net.

Le développement à l'ordre 1 en polynôme de Legendre de la section efficace de diffusion Σ_s donne: (Henry, 1975)

$$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') \cong \frac{1}{4\pi} \left[\Sigma_{s0}(\vec{r}, E' \rightarrow E) + 3 \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' \Sigma_{s1}(\vec{r}, E' \rightarrow E) \right] \quad (\text{I.2})$$

où:

- Σ_{s0} : section efficace de diffusion isotrope.
- Σ_{s1} : section efficace de diffusion linéairement anisotrope.

Annexe II

Calculs dans DRAGON

II.1 Fichier de données

```
(* SLOWPOKE-2 TRANSPORT CALCULATIONS FOR LEU Type*)
INTEGER ngcond := 6 ;
CHARACTER Utype := 'UO2' ;
CHARACTER library := E5WLIB ;
REAL ri := 0.2083 ;
REAL rgap := 0.2121 ;
REAL re := 0.2629 ;
REAL Dfuel := 10.6 ;
REAL enrich := 19.89 ;
REAL DT := 10.0 ;
REAL Tinf := 10.0 ;
REAL Tsup := 80.0 ;
REAL Tcool2 := 20.0 ;
REAL Tcool3 Tcool4 := 20. 20. ;
SEQ_ASCII T10 T20 T30 T40 T50 T60 T70 T80 ;
CHARACTER N10 N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 :=
T10 T20 T30 T40 T50 T60 T70 T80 ;
PROCEDURE LibClusHet GeoLEUHet FluClusNoP CondClusHet ;
LINKED_LIST GEOMF DISCF LIBRARY LIBRF FLUXF EDITT COMPO;
MODULE END: FREE: DELETE: MAC: GREP: ;
CHARACTER HCLUS ;
CHARACTER Option Opttrk CType ;
CHARACTER Calc Impos type leak ;
```

```

REAL B2 B2C Keff ;
REAL Tcool1 ;
EVALUATE Calc Option Impos type leak :=
'ClusEau' 'ImpB' 'B' 'B1' 'PNL' ;
EVALUATE B2 := 0.007 ;
(* CLUSTER GEOMETRY AND TRACKING *)
GEOMF DISCF := GeoLEUHet :: <<ri>> <<rgap>> <<re>> ;
(* MICROSCOPIC CROSS SECTIONS LIBRARY *)
EVALUATE Tcool1 := Tinf ;
REPEAT
(* CLUSTER LIBRARY *)
LIBRARY := LibClusHet ::
<<library>> <<Tcool1>> <<Tcool2>> <<Tcool3>> <<Tcool4>>
<<Utype>> <<Dfuel>> <<enrich>> ;
(* CLUSTER FLUX CALCULATION *)
FLUXF LIBRF := FluClusNoP LIBRARY GEOMF DISCF ::
<<Calc>> <<library>> <<Option>>
<<Impos>> <<type>> <<leak>> <<B2>> ;
B2C := GREP: FLUXF :: GETVAL 'B2 B1HOM' 1 ;
Keff := GREP: FLUXF :: GETVAL 'K-EFFECTIVE' 1 ;
EVALUATE CType := 'EAU' ;
COMPO := CondClusHet FLUXF GEOMF DISCF LIBRF ::
<<ngcond>> <<library>> <<CType>> ;
EVALUATE HCLUS := N10 ;
<<HCLUS>> := COMPO ;
PRINT 'MAIN: *****' ;
PRINT 'MAIN: ' Utype ' SLOWPOKE TRANSPORT CALCULATION' ;
PRINT 'MAIN: MICROSCOPIC LIBRARY ' library ;
PRINT 'MAIN: TEMPERATURE OF ' Tcool ' degre C' ;
PRINT 'MAIN: BUCKLING = ' B2C ;

```

```
PRINT 'MAIN: K-EFFECTIVE = ' Keff ;
PRINT 'MAIN: COMPO FILE IS ' HCLUS ;
PRINT 'MAIN: *****' ;
EVALUATE Tcool1 := Tcool1 DT + ;
EVALUATE N10 N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 :=
N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 N10 ;
<<HCLUS>> COMPO FLUXF LIBRF LIBRARY B2C Keff := FREE:
<<HCLUS>> COMPO FLUXF LIBRF LIBRARY B2C Keff ;
COMPO FLUXF LIBRF LIBRARY B2C Keff := DELETE:
COMPO FLUXF LIBRF LIBRARY B2C Keff ;
UNTIL Tcool1 Tsup > ;
END: ;
```

II.2 Propriétés du combustible dans le fichier COMPO

```

1 'ZCOMBU 1' 0 -1
2 'BURN 1' 0 -1
3 'DCR ' 2 1
.00000000
3 'FLUX-INTG ' 2 6
2.759171 2.774897 1.889377 4.695305E-01 6.986001E-01
1.80652356
3 'FLUXDISAFACT' 2 6
8.78764820 5.46311474 3.95064831 4.08207703
2.32587004 1.01146448
3 'ISOTOPESDENS' 2 1
1.00000000
3 'MACR ' 0 -1
4 'CHI ' 2 6
7.60528624E-01 2.39291102E-01 1.80337549E-04 .00000000 .00000000
.00000000
4 'H-FACTORS ' 2 6
.00000000 .00000000 .00000000 .00000000 .00000000
.00000000
4 'IJJ 0 ' 1 6
1 2 4 5 6 6
4 'NFTOT ' 2 6
2.19087093E-03 1.06468576E-03 1.19087063E-02 1.98398046E-02
8.69674087E-02 1.70489982E-01
4 'NJJ 0 ' 1 6
1 2 4 4 5 5
4 'NUSIGF ' 2 6
6.04709284E-03 2.61569023E-03 2.90179402E-02 4.83436473E-02

```

2.11913496E-01 4.15432900E-01
4 'SCAT 0 ' 2 21
8.04557130E-02 3.28877836E-01 9.35348570E-02 1.58572264E-04
3.98351073E-01 1.13610573E-01 5.33296959E-04 1.73293264E-03
1.58031285E-01 1.20199561E-01 6.88102809E-05 1.00839615E-01
5.84001362E-01 4.14409041E-01 1.83979347E-02 1.06521411E-05
2.25136662 5.21914005E-01 4.68556508E-02 3.50417919E-03
1.42434726E-06
4 'SIGS 0 ' 2 6
1.74523890E-01 4.42569286E-01 5.40452719E-01 6.19454563E-01 1.10764837
2.35220623
4 'STRD ' 2 6
1.84509054E-01 3.97631526E-01 6.09329998E-01 6.20212436E-01
8.80367696E-01 1.62494552
4 'TOTAL ' 2 6
1.77250147E-01 4.44639415E-01 5.69836020E-01 6.47819102E-01 1.21999407
2.57230425
3 'OVERV ' 2 6
5.21888477E-10 2.58166732E-09 9.13314224E-08 5.98776126E-07
1.64125777E-06 4.18809168E-06
3 'SPH ' 2 6
1.00000000 1.00000000 1.00000000 1.00000000
1.00000000 1.00000000
2 'BURNUP ' 2 1
.00000000
2 'ENERGY ' 2 7
1.00000E+07 8.208500E+05 5.5307998E+03 4.00000 6.250000E-01
1.00000001E-01 1.99999995E-04
2 'HITAB ' 3 12

MACR

2 'JTAB ' 1 1

1

2 'MASS ' 2 1

1.00000000

2 'N/KB ' 2 1

.00000000

2 'PARAM ' 1 4

6 1 1 1

2 'TITLE ' 3 72

LEU FUELLED SLOWPOKE-2 : Cluster Heterogeneous Geometry

2 'VOLUME ' 2 1

2.08906891E+02

Annexe III

Calculs dans DONJON

III.1 Fichier de données

```
(* SLOWPOKE-2 DIFFUSION CALCULATIONS *)
(* Hexagonal 3D Geometry 3D: HEXZ Symetry: COMPLETE *)
LINKED_LIST GEOMETRY MACRO TRACKS CLUS_L ;
CHARACTER HCLUS ;
PROCEDURE GeoSL0 MacHEUNoB FluxNoB ;
MODULE END: LINKDS: FREE: DELETE: GREP: ;
INTEGER Ngrp ;
REAL Tcool ;
REAL Kin Kout ;
CHARACTER Stype Ctype Clus := LEU NoBAR HET ;
CHARACTER Library := E5WLIB ;
REAL DT := 10.0 ;
REAL Tinf := 10.0 ;
REAL Tsup := 80.0 ;
SEQ_ASCII T10 T20 T30 T40 T50 T60 T70 T80 ;
CHARACTER N10 N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 :=
T10 T20 T30 T40 T50 T60 T70 T80 ;
GEOMETRY TRACKS := GeoSL0 ;
EVALUATE Tcool := Tinf ;
REPEAT
EVALUATE HCLUS := N10 ;
CLUS_L := <<HCLUS>> ;
MACRO := MacHEUNoB CLUS_L ;
```

```

Ngrp := GREP: MACRO :: GETVAL IDATAXS 1 ;
MACRO := FREE: MACRO ;
Kout := FluxNoB MACRO GEOMETRY TRACKS ;
PRINT 'MAIN: *****' ;
PRINT 'MAIN: ' Stype ' SLOWPOKE WITH ' Ctype ;
PRINT 'MAIN: ' Library ' LIBRARY ' Tcool ' DEGRE C ' ;
PRINT 'MAIN: COMPO FILE IS ' HCLUS ;
PRINT 'MAIN: WITH ' Ngrp ' ENERGY GROUPS' ;
PRINT 'MAIN: TRANSPORT CALCULATION WITH ' Clus ;
PRINT 'MAIN: *****' ;
PRINT 'MAIN: ROD OUT OF THE CORE : Keff ' Kout ;
PRINT 'MAIN: _____ ' ;
EVALUATE Tcool := Tcool DT + ;
EVALUATE N10 N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 :=
N20 N30 N40 N50 N60 N70 N80 N10 ;
Kout MACRO Ngrp CLUS_L := FREE: Kout MACRO Ngrp CLUS_L ;
Kout MACRO Ngrp CLUS_L := DELETE: Kout MACRO Ngrp CLUS_L ;
UNTIL Tcool Tsup > ;
END: ;

```

III.2 Calculs des flux et du k_{eff} dans DONJON

```
(* PROCEDURE: FluxNoB *)  
(* USAGE: FLUX CALCULATION WITHOUT CONTROL ROD DEVICE *)  
(* HEU AND LEU SLOWPOKE-2 *)  
PARAMETER Keff MACRO GEOMETRY TRACKS ;  
LINKED_LIST GEOMETRY MACRO TRACKS SYSTEM FLUX ;  
MODULE TRIVAA: FLUD: END: GREP: ;  
REAL Keff ;  
SYSTEM := TRIVAA: MACRO TRACKS ;  
FLUX := FLUD: SYSTEM TRACKS ::  
ADI 2 ;  
Keff := GREP: FLUX ::  
GETVAL K-EFFECTIVE 1 ;  
END: ;
```

Annexe IV

Calcul des paramètres de cinétiques

IV.1 Module PARAKI

*DECK PARAKI

SUBROUTINE PARAKI(NENTRY,HENTRY,IENTRY,JENTRY,KENTRY)

* *

* *

* *

* *

* *****

* * CALCULATION OF KINETIC PARAMETERS

* * BETA AND LAMDA

* *****

* *

* INPUT/OUTPUT PARAMETERS: *

* *

* NENTRY : NUMBER OF LINKED LISTS OR FILES USED BY THE
MODULE. *

* HENTRY : CHARACTER*12 NAME OF EACH LINKED LIST OR FILE.*

* IENTRY : =1 LINKED LIST; =2 XSM FILE; =3 SEQUENTIAL BINARY
FILE;*

* =4 SEQUENTIAL ASCII FILE. *

* JENTRY : =0 THE LINKED LIST OR FILE IS CREATED. *

* =1 THE LINKED LIST OR FILE IS OPEN FOR MODIFICATIONS; *

* =2 THE LINKED LIST OR FILE IS OPEN IN READ-ONLY MODE. *

* KENTRY : =FILE UNIT NUMBER; =LINKED LIST ADDRESS

OTHERWISE. *

* *

* DIMENSION HENTRY(NENTRY),IENTRY(NENTRY), *

* JENTRY(NENTRY),KENTRY(NENTRY) *

* *

* *

* LINKED LIST : *

* HENTRY(1) : READ-ONLY TYPE(L_TRIVAC) *

* HENTRY(2) : READ-ONLY TYPE(L_FLUX) *

* HENTRY(3) : READ-ONLY TYPE(L_MACRO) *

* *

* *

* PROCEDURES CALLED: CALPAR *

* *

* _____ AUTHOR: O. ELHAJJAJI ; 05/01/99 -* *

*

*

IMPLICIT NONE

DOUBLE PRECISION DFLOTT

INTEGER NENTRY

REAL FLOTT,BASE

CHARACTER HENTRY(NENTRY)*12,HSIGN*12,TEXT*12,CGMPM*12,
CPFLU*12

INTEGER IENTRY(NENTRY),JENTRY(NENTRY),KENTRY(NENTRY)

INTEGER IPFLU,IPMAC,IPTRK,NREGT,NREGR,NTMIX,NGPF,NREGF,

+ ITYP,KCHAR(3),NITMA,NGRP,NDG,IGR,NMIX,IData(6),

+ IMAT,IVOL,IKEYF,IDFL(5),NGRPF,IGPR(4),NREG,

+ IBASE,IG,INFTOT,INUSIGF,I1,IPLIB,IFLU,IAFLU,ICHIP

INTEGER INUD,ICHID,IJVELG,I,ILONG,INUD8

DIMENSION IBASE(1)

```

COMMON BASE(1)
EQUVALENCE (BASE(1),IBASE(1))
*
* PARAMETER VALIDATION.
*
IF(NENTRY.LT.4) CALL XABORT('PARAKI: FOUR PARAMETERS
EXPECTED.')
IF((IENTRY(1).NE.1).AND.(IENTRY(1).NE.2))
1 CALL XABORT('PARAKI: LINKED LIST OR XSM FILE E'
2 //'XPECTED AT FIRST LHS.')
IF((JENTRY(1).NE.0).AND.(JENTRY(1).NE.1)) CALL XABORT('PARAKI:
1 EN'//'TRY IN CREATE OR MODIFICATION MODE EXPECTED.')
IF((JENTRY(2).NE.2).OR.((IENTRY(2).NE.1).AND.(IENTRY(2).NE.2)))
1 CALL XABORT('PARAKI: LINKED LIST OR XSM FILE IN READ-ONLY'
2 //'MODE EXPECTED AT FIRST RHS.')
IF((JENTRY(3).NE.2).OR.((IENTRY(3).NE.1).AND.(IENTRY(3).NE.2)))
1 CALL XABORT('PARAKI: LINKED LIST OR XSM FILE IN READ-ONLY'
2 //'MODE EXPECTED AT SECOND RHS.')
IF((JENTRY(4).NE.2).OR.(IENTRY(4).NE.1).AND.(IENTRY(4).NE.2))
+ CALL XABORT('PARAKI:'//' LINKED _LIST OR XSM _FILE IN
+ READ-ONLY MODE E'//'XPECTED AT THIRD RHS.')
IPLIB=KENTRY(1)
IF(JENTRY(1).EQ.0) THEN
HSIGN='L _LIBRARY'
READ(HSIGN,'(3A4)') (KCHAR(I1),I1=1,3)
CALL LCMPUT(IPLIB,'SIGNATURE',3,3,KCHAR)
ELSE IF(JENTRY(1).EQ.1) THEN
CALL LCMGET(IPLIB,'SIGNATURE',KCHAR)
WRITE(HSIGN,'(3A4)') (KCHAR(I1),I1=1,3)
IF(HSIGN.NE.'L _LIBRARY') THEN

```

```

TEXT=HENTRY(1)
CALL XABORT('PARAKI: SIGNATURE OF '//TEXT//' IS '//HSIGN//
> '. L_LIBRARY EXPECTED.')
ENDIF
ELSE
CALL XABORT('PAG: LIBRARY DATA STRUCTURE IN CREATION '//
> 'OR MODIFICATION MODE EXPECTED.')
ENDIF
* L_TRIVAC
CALL LCMSIX(KENTRY(2),' ',0)
CALL LCMGET(KENTRY(2),'SIGNATURE',KCHAR)
WRITE(HSIGN,'(3A4)') (KCHAR(I1),I1=1,3)
IF (HSIGN.NE.'L_TRIVAC')
+ CALL XABORT('PARAKI: OBJECT L_TRIVAC EXPECTED')
* L_FLUX
CALL LCMSIX(KENTRY(3),' ',0)
CALL LCMGET(KENTRY(3),'SIGNATURE',KCHAR)
WRITE(HSIGN,'(3A4)') (KCHAR(I1),I1=1,3)
IF (HSIGN.NE.'L_FLUX')
+ CALL XABORT('PARAKI: OBJECT L_FLUX EXPECTED')
* L_MACROLIB
CALL LCMSIX(KENTRY(4),' ',0)
CALL LCMGET(KENTRY(4),'SIGNATURE',KCHAR)
WRITE(HSIGN,'(3A4)') (KCHAR(I1),I1=1,3)
IF (HSIGN.NE.'L_MACROLIB')
+ CALL XABORT('PARAKI: OBJECT L_MACROLIB EXPECTED')
IPTRK = KENTRY(2)
IPFLU = KENTRY(3)
IPMAC = KENTRY(4)
* *****

```

```

*
* RECOVER GENERAL TRACKING MACROLIB AND FLUX
* INFORMATION.
*
* *****

CALL LCMSIX(IPTRK,' ',0)
CALL LCMGET(IPTRK,'GPARAM',IGPR)
NREGT =IGPR(1)
NREG =IGPR(2)
NTMIX =IGPR(4)
WRITE(6,*)NREGT,NREG,NTMIX
CALL LCMSIX(IPFLU,' ',0)
CALL LCMGET(IPFLU,'FLUX-PARAM',IDFL)
NGRPF = IDFL(1)
NREGF = IDFL(2)
WRITE(6,*)IDFL(1),IDFL(2),NGRPF,NREGF
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',0)
CALL LCMGET(IPMAC,'IDATAXS',IDATA)
NGRP = IDATA(1)
NMIX = IDATA(2)
WRITE(6,*)NGRP,NMIX
IF( NGRP.NE.NGRP ) CALL XABORT('PARAKI: NUMBER OF '
+ ENERGY GROUPS// ' DIFFERENT IN MACROLIB THAN IN FLUX')
IF( NREG.NE.NREGF ) CALL XABORT('PARAKI: NUMBER OF REGION'
+ // ' DIFFERENT IN TRACKS THAN IN FLUX ')
PRINT *, 'POSITION 3'
*
* DATA READING
*
10 CALL REDGET (ITYP,NITMA,FLOTT,TEXT,DFLOTT)

```

```

IF(ITYP.NE.3) CALL XABORT('PARAKI: CHARACTER DATA EXPECTED.')
IF(TEXT.EQ.'DELN') THEN
CALL REDGET(ITYP,NDG,FLOTT,TEXT,DFLOTT)
IF(ITYP.NE.1) CALL XABORT('PARAKI: INTEGER DATA EXPECTED(1).')
WRITE(6,*) ' NUMBER OF DELAYED GROUPS ',NDG
* PARAMETER BETA
CALL SETARA(BASE,NDG,INUD)
CALL SETARA(BASE,NDG,INUD8)
CALL SETARA(BASE,NDG*NGRP,ICHID)
ELSEIF(TEXT.EQ.'NUDG') THEN
DO 20 I=1,NDG
CALL REDGET(ITYP,NITMA,BASE(INUD-1+I),TEXT,DFLOTT)
IF(ITYP.NE.2) CALL XABORT('PARAKI: REAL DATA EXPECTED')
20 CONTINUE
ELSEIF(TEXT.EQ.'NUD238') THEN
DO 25 I=1,NDG
CALL REDGET(ITYP,NITMA,BASE(INUD8-1+I),TEXT,DFLOTT)
IF(ITYP.NE.2) CALL XABORT('PARAKI: REAL DATA EXPECTED')
25 CONTINUE
ELSEIF(TEXT.EQ.'CHIDG') THEN
DO 30 I=1,NDG*NGRP
CALL REDGET(ITYP,NITMA,BASE(ICHID-1+I),TEXT,DFLOTT)
IF(ITYP.NE.2) CALL XABORT('PARAKI: REAL DATA EXPECTED')
30 CONTINUE
ELSEIF(TEXT.EQ. ';') THEN
GOTO 50
ELSE
CALL XABORT('PARAKI: ILLEGAL KEYWORD '//TEXT)
ENDIF
GOTO 10

```

```

* ***** *
* RECOVER AVERAGE FUEL FLUXES
*
* *****

50 CALL SETARA(IBASE,NREGT,IMAT)
CALL SETARA(BASE,NREGT,IVOL)
CALL SETARA(IBASE,NREGT,IKEYF)
CALL LCMGET(IPTRK,'MATCOD',IBASE(IMAT))
CALL LCMGET(IPTRK,'VOLUME',BASE(IVOL))
CALL LCMGET(IPTRK,'KEYFLX',IBASE(IKEYF))
* *****

*
* RECOVER FLUX AND ADJOINT FLUX VALUES
*
* *****

CALL SETARA(BASE,NREGF*NGRP,IFLU)
DO 85 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(4HFLUX,I3)')IG
CALL LCMGET(IPFLU,CGMPM,BASE(IFLU+(IG-1)*NREGF))
85 CONTINUE
CALL SETARA(BASE,NREGF*NGRP,IAFLU)
DO 86 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(5HAFLUX,I3)')IG
CALL LCMGET(IPFLU,CGMPM,BASE(IAFLU+(IG-1)*NREGF))
86 CONTINUE
CALL SETARA(BASE,NMIX*NGRP,INFTOT)
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',0)
DO 90 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(5HGROU, I3,1H/,I3)') IG,NGRP
CALL LCMSIX(IPMAC,CGMPM,1)

```

```

CALL LCMLN(IPMAC,'NFTOT',ILONG,ITYP)
IF (ILONG.EQ.0)
+ CALL XABORT('PARAKI: BLOCK NFTOT DO NOT EXIST')
CALL LCMGET(IPMAC,'NFTOT',BASE(INFTOT+(IG-1)*NMIX))
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',2)
90 CONTINUE
CALL SETARA(BASE,NMIX*NGRP,IVELG)
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',0)
DO 95 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(5HGROUP,I3,1H/,I3)') IG,NGRP
CALL LCMSIX(IPMAC,CGMPM,1)
CALL LCMLN(IPMAC,'OVERV',ILONG,ITYP)
IF (ILONG.EQ.0)
+ CALL XABORT('PARAKI: BLOCK OVERV DO NOT EXIST')
CALL LCMGET(IPMAC,'OVERV',BASE(IVELG+(IG-1)*NMIX))
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',2)
95 CONTINUE
CALL SETARA(BASE,NGRP*NMIX,ICHIP)
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',0)
DO 100 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(5HGROUP,I3,1H/,I3)')IG,NGRP
CALL LCMSIX(IPMAC,CGMPM,1)
CALL LCMLN(IPMAC,'CHI',ILONG,ITYP)
IF (ILONG.EQ.0)
+ CALL XABORT('PARAKI: BLOCK NUSIGF DO NOT EXIST')
CALL LCMGET(IPMAC,'CHI',BASE(ICHIP+(IG-1)*NMIX))
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',2)
100 CONTINUE
CALL SETARA(BASE,NGRP*NMIX,INUSIGF)
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',0)

```

```
DO 105 IG=1,NGRP
WRITE(CGMPM,'(5HGROU,IP3,1H/,IP3)') IG,NGRP
CALL LCMSIX(IPMAC,CGMPM,1)
CALL LCMLN(IPMAC,'NUSIGF',ILONG,ITYP)
IF (ILONG.EQ.0)
+ CALL XABORT('PARAKI: BLOCK NUSIGF DO NOT EXIST')
CALL LCMGET(IPMAC,'NUSIGF',BASE(INUSIGF+(IG-1)*NMIX))
CALL LCMSIX(IPMAC,' ',2)
105 CONTINUE
CALL CALPAR(NGRP,NREGT,NREG,NMIX,NDG,BASE(INUD),BASE(ICHID),
+BASE(IVELG),IBASE(IMAT),BASE(IVOL),IBASE(IKEYF),BASE(INFTOT)
+,BASE(INUSIGF),BASE(IFLU),BASE(IAFLU),BASE(ICHIP),BASE(INUD8))
CALL RLSARA(BASE,NDG,INUD)
CALL RLSARA(BASE,NDG,INUD8)
CALL SETARA(BASE,NGRP*NGRP,ICHID)
CALL SETARA(BASE,NGRP*NMIX,IVELG)
CALL RLSARA(IBASE,NREGT,IMAT)
CALL RLSARA(BASE,NREGT,IVOL)
CALL RLSARA(IBASE,NREGT,IKEYF)
CALL RLSARA(BASE,NMIX*NGRP,INFTOT)
CALL RLSARA(BASE,NMIX*NGRP,INUSIGF)
CALL RLSARA(BASE,NREGF*NGRP,IFLU)
CALL RLSARA(BASE,NREGF*NGRP,IAFLU)
CALL SETARA(BASE,NGRP*NMIX,ICHIP)
RETURN
END
```

IV.2 Sous programme CALPAR

```

*DECK CALPAR
SUBROUTINE CALPAR(NGRP,NREGT,NREG,NMIX,NDG,NUD,CHID,
+ VELG,MAT,VOL,KEYF,NFTOT,NUSIGF,FLU,AFLU,CHIP,NUD8)
IMPLICIT NONE
INTEGER MAT(NREGT),I,J,NGRP,NREGT,NREG,NMIX,NDG,IGR,
+ IREG,ID,KEYF(NREGT),IG,II,II
REAL CHID(NDG,NGRP),VELG(NMIX,NGRP),VOL(NREGT),
+ NFTOT(NMIX,NGRP), NUSIGF(NMIX,NGRP),NUD(NDG),
+ FLU(NREG,NGRP),AFLU(NREG,NGRP),Glambda,CHIP(NMIX,NGRP),
+ SUM22,SUM1,SUM2,Fd,Fdkg,Fpg,Fdg,BETAG,BETA(NDG),Fdk,
+ Fp,Flambdag,Flambda,NUD8(NDG)
Flambda=0.
Glambda=0.
BETAG=0.0
Fd=0.0
WRITE(6,30)
30 FORMAT(2X,'groupe',6x,' Beta ')
*****

* *

* BETA EFFECTIVE CALCULATION *

* *

*****

DO 5 ID=1,NDG
Fdk=0.0
Fp=0.0
DO 10 IGR=1,NGRP
Fdkg=0.0
Fpg=0.0

```

```

Fdg=0.0
DO 20 IREG=1,NREGT
IF (MAT(IREG).EQ.0) GOTO 20
IF (MAT(IREG).NE.1) GOTO 20
SUM1= 0.0
SUM2= 0.0
SUM22=0.0
DO 15 IG=1,NGRP
SUM1=SUM1+(NUD(ID)*NFTOT(38,IG)+NUD8(ID)*NFTOT(37,IG))
+*FLU(KEYF(IREG),IG)
SUM2=SUM2+NUSIGF(MAT(IREG),IG)*FLU(KEYF(IREG),IG)
15 CONTINUE
DO 6 II=1,NDG
SUM22=SUM22+CHID(IGR,II)*SUM1
6 CONTINUE
Fdkg=Fdkg+CHID(IGR,ID)*FLU(KEYF(IREG),IGR)*SUM1*
+VOL(IREG)
Fpg=Fpg+CHIP(MAT(IREG),IGR)*SUM2*FLU(KEYF(IREG),IGR)
+ *VOL(IREG)
Fdg=Fdg+FLU(KEYF(IREG),IGR)*SUM22*VOL(IREG)
20 CONTINUE
Fdk=Fdk+Fdkg
Fp=Fp+Fpg
Fd=Fd+Fdg
10 CONTINUE
BETA(ID)=Fdk/(Fd+Fp)
BETAG=BETAG+BETA(ID)
5 WRITE(6,25)ID,BETA(ID)

```

```
*****
```

```
* *
```

```
* PROMPT NEUTRON LIFETIME CALCULATION *
```

```
* *
```

```
*****
```

```
DO 13 IGR=1,NGRP
```

```
Flambdag=0.0
```

```
DO 23 IREG=1,NREGT
```

```
IF (MAT(IREG).EQ.0) GOTO 23
```

```
Flambdag=Flambdag+FLU(KEYF(IREG),IGR)*VELG(MAT(IREG),IGR)*  
+FLU(KEYF(IREG),IGR)*VOL(IREG)
```

```
23 CONTINUE
```

```
Flambda=Flambda+Flambdag
```

```
13 CONTINUE
```

```
Glamba=Flambda/(Fd+Fp)
```

```
*****
```

```
* *
```

```
* RESULTS *
```

```
* *
```

```
*****
```

```
WRITE(6,35)
```

```
35 FORMAT(4X,'LAMBDA',8X,'BETA')
```

```
WRITE(6,12)Glamba,BETAG
```

```
12 FORMAT(2(E12.5,2X))
```

```
25 FORMAT(I5,5X,E12.5)
```

```
RETURN
```

```
END
```

Annexe V

Calcul des erreurs sur les flux mesurés

V.1 Aire sous le pic

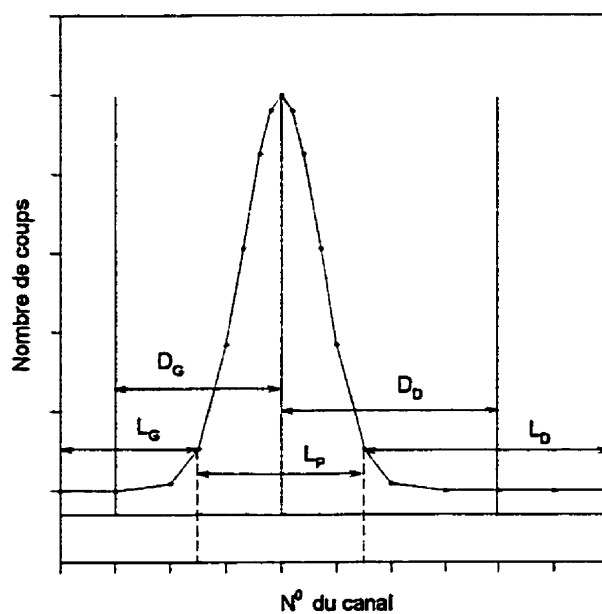


Figure V.1 Pic de rayonnement gamma

L'aire S sous le pic du rayonnement est calculée dans EPPA par l'expression suivante:

$$S = G - L_P \left[\frac{D_D}{D_G + D_D} \frac{B_G}{L_G} + \frac{D_G}{D_G + D_D} \frac{B_D}{L_D} \right] \quad (V.1)$$

- G Somme des canaux dans la région du pic;
 B_G, B_D Somme des canaux dans la région du bruit de fond gauche et droite;
 L_P, L_G, L_D Nombre de canaux dans les régions du pic, du bruit de fond gauche et du bruit de fond droite respectivement;
 D_G, D_D Nombre de canaux entre le centre du pic et le centre du bruit de fond gauche et droite respectivement.

Dans le cas où les régions de bruit de fond ont une largeur égale à la moitié de la région du pic ($L_G = L_D = \frac{L_P}{2}$) et sont à la même distance du pic ($D_L = D_R$), l'expression V.1 se simplifie à:

$$S = G - B_G - B_D$$

V.2 Erreur sur le calcul de l'aire

Les quantités G , B_G et B_D sont calculées par la somme des canaux, chacun à une erreur statistique égale à la racine carré du nombre de comptage de la région considérée.

La déviation standard σ_x d'une fonction $x = f(u, v, \dots)$ est donnée par (Bevington, 1969):

$$\sigma_x^2 \simeq \sigma_u^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + 2\sigma_{uv}^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \quad (\text{V.2})$$

G , B_G et B_D sont indépendants, par conséquent:

$$\sigma_S^2 \simeq \sigma_G^2 \left(\frac{\partial S}{\partial G} \right)^2 + \sigma_{B_G}^2 \left(\frac{\partial S}{\partial B_G} \right)^2 + \sigma_{B_D}^2 \left(\frac{\partial S}{\partial B_D} \right)^2 \quad (\text{V.3})$$

$$\sigma_S^2 \simeq \sigma_G^2 + \sigma_{B_G}^2 \left[\frac{D_D}{D_G + D_D} \frac{L_P}{L_G} \right]^2 + \sigma_{B_D}^2 \left[\frac{D_G}{D_G + D_D} \frac{B_D}{L_D} \right]^2$$

V.3 Erreur sur les flux

L'équation 6.3 montre que pour calculer l'erreur sur les flux il faut d'abord déterminer l'erreur sur l'activité massique. Cette erreur est donnée à partir de l'expression 6.1 par (Bevington, 1969):

$$\frac{\sigma_{A_{sp}}^2}{A_{sp}^2} \simeq \frac{\sigma_m^2}{m^2} + \frac{\sigma_S^2}{S^2} \quad (V.4)$$

Trois sortes d'erreurs contribuent dans l'erreur sur la masse:

- Précision de la balance (0.5 %);
- Erreur de la lecture (0.5 %);
- Déviation de la masse de la valeur moyenne pour chaque pesée calculée en effectuant une série de mesures sur la masse (2.3 %).

L'erreur sur l'aire sous le pic S est calculée par le programme EPAA par l'expression V.3.

Le flux thermique à la position axiale z est calculé à partir de l'expression 6.3 par :

$$\phi_{th}(z) = \frac{(I_{0Au} A_{Cu}(z)/K_{Cu}) - (I_{0Cu} A_{Au}(z)/K_{Au})}{\sigma_{thCu} I_{0Au} - \sigma_{thAu} I_{0Cu}} \quad (V.5)$$

En appliquant la relation V.2 on trouve:

$$\sigma_{\phi_{th}}^2 = \left(\frac{I_{0Au}}{\sigma_{thCu}I_{0Au} - \sigma_{thAu}I_{0Cu}} \right)^2 \cdot \sigma_{RCu}^2 + \left(\frac{I_{0Cu}}{\sigma_{thCu}I_{0Au} - \sigma_{thAu}I_{0Cu}} \right)^2 \cdot \sigma_{RAu}^2 \quad (V.6)$$

avec:

$$R_{Cu}(z) = A_{Cu}(z)/K_{Cu} \quad \text{et} \quad R_{Au}(z) = A_{Au}(z)/K_{Au}$$

$$\sigma_{RCu}^2 = R_{Cu}^2 \cdot \left(\left(\frac{\sigma_{ACu}}{A_{Cu}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{KCu}}{K_{Cu}} \right)^2 \right) \quad (V.7)$$

de même

$$\sigma_{RAu}^2 = R_{Au}^2 \cdot \left(\left(\frac{\sigma_{AAu}}{A_{Au}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{KAu}}{K_{Au}} \right)^2 \right) \quad (V.8)$$

La constante K est calculée à partir de l'équation 6.3, et en utilisant les valeurs des activités spécifiques dans le site d'irradiation n°1 (on pose $\phi_{th}(site) = 1$). Donc:

$$\left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_K}{K} \right)^2$$

D'où:

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi_{th}}^2 = & 2 \cdot \left(\frac{I_{0Au}}{\sigma_{thCu}I_{0Au} - \sigma_{thAu}I_{0Cu}} \right)^2 \cdot R_{Cu}^2 \cdot \left(\frac{\sigma_{ACu}}{A_{Cu}} \right)^2 \\ & + 2 \cdot \left(\frac{I_{0Cu}}{\sigma_{thCu}I_{0Au} - \sigma_{thAu}I_{0Cu}} \right)^2 \cdot R_{Au}^2 \cdot \left(\frac{\sigma_{AAu}}{A_{Au}} \right)^2 \end{aligned} \quad (V.9)$$

La déviation est alors:

$$\sigma_{\phi_{th}} = \sqrt{\sigma_{\phi_{th}}}$$

Le flux épithermique est déterminé à partir du flux thermique par:

$$\phi_{ep}(z) = (\frac{A_{Au}(z)}{K_{Au}} - \sigma_{thAu}\phi_{th}(z))/I_{0Au} \quad (V.10)$$

d'où:

$$\sigma_{\phi_{ep}}^2 = (\sigma_{R_{Au}}^2 + \sigma_{\phi_{th}}^2 \sigma_{thAu}^2)/I_{0Au}^2$$

σ_{thAu} : section efficace d'absorption des neutrons thermiques par l'Au.

Finalement, l'erreur sur les rapports $R_{th} = \left(\frac{\phi_{th(coeur)}}{\phi_{th(site)}} \right)$ et $R_{ep} = \left(\frac{\phi_{ep(coeur)}}{\phi_{ep(site)}} \right)$ pour chaque côte z est donnée par:

$$\sigma_{R_{th}}^2 = R_{th}^2 \cdot \left(\left(\frac{\sigma_{\phi_{th}}^2}{\phi_{th}^2} \right)_{coeur} + \left(\frac{\sigma_{\phi_{th}}^2}{\phi_{th}^2} \right)_{site} \right) \quad (V.11)$$

et

$$\sigma_{R_{ep}}^2 = R_{ep}^2 \cdot \left(\left(\frac{\sigma_{\phi_{ep}}^2}{\phi_{ep}^2} \right)_{coeur} + \left(\frac{\sigma_{\phi_{ep}}^2}{\phi_{ep}^2} \right)_{site} \right) \quad (V.12)$$